Sources
in the History of Mathematics and
Physical Sciences 18

# WOLFGANG PAULI

## Wissenschaftlicher Briefwechsel mit Bohr, Einstein, Heisenberg u.a.

## Scientific Correspondence with Bohr, Einstein, Heisenberg, a.o.

**Band IV/Volume IV**
**Teil IV/Part IV**
**A: 1957**

Springer

Sources
in the History of Mathematics and
Physical Sciences

18

Editor: G. J. Toomer



WOLFGANG PAULI im Herbst 1957



WOLFGANG PAULI
Verleihung des Ehrendoktors in Hamburg
am 21. November 1958

# WOLFGANG PAULI

Wissenschaftlicher Briefwechsel mit
Bohr, Einstein, Heisenberg u.a.
Band IV, Teil IV, A: 1957

Scientific Correspondence with
Bohr, Einstein, Heisenberg, a.o.
Volume IV, Part IV, A: 1957

*Herausgegeben von / Edited by*
Karl von Meyenn

Springer

Professor Dr. Karl von Meyenn

Abteilung Theoretische Physik
Universität Ulm
Albert-Einstein-Allee 11
89069 Ulm

Herausgegeben mit Unterstützung
der Deutschen Forschungsgemeinschaft,
des Schweizerischen Nationalfonds
und der ETH Zürich

Gedruckt mit Unterstützung
der Deutschen Forschungsgemeinschaft

Bibliographische Information der Deutschen Bibliothek.
Die Deutsche Bibliothek verzeichnet diese Publikation in der Deutschen Nationalbibliographie;
detaillierte bibliografische Daten sind im Internet über <http://dnb.ddb.de> abrufbar.

ISSN 0172-6315
ISBN 3-540-40296-9 Springer Berlin Heidelberg New York

This work is subject to copyright. All rights are reserved, whether the whole or part of the material is concerned, specifically the rights of translation, reprinting, reuse of illustrations, recitation, broadcasting, reproduction on microfilm or in any other way, and storage in data banks. Duplication of this publication or parts thereof is permitted only under the provisions of the German Copyright Law of September 9, 1965, in its current version, and permission for use must always be obtained from Springer. Violations are liable for prosecution under the German Copyright Law.

Springer is a part of Springer Science+Business Media

springeronline.com

© Springer-Verlag Berlin Heidelberg 2005
Printed in Germany

The use of general descriptive names, registered names, trademarks, etc. in this publication does not imply, even in the absence of a specific statement, that such names are exempt from the relevant protective laws and regulations and therefore free for general use.

Typesetting: Data conversion by Kurt Mattes, Heidelberg
Cover production: *design & production* GmbH, Heidelberg
Printed on acid-free paper SPIN 10769606 55/3141/ba – 5 4 3 2 1 0

# Inhaltsverzeichnis

## Teil A

Einleitung: Die Anfänge der modernen Physik
im Spiegel des Paulischen Briefwechsels . . . . . VII

I. Das Jahr 1957
Paritätsverletzung und schwache Wechselwirkung . . . . . 1

## Teil B

II. Das Jahr 1958
Letzte Zusammenarbeit mit Heisenberg.
Die Spinortheorie der Elementarteilchen
und die Genfer Hochenergiekonferenz . . . . . 769

III. Anhang
1. Editorisches Nachwort . . . . . 1373
2. Zeittafel 1957–1958 . . . . . 1381
3. Literaturverzeichnis . . . . . 1385
a. Allgemeine Literatur . . . . . 1385
b. Schriften von W. Pauli aus den Jahren 1957–1959 . . . . . 1477
4. Verzeichnis der Korrespondenten . . . . . 1480
5. Briefverzeichnisse . . . . . 1483
a. Chronologisches Verzeichnis: 1957–1958 . . . . . 1483
b. Alphabetisches Verzeichnis: 1957–1958 . . . . . 1499
6. Personenregister . . . . . 1519
7. Sachwortregister . . . . . 1539

# Die Anfänge der modernen Physik im Spiegel des Paulischen Briefwechsels*

Karl von Meyenn

## Die Bedeutung der Briefe

Mit den hier vorliegenden Briefen aus Paulis beiden letzten Lebensjahren schließt sich auch ein großes Kapitel der Physikgeschichte, das mit der Entschlüsselung der Atomgesetze in den frühen zwanziger Jahren begann und mit den ersten Versuchen zur Formulierung einer Theorie der letzten Bausteine der Materie, den Elementarteilchen, Ende der fünfziger Jahre endete. Inmitten aller dieser Bestrebungen gehörten Paulis Briefe stets zu den anspornenden Kräften, welche bei den entscheidenden Fragen entweder die Ursache der angehäuften Schwierigkeiten aufdecken oder durch geeignete Begriffsbildungen den Weg zu neuen Fortschritten bereiten halfen. Seine Briefe dienten nicht nur als ein Kommunikationsmittel, sondern waren vielmehr auch Diskussionsforum für noch unfertige oder hypothetische Fragen, die für eine Veröffentlichung noch nicht die nötige Reife besaßen. Die Briefe sind deshalb ein wichtiges Medium des historischen Erkenntnisprozesses gewesen und ihre Lektüre kann uns aufschlußreiche Einblicke in den Entstehungsvorgang wissenschaftlicher Ideen und Begriffe gewähren.

Eine scharfe Trennung zwischen sicherer Erkenntnis, und unfertigem noch in der Schwebe befindlichem Wissen, hatte einst der große Mathematikerfürst Carl Friedrich Gauß, von dem man sagte, er habe *früher rechnen als sprechen* gelernt, durch seinen Leitspruch *Pauca sed matura* (nur Weniges, aber Reifes) als Norm der exakten Naturforschung vorgegeben.[1] Auch Sommerfeld hat ihn seinen Schülern zu vermitteln versucht: Nur theoretisch und experimentell abgesicherte Erkenntnisse sollten zur Publikation gelangen; unabgeklärte und unfertige Forschungsresultate und der Weg, der zu ihnen führte, sollten dagegen nur dem persönlichen Gespräch, der öffentlichen Diskussion in Seminaren und nach Vorträgen oder auch den Briefen vorbehalten bleiben.

Diesem dem Geiste der modernen theoretischen Physik naturgemäßen Verfahren fühlte sich Pauli verpflichtet. Den Gegensatz dazu bildete sein lebenslanger wissenschaftlicher Partner Werner Heisenberg, der mit seinen unkonventionellen Ideen und phantasiereichen Vorschlägen viel eher bereit war, mit bereits als gefestigt geltenden Prinzipien zu brechen, wenn es unübersteigbar scheinende Hindernisse zu bewältigen galt. Doch gemeinsam bildeten die beiden so ver-

---

* In eckige Klammern gesetzte Zahlenangaben im Text verweisen auf die entsprechenden Briefnummern dieser Edition.

[1] Vgl. hierzu Kurt-R. Biermann: *Carl Friedrich Gauß. Der „Fürst der Mathematiker" in Briefen und Gesprächen*. Leipzig, Jena, Berlin 1990 oder Walter Kaufmann-Bühler: *Gauss. A biographical study*. Berlin, Heidelberg, New York 1981.

anlagten Physiker für die Aufgaben, welche die damalige Atomtheorie für sie bereithielt, eine ideale Einheit.[2] Als am Ende seiner wissenschaftlichen Laufbahn Pauli abermals den Eindruck hatte, daß die konventionelle Forschung in eine Sackgasse zu geraten drohte, formulierte er nochmals seine Auffassung über die geeignetste Forschungsstrategie [2997]: „Mathematische Virtuosität, Funktionentheorie (einer oder mehrerer komplexer Veränderlicher) etc. scheinen mir zwar gut bei der Herleitung von Folgerungen (Integration) aus logisch abgeschlossenen mathematischen Theorien. Wenn es sich jedoch darum handelt, neue Naturgesetze mit neuen Grundbegriffen zu finden, braucht es eine andere Art der Intuition und der Einfühlung. Ich glaube nicht, daß ein Forschertypus wie Lehmann, Wightman, Källén etc. dabei von großem Nutzen sein kann."

Paulis Einfluß auf die Entwicklung der Physik läßt sich anhand seiner publizierten Schriften nur in sehr unvollkommener Weise ermessen. Sein ehemaliger Assistent Rudolf Peierls hat in seinem 1960 verfaßten Nachruf insbesondere auf die Rolle der Briefe hingewiesen und – als bekanntestes Beispiel – auf die Neutrinohypothese, „which was put forward in private discussions and in letters …; but it would be impossible to list all the ideas, constructive or critical, by which he has influenced the work of pupils and colleagues in innumerable letters. Some of these letters are written in reply to requests for advice. Others were spontaneous and written either by way of comment on somebody else's work or when he had arrived at some new soughts to somebody who he knew would be interested to hear of them. All of his pupils and friends are familiar with these letters, invariably written by hand, invariably relating to problems of crucial importance at the time, pungent of criticism. In these letters, as well as in conversation, he would often discuss conjectures and intuitive judgements, which went far beyond anything he would regard as worthy of publication, but he would draw a clear distinction between knowledge and conjecture."

Darüber hinaus hat Peierls auch auf den ungeheuren Einfluß hingewiesen, der von Pauli und seinen Briefen als letzter kritischer Instanz auf die Forschung ausgeübt wurde. „These letters supplemented the profound influence he exerted personally on his pupils and collaborators and on many others who came to him for advice. To discuss some unfinished work or some new and speculative ideas with Pauli was a great experience, because of the clarity of his understanding and of his high standard of intellectual honesty, which would never let a slipshod or superficial argument get by. At critical times in physics, when it was not clear whether some new ideas should be taken seriously, one tended naturally to ask ‚What does Pauli say about it?'"

Um den Zugewinn an Erkenntnissen zu illustrieren, welchen die Briefe und anderen *nicht öffentlichen* Quellen für die historische Forschung bedeuten, wollen wir im folgenden einige Episoden aus Paulis Entwicklungsjahren und aus der frühen Geschichte der Quantentheorie darstellen, die in ihrem Höhepunkt zur Entdeckung des Ausschließungsprinzips und zur Formulierung einer rationalen Atommechanik geführt haben.

---

[2] Eine sehr treffende Darstellung seines komplementären Verhältnisses zu Heisenberg hat Pauli in einem Schreiben [54] an Bohr gegeben.

## Eine unschätzbare *Treibkraft der neueren theoretischen Forschung*

Als der mit Pauli befreundete Paul Ehrenfest seine Festansprache zur Verleihung der Lorentzmedaille am 31. Oktober 1931 durch die *Amsterdamer Akademie der Wissenschaften* vorbereitete, rühmte er nicht nur Paulis wissenschaftlichen Verdienste, sondern vor allem auch seine Geradlinigkeit und sein unbestechliches wissenschaftliches Urteil [271]: „Aber vielleicht noch von viel größerem Gewicht als diese Publikationen sind die unzähligen, unverfolgbaren Beiträge, die er zur Entwicklung der neueren Physik durch mündliche Diskussionen oder Briefe geliefert hat. Die enorme Schärfe seiner Kritik, seine außerordentliche Klarheit und vor allem die rücksichtslose Ehrlichkeit mit der er stets den Nachdruck auf die ungelösten Schwierigkeiten legt (ganz besonders, wenn es sich um seine eigenen Arbeiten handelt!), bewirkt, daß er als unschätzbare Treibkraft innerhalb der neueren theoretischen Forschung gelten muß."

Wie aus dem Pauli gewidmeten Nachruf des sowjetischen Physiker Lev Davidovich *Landau* hervorgeht, trifft dieses Urteil über den noch jungen Pauli ebenso für seine späteren Jahre zu: „Pauli was always greatly interested in the basic problems of physics and had a clear grasp of them. Along with this he hated with all his heart every sort of scientific showiness, deeply despised those papers in which the absense of real content is concealed behind learned definitions and *rigorous* arguments, and ridiculed their authors with extraordinary venom, calling them *basic thinkers* and *new-foundation layers*."

## *Das briefliche Publikationsverfahren*

Neben seinen Veröffentlichungen sind Paulis Beiträge also vor allem in diesen Briefen enthalten, die er ausgewählten Personen zusandte und die dann oft in wissenschaftlichen Kreisen die Runde machten. Als er im Oktober 1926 Heisenberg den „physikalischen Sinn des Bornschen Formalismus" der Streutheorie erklärte, bedankte sich Heisenberg [144] „für Ihren langen Brief. Daß ich so spät antworte, kommt daher, daß Ihr Brief dauernd hier die Runde machte und Bohr, Dirac und Hund uns darum raufen." Das hier genannte Schreiben leitete einen Denkprozeß ein, der mit Heisenbergs Unschärferelation und Bohrs Komplementaritätsidee schließlich zur *Kopenhagener Interpretation* und damit zu einem vorläufigen Abschluß der Quantenmechanik führte.

Weiteres Beispiele für Paulis „briefliche Publikationsverfahren" [53, 140] sind im Brief [46] und in dem am 24. November 1924 an Landé verschickten Schreiben [71] enthalten; in dem letzteren hatte Pauli ihm die Entdeckung seines *Ausschließungsprinzips* übermittelt. Als Pauli von Landés Absicht erfuhr, Ehrenfest in Leiden aufzusuchen, bat er ihn um mündliche Weitergabe seiner Mitteilungen: „Wenn Sie es Ehrenfest in Holland erzählen, soll es mich freuen." Offenbar hatte Landé das Schreiben mit nach Leiden genommen, denn am 7. Dezember sendete ihm Ehrenfest dasselbe „mit vielem Dank" zurück: „Es war ein enormer Genuß für mich, ihn abermals durchzulesen," kommentierte er, „Pauli ist ein brillanter, artistischer Physiker." Paulis nächstes Schreiben an

Landé [75] zeigt, daß die Nachricht sich inzwischen rasch über Holland nach Kopenhagen ausgebreitet hatte: „Ihr Besuch in Holland hat bereits zur Folge gehabt, daß ich von Bohr einen Brief bekam, er hätte gehört, ich hätte was Neues (auf dem Wege: Landé → Coster → Kramers → Bohr) und möchte gerne wissen, was es sei."

## Bekämpfung von *Irrlehren*

Aber Paulis Wirken bestand nicht nur in seinen positiven wissenschaftlichen Erkenntnissen, sondern auch in seinen Versuchen, die Verbreitung von *Irrlehren* [121, 124, 127] zu verhindern. Wir erinnern nur an die neue Strahlungstheorie von Bohr, Kramers und Slater mit ihrem Verzicht auf eine Energieerhaltung beim Einzelprozeß, die, wie Kronig am 5. Juni 1925 Goudsmit berichtete, Bohr „erst wieder nach vieler Diskussion und namentlich unter dem katalytischen Einfluß von Pauli" aufzugeben bereit war. Heisenberg nannte Pauli einen „Meister der Kritik" [107], dem er seine Manuskripte vorlegte, bevor er sie zur Veröffentlichung einreichte.

Im Jahre 1933 richtete Pauli auf Ehrenfests Wunsch hin sogar einen „Nachrichtendienst für Physiker der älteren Generation" ein, der ihnen durch Versendung sog. „Abschlacht-Listen" [295] das nutzlose Studium rein formaler und physikalisch inhaltsloser Abhandlungen ersparen sollte: „Der Leichenberg, hinter dem allerlei Gesindel Deckung sucht, hat einen Zuwachs erfahren," heißt es in einer dieser Nachrichten [313]. „Es wird gewarnt vor der Arbeit von Levi-Civita" über Diracsche und Schrödingersche Gleichungen, die gerade in den Berliner Akademieberichten erschienen war. „Alle sollten abgehalten werden, diese Arbeit zu lesen oder gar zu versuchen, sie zu verstehen. Ferner gehören sämtliche auf S. 241 dieser Arbeit zitierten Arbeiten dem Leichenberg an."[3]

Es gibt aber auch bekannte Beispiele, bei denen Pauli über das Ziel hinausschoß und wertvolle Ideen ablehnte oder sogar im Keime erstickt hat. Wir erinnern nur an seinen anfänglichen Widerstand gegen die Spinhypothese [118, 119, 122 und 125],[4] an seine wiederholten Angriffe auf Louis de Broglies Vorstellungen einer *Pilotwelle* [168, 1337, 1352, 1353 und 1368] oder an seine Ablehnung von Hermann Weyls *Zweikomponententheorie* [235]. Doch in den meisten Fällen handelte es sich um situationsbedingte Eingriffe, welche die augenblickliche Forschungsstrategie festlegen sollten und deshalb auch nicht von bleibender Bedeutung zu sein brauchten. Außerdem ist natürlich selbst ein Genie nicht vor Irrtümern sicher!

Oft wird in diesem Zusammenhang auch die Frage gestellt, ob es in einer wissenschaftlichen Darstellung der Leistungen großer Persönlichkeiten überhaupt erlaubt oder zweckmäßig sei, auf solche sich über den normalen Ton hinwegsetzende Formen des Umgangs mit anderen Personen einzugehen. Wilhelm Ostwald

---

[3] Unter den hier zitierten Abhandlungen befand sich allerdings auch Weyls Untersuchung „Elektron und Gravitation", in welcher die später berühmt gewordene *Zweikomponententheorie* eingeführt wird!

[4] Eine eingehendere Untersuchung dieser Angelegenheit findet man bei von Meyenn (1988).

hat anläßlich einer Besprechung der häufig vorgenommenen „Reinigungen“ von Briefausgaben hierzu ein klares Wort gesprochen: „Nachdem inzwischen wohl die allermeisten Menschen, von denen in jenen Briefen die Rede ist, gestorben sind, kommen Rücksichten persönlicher Art nicht mehr in Betracht, und gerade die Rücksichtslosigkeit, mit der sich die Freunde einander gegenüber geäußert haben, stellt einen unschätzbaren Wert dieser Äußerungen dar.“

## Die *Geißel Gottes*

Pauli scheute sich nicht, im Einklang mit dem ihm von Ehrenfest verliehenen Titel einer *Geißel Gottes* [125, 211], gelegentlich auch seine Kollegen und großen wissenschaftlichen Vorbildern anzugreifen und Kritik an ihnen zu üben. Selbst seine angesehensten Zeitgenossen reizte er – zuweilen auch in einer verletzenden Form – mit seinen spöttischen Kommentaren.[5] Doch stets ging es ihm dabei um die Sache und nicht um die Personen, die er stets achtete, sofern sie in ehrlicher Absicht handelten. Als sich Schrödinger einmal gekränkt fühlte, weil Pauli seine Deutung der $\psi$-Funktion als „Züricher Lokalaberglauben“ bezeichnet hatte, erklärte Pauli [148]: „Ich möchte Dich sehr bitten,“ die Bemerkung „nicht als persönliche Unfreundlichkeit Dir gegenüber, sondern als Ausdruck der sachlichen Überzeugung anzusehen, daß die Quantenphänomene in der Natur solche Seiten zeigen, die nicht mit den Begriffen der Kontinuumsphysik (Feldphysik) allein erfaßt werden können.“

Unbarmherzig rügte er einmal seinen ehemaligen Lehrer Sommerfeld, als dieser ihm die brieflich mitgeteilten Methoden zur Berechnung von Linienintensitäten [64] ohne Rücksprache einfach publizierte.[6] „Sollte ich einmal zu faul sein eine Sache selbst zu publizieren,“ schrieb er [70] im November 1926 seinem Lehrer voller Ironie, „oder dies aus irgendwelchen sachlichen Bedenken nicht gerne tun wollen, wollte ich es aber dennoch ganz gerne sehen, wenn die Sache allgemein bekannt wird, so werde ich sie Ihnen brieflich mitteilen.“

Pauli hatte im Sommer 1930 auch Born und dessen gemeinsam mit Jordan verfaßtes Buch *Elementare Quantenmechanik* mit beißender Kritik überzogen, weil die Behandlung der Wellenmechanik darin vertagt und so „Ziel und Sinn des n.ten Bandes durch die virtuelle Existenz eines $(n+1)$.ten Bandes deutlich gemacht“ worden war.[7] Denn „viele Resultate der Quantentheorie (wie z. B. Richtungsverteilung der Photoelektronen, Intensität der kontinuierlichen Spektren, Comptoneffekt, Theorie der Metallelektronen sowie die Diracsche Theorie des Spinelektrons) können nämlich mit den … elementaren Mitteln gar nicht,

[5] Pauli konnte gegenüber empfindsamen Personen auch rücksichtsvoll sein. Auf eine besondere Bitte von Ehrenfest hin pflegte er Uhlenbeck „besonders sanft“ zu behandeln [137].

[6] Aber auch andere Physiker scheuten sich nicht, Paulis briefliche Mitteilungen gelegentlich in ihren Publikationen mit aufzunehmen (siehe *briefliches Publikationsverfahren*).

[7] Borns als erster Band der Serie unter Mitwirkung seines Assistenten Friedrich Hund herausgegebene *Vorlesungen über Atommechanik* war bereits „etwas von oben herab“ scharf durch Sommerfeld kritisiert worden, wie Born am 15. Januar 1925 voller Ärger nach Kopenhagen meldete: „Es fängt gleich so an: ‚Ihr Buch ist, wie ich es erwartet habe, ziemlich Bohr-fromm‘.“

andere wiederum nur unbequem und mit indirekten Methoden abgeleitet werden. (Zu den letzteren gehört z. B. die Herleitung der Balmerterme, die matrizentheoretisch im Anschluß an eine frühere diesbezügliche Arbeit von Pauli durchgeführt wird. Man wird hier dem Referenten also nicht vorwerfen können, daß er die Trauben deshalb sauer findet, weil sie ihm zu hoch hängen.)“

Born beklagte sich daraufhin bei Sommerfeld über „die Bösartigkeit des Angriffs“ und suchte Paulis „nicht sehr erfreuliches“ Verhalten in einem an Sommerfeld gerichteten Schreiben vom 1. Oktober 1930 auf seine Weise zu begründen: „Als ich im Jahre 1925 die Darstellung der Heisenbergschen Ideen durch Matrizen und die Vertauschungsregel (heute meist Heisenbergsche genannt) gefunden hatte, suchte ich einen Mitarbeiter, da Heisenberg für längere Zeit unerreichbar war, und fragte Pauli bei einer Gautagung, ob er mitmachen wollte. Dabei hat er mich in seiner bekannten schnöden Weise beschimpft und meine Idee furchtbar heruntergerissen. Darauf habe ich ihn sitzen gelassen und Jordan als Mitarbeiter gewonnen. Seitdem sich Pauli auf diese Weise ausgeschaltet hatte, hat er furchtbare Wut auf Göttingen und läßt sie bei jeder Gelegenheit durch boshafte Bemerkungen aus. Aber ich kann das auch überstehen.“

## Das große Selbstbewußtsein der jungen Physiker

Aus diesen Zeilen wird verständlich, warum junge und selbstbewußte Physiker nur ungern mit dem so empfindlich veranlagten Born zusammenarbeiteten. Auch Pauli hatte es bei ihm in Göttingen nur ein Semester lang ausgehalten. Dazu kam, daß der sich seiner intellektuellen Überlegenheit bewußte Pauli sowohl im persönlichen Gespräch als auch in der öffentlichen Diskussion seinen wissenschaftlichen Partnern in jeder Hinsicht gewachsen fühlte. Selten dürfte er in die Verlegenheit gekommen sein, sich in die Enge getrieben zu fühlen. Kritik bedeutete für ihn eine wissenschaftliche Bereicherung und willkommene Gelegenheit zur Vorführung seiner geistigen Fähigkeiten; der 18 Jahre ältere Born empfand sie dagegen oft nur als eine Herabwürdigung seiner zweifellos großen wissenschaftlichen Verdienste.

Daß solche Motive dem unterschiedlichen Verhalten der beteiligten Personen tatsächlich zugrunde lagen, wird aus dem Briefwechsel des amerikanischen Physikers Raymond Birge mit seinem Kollegen John van Vleck deutlich. In einem Schreiben vom 10. März 1927 stellte er folgende allgemeine Beobachtungen über das Verhalten der europäischen Physiker an: „Did you visit Dirac while in Europe? I am always interested in personal touches. I just now have a letter from Condon, saying that Dirac is at Göttingen and the real master of the situation. When he talks Born just sits and listens to him open-mouthed. That Dirac thinks of absolutely nothig but physics. Finally, that Condon asked him if he would like to visit America, and he replied, ‚There are no physicists in America‘. That is worse than Pauli, whom I understand credits America with only two, whom I understand are Epstein and yourself. Did you have that impression of Dirac? Also did you get an impression of general snobbiness toward America, when you were in Europe?“ Als Pauli sich im Sommer 1931 in Ann Arbor aufhielt und dort zwar unter großer Hitze, nicht aber gerade unter „Trockenheit“ leidete,

weil „Laporte und Uhlenbeck ausgezeichnet mit Alkohol versorgt sind," machte auch er die damit übereinstimmende Feststellung [279]: „Physik (und Physiker) gibt es hier sehr viel, aber ich finde sie zu formal."

## *Größenordnungsphysik*

Besonders aber seine Mitarbeiter und Assistenten suchte Pauli davor zu bewahren, sich nicht durch allzu langwierige Literaturstudien oder andere ihm bedeutungslos erscheinende „Problemchen" von ihrer eigentlichen Forschungsaufgabe ablenken zu lassen. Als sein Assistent Rudolf Peierls ihm im Sommer 1931 während seiner Abwesenheit in den USA ein Manuskript seiner Untersuchung über den elektrischen Widerstandes bei tiefen Temperaturen zuschickte, riet ihm Pauli vehement von einer Publikation ab [279]: „Erstens halte ich es für schädlich, wenn die jüngeren Physiker sich an die Größenordnungsphysik gewöhnen. Zweitens ist der Restwiderstand ein Dreckeffekt und im Dreck soll man nicht wühlen. Drittens schwebt die Theorie stark in der Luft … Viertens sollten Sie doch vernünftigere Fragestellungen haben als solche kleinen Problemchen; ich finde, Sie verzetteln sich in letzter Zeit zu sehr in Kleinigkeiten." Doch dann, wieder etwas milder gestimmt, fügte er hinzu: „Ich bin nicht so wie die Bolschewisten, die die Kirchen, nachdem sie sie geschlossen haben, auch noch in die Luft knallen. Also zerreiße ich Ihr Manuskript nicht, sondern sende es Ihnen zurück, aber mit dem ausdrücklichen Rat, es vorläufig in Ihrer Schublade liegend aufzubewahren. Vielleicht schreiben Sie einmal irgendein größeres zusammenfassendes Referat, dann können Sie es ja verwenden." Peierls folgte Paulis Ratschlag und publizierte seine Ergebnisse im Schlußparagraphen eines Übersichtsreferats über die „Elektronentheorie der Metalle", das er gerade für die *Ergebnisse der exakten Naturwissenschaften* anfertigte. In einer Besprechung desselben bedauerte Pauli nochmals, „daß die Resultate der Theorie vielfach den Charakter der *Größenordnungsphysik* tragen, die sich mit einem qualitativen theoretischen Verständnis des Mechanismus der betreffenden Effekte begnügen muß."

Aber selbst vor Einstein machte Pauli nicht Halt. Er bedachte ihn mit herber Kritik, als dieser nicht von seiner einheitlichen Feldtheorie ablassen wollte und entgegen dem allgemeinen Trend der damaligen Quantenphysik alle physikalischen Erscheinungen wieder auf eine rein klassische Feldtheorie zurückzuführen suchte. „Nun ist die Stunde der Rache für Sie gekommen," verkündete er am 26. August 1929 in einem Schreiben [235] an Hermann Weyl, „jetzt hat Einstein den Bock des Fernparallelismus geschossen, der auch nur reine Mathematik ist und nichts mit Physik zu tun hat, und Sie können schimpfen! … Also auf zur Quantelung der Felder und nieder mit dem Fernparallelismus!" Aber auch Einstein selbst verhehlte er nicht seine Enttäuschung über den damit einhergehenden „weitgehenden Abbau der allgemeinen Relativitätstheorie" [239]: „Ich halte an dieser schönen Theorie fest, selbst wenn sie von Ihnen verraten wird!" Doch Einstein, der Paulis scharfe Zunge kannte und deshalb sein aufrichtiges Wesen um so mehr zu schätzen wußte, erteilte er ihm nur den weisen Ratschlag [240]: „Vergessen Sie, was Sie gesagt haben, und vertiefen Sie sich einmal mit solcher

Einstellung in das Problem, wie wenn Sie soeben vom Mond heruntergekommen wären."

Besonders häufig wurde aber auch Paulis wohl schärfster Konkurrent Dirac zur Zielscheibe seiner Kritik. Als es Pauli im November 1925 gelungen war, die Balmerformel „vom Standpunkt der neuen Göttinger Quantentheorie" herzuleiten [104, 106],[8] hatte auch schon Dirac solche H-Atom-Rechnungen begonnen. Ralph H. Fowler, Diracs ehemaliger *Supervisor* am *St. John's College* in Cambridge, zeigte sich überrascht (in einem Schreiben vom 4. Dezember 1925 an Bohr), als er von Paulis raschen Fortschritten erfuhr: „Thanks to Dirac I have expected rapid development on those lines (d. h. Heisenberg's new theory), but Pauli's work on hydrogen has got ahead magnificently – much faster than I expected to hear of at first."

Doch schon bei der Erweiterung der Quantenmechanik zur Behandlung auch unperiodischer Bewegungen und bei der Ableitung von Intensitätsformeln für das H-Atom waren Dirac und Schrödinger den Matrizenmechanikern bereits mit ihren Veröffentlichungen zuvorgekommen [118, 140]. Pauli bedauerte nur [125], „auf diese Weise soviel Zeit verloren" zu haben. „Da hätte ich ja inzwischen gut etwas anderes machen können!" Er fügte jedoch kommentierend hinzu: „Diracs Rechnungen über das H-Atom sind allerdings unnötig umständlich, das kann man nach den Methoden von Wentzel und mir einfacher machen." Eine Übertragung des von Dirac nach der Heisenbergschen Methode behandelten Compton-Effektes „in die Schrödingersche Sprache" [140] mußte er ebenfalls zurückstellen, weil Dirac selbst und Paulis neuer im Oktober 1926 aus Berlin zu Peter Paul Koch nach Hamburg gekommener Kollege Walter Gordon diese Aufgabe auch schon erledigt hatten.

Nachdem Heisenberg und Pauli 1929 im Anschluß an Dirac ein allgemeines Verfahren zur Quantelung der Wellenfelder vorgeschlagen hatten, waren zahlreiche unüberwindliche Schwierigkeiten aufgetreten, welche ihre Anwendung auf konkrete Fälle problematisch machten. Das Problem der Übergänge in Zustände negativer Energie wurde von Pauli als ein besonders schwerwiegender Mangel der Diracschen Theorie empfunden. Paulis Abneigung gegen die sog. *Löchertheorie* sollte noch lange anhalten [312] und er begrüßte jede Gelegenheit, wenn er dieser Theorie „wieder eins anhängen" konnte [373].

Die oft reinigende Wirkung seiner Kritik wurde auch von vielen anderen Zeitgenossen wohlwollend anerkannt. Als Dirac während der Kopenhagener Osterkonferenz 1932 „eine noch ganz unfertige Idee" über eine alternative relativistische Quantenfeldtheorie vorstellte, rief er bei den Teilnehmern „nur allgemeines Schütteln des Kopfes" hervor: „Er skizzierte eine Theorie," berichtete der anwesende Ehrenfest,[9] „in die man im Beginn wohl die Wirkung von Wellenfeldern auf Elektronen hineinsteckt, aber *nicht* die Wirkung der Elektronen auf die Felder. Dann aber kommt durch Herumzaubern mit Nichtkommutativität dennoch a

[8] „Die Paulische Balmerarbeit z. B. ist geradezu entsetzlich," erklärte Max von Laue, der ebenso wie viele andere ältere Physiker mit dem Matrixformalismus Schwierigkeiten hatte, am 12. Oktober 1926 in einem Brief an Schrödinger.

[9] In einem Schreiben vom 26. April 1932 an Epstein. Pauli war zu dieser Konferenz nicht gekommen, weil er noch an seinem Artikel über *Wellenmechanik* für das Springersche Handbuch arbeitete.

posteriori so etwas heraus, das so ungefähr wie eine Rückwirkung der Elektronen auf die Felder riecht. So hofft er von den berüchtigten 4–5 Schwierigkeiten der Pauli-Heisenberg-Elektrodynamik wenigstens eine vermeiden zu können: Die Feldsingularität des Punktelektrons. … Pauli war abwesend. Also ertrank die Diskussion in einem Sumpf von Höflichkeit."

Aber auch für die von vielen Wissenschaftlern heiß umkämpften Prioritätsansprüche soll Pauli wenig Verständnis gezeigt haben, wie Peierls in einem Interview berichtete. „Pauli always used to say: I can't understand why people have such strong feelings about priorities. If something is so obvious that somebody else is doing it at the same time as you, than it's not worth doing. It's the ideas that occur to you and that nobody else has thought about that are really satisfying."

## Quantenmechanik als wissenschaftliche Revolution: An den Grenzen der Anschaulichkeit

Die Physik des frühen 20. Jahrhunderts hat bei ihrem Eindringen in den sich immer mehr dem unmittelbaren Wahrnehmungsvermögen entziehenden Mikrobereich zunehmend auf die bisher gewohnte Führung durch unsere Anschauung verzichten müssen. Nachdem alle Versuche ausgeschöpft waren, mit Hilfe von Modellen und anderen Sinneswerkzeugen das Verhalten der Atome und ihrer Spektren zu beschreiben, konnten sich die theoretischen Physiker bei ihrer Suche nach den dort herrschenden Naturgesetzen in wachsendem Maße nur noch durch mathematische Gesetzmäßigkeiten und einige universell bewährte Prinzipien (wie Symmetrie- und Invarianz-Prinzipien) leiten lassen. Entsprechend waren die Physiker jener Zeit in zwei Lager gespalten. Die Physiker der älteren Generation, zu der unter anderen noch Max Planck, Albert Einstein, Max von Laue, Arnold Sommerfeld, Max Born, Erwin Schrödinger und, bis zu einem gewissen Maße, sogar auch noch Niels Bohr gehörten, waren weiterhin von einer Unverzichtbarkeit der Anschaulichkeit als wichtigstes Erkenntnismittel überzeugt. Die jungen Physiker der Nachkriegsgeneration – und unter ihnen ganz besonders die eigentlichen Begründer einer *neuen* Quantenmechanik wie Wolfgang Pauli, Werner Heisenberg, Pascual Jordan, Paul Dirac und Paul Wigner, zeigten dagegen eine viel größere Bereitschaft, diese Betrachtungsweise ganz aufzugeben und zur Beschreibung jener *unsichtbaren Realität*[10] schließlich nur noch formale Gesichtspunkte und durch die Beobachtung gewährleistete Begriffe und Größen gelten zu lassen.[11]

Als Pauli am 20. September 1923, kurz vor seiner Rückkehr aus Kopenhagen, Eddington seine Meinung über die von der Quantentheorie geforderten *Modifikationen* der klassischen Vorstellungen unterbreitete [45], wies er auf die

[10] „Atome und Elektronen sind ja eine unsichtbare Realität," erklärte Pauli später [1158], „nur die Wirkungen – d. h. was wir so interpretieren – sind sichtbar."

[11] Paulis Forderung, „in die Physik nur prinzipiell beobachtbare Größen einzuführen", erschien schon in der Anfang November 1919 eingereichten Untersuchung über Weyls Gravitationstheorie zum ersten Mal im Druck.

Schwierigkeit bei den Interferenzerscheinungen des Lichtes hin, „z. B. beim lichtelektrischen Effekt stets in Energiequanten $h\nu$ disponibel zu bleiben." Die Widersprüche „kommen nur daher, daß wir zwar die Gesetze der klassischen Theorie aufgeben, aber doch noch immer mit den Begriffen dieser Theorie operieren." Bereits hier erwähnte Pauli, daß zwar die Bewegung eines Elektrons *prinzipiell beobachtbar* sei, *nicht* aber der *Ort* des Elektrons.

So hat auch der ältere Pauli dieses Umdenken rückblickend bewertet, als er im Januar 1955 seinen Standpunkt gegenüber Schrödinger nochmals darlegte [1992]: Die „logische und mathematische Struktur" bei einer physikalischen Theorie sei ihm „(mindestens) ebenso wichtig wie ihre Beziehung zur Empirie". Als er im Frühjahr 1955 – im Vorgefühl der sich anbahnenden Entwicklungen in der Elementarteilchenphysik – in seiner sog. *Reflexionsarbeit*[12] die neue Rolle der Spiegelungssymmetrien analysierte, hob er nochmals die Bedeutung dieses Verzichts auf eine bildhafte Darstellung bei der Entwicklung der Quantenphysik hervor:[13] „After a brief period of spiritual and human confusion, caused by a provisional restriction to *Anschaulichkeit*, a general agreement was reached following the substitution of abstract mathematical symbols, as for instance psi, for concrete pictures. Especially the concrete picture of rotation has been replaced by mathematical characteristics of the representations of the group of rotations in three dimensional space. This group was soon amplified to the Lorentz group in the work of Dirac." Ganz besonders erwähnte Pauli in diesem Zusammenhang auch die Rolle seines *Ausschließungsprinzips*, das nun „in a new and surprising way" mit Diracs Ideen kooperieren konnte.

Der endgültige Durchbruch zu einer neuen Quantenmechanik, die man zuweilen auch eine *Knabenphysik* genannt hat, war im wesentlichen dieser jugendlichen und vorurteilsfreien Physikergeneration zu verdanken. Die ersten Nachkriegsjahre, in denen diese Entwicklung stattfand, gehören zu den glanzvollsten Jahren der gesamten Physikgeschichte, weshalb man auch gerne von einem *goldenen Zeitalter* der Weimarer Physik spricht. Wie sich im weiteren Verlauf zeigte, vermochte diese unanschaulich-abstrakte Quantentheorie im Bereich der Atome und der Elementarteilchen tatsächlich auch das zu leisten, was der Newtonschen Mechanik und der Maxwellschen Elektrodynamik bisher nur für den makroskopischen Erscheinungsbereich gelungen war. Damit hatte sich schließlich ein 1916 von Sommerfeld zitierter Ausspruch des Spektroskopikers Carl Runge bewahrheitet: „Einmal wird auch der Spektroskopie ihr Newton entstehen." Nur statt *eines* hatte es dazu *mehrerer* „Newtons" bedurft.

In dem oben bezeichneten Sinne stellen die frühen 20er Jahre also für das sich neu konstituierende Physikverständnis eine Zeit des Übergangs dar. Diesen Prozeß hatte vor allem der dänische Physiker Niels Bohr in Gang gesetzt. Durch Einführung seines *Korrespondenzprinzips* hatte er eine Art Leitfaden geschaffen, mit dessen Hilfe man in einigen paradigmatischen Fällen eine Verbindung zwischen der klassischen und der Quantenwelt herstellen konnte.[14] Andererseits

[12] So bezeichnete Pauli (vgl. S. 145) seinen Beitrag (1955d) zur *Bohr-Festschrift*.

[13] Pauli (1955d, S. 30).

[14] Bohr versuchte ganz bewußt, die Anwendung seines vielbewährten Prinzips durch eine zu enge Formulierung einzuschränken. In der Literatur sind deshalb verschiedene Fassungen desselben zu

waren aber auch schon während der lang anhaltenden Suche nach einer *definitiven* Atommechanik die erkenntnistheoretischen und mathematischen Hilfsmittel bereitgestellt worden, welche diese Bestrebungen entscheidend förderten.[15]

Die Bedeutung dieses geistigen Umbruchs auch für das gesamte geistige und kulturelle Umfeld wurde bisher nur von einigen wenigen unter den Beteiligten erkannt. Wahrscheinlich werden auch noch viele Jahre vergehen und viele inner- und außerwissenschaftliche Auseinandersetzungen stattfinden, bevor diese dem Uneingeweihten so fremdartig anmutenden Erkenntnisse in das allgemeine Bewußtsein einzudringen vermögen. Man kann aber davon ausgehen, daß sie das Denken und Handeln der Menschen im Laufe der Zeit noch viel tiefgreifender *umwälzen* werden, als es die *kopernikanische Revolution* mit allen ihren erkenntnistheoretischen, kulturellen, gesellschaftlichen und politischen Implikationen je vermocht hat.

Aus einer solchen *welthistorischen* Perspektive heraus verdient das Leben und Wirken eines der am Aufbau dieser neuartigen Wissenschaft maßgeblich beteiligten Physikers, dessen gesamter Briefwechsel hier ausgebreitet wird, um so mehr unsere ganze Aufmerksamkeit. Im folgenden sollen einige prägende Ereignisse, aus dem Leben des noch jungen Pauli, welche diese Entwicklung eingeleitet haben, auf der Grundlage noch vorhandener Quellen herausgestellt werden.

## Die Wiener Schulzeit. Machs Anleitung zum kritischen Denken

Eine zentrale Rolle bei diesem Unternehmen fiel dem jungen Pauli zu. Durch äußere Umstände begünstigt, brachte er für seine Aufgabe ideale Voraussetzungen mit. Es waren dies eine überragende mathematische Begabung, die schon bei seinen Gymnasiallehrern große Erwartungen weckte, gepaart mit einer erkenntnistheoretischen Skepsis, die erforderlich war, wenn man die gewohnten und so vielfach bewährten Grundlagen der klassischen Physik verlassen wollte.[16]

Paulis natürlichen Veranlagungen wurden von seinem von großem Wissensdrang beseelten Vater gefördert, der neben seiner Tätigkeit als viel beschäftigter

---

finden. Zum ersten Mal (in deutscher Sprache) kommt die Bezeichnung *Korrespondenzprinzip* in seinem in der *Zeitschrift für Physik* **2**, S. 423 (1920) veröffentlichten Aufsatz „Über die Serienspektren der Elemente“ vor. Auch Pauli, der schon in seiner Dissertation einen Verallgemeinerungsversuch unternommen hatte, ging in seinem ersten Handbuchartikel über *Quantentheorie* [1926, S. 41–53] ausführlich auf die Komplexität und Tragweite dieses von Sommerfeld (z. B. in *Atombau und Spektrallinien*, 2. Auflage, S. 400 und 534) oft als Bohrscher „Zauberstab“ bezeichneten Prinzips ein.

[15] Die Bedeutung Hilberts und der Göttinger Mathematiker für die Entstehungsgeschichte der Quantenmechanik hat Arne Schirrmacher kürzlich in seinem Aufsatz „Planting in his neigbor's garden: David Hilbert and early Göttingen quantum physics“ in *Physics perspectives* **5**, 4–20 (2003) behandelt.

[16] Möchte man sich jedoch auf Attribute wie Frühreife, selbständiges Studium von Büchern, frühzeitige Höchstleistungen und dauerhafter Bestand der gewonnenen Erkenntnisse festlegen, mit denen Wilhelm Ostwald 1909 in seinem bekannten Werk *Grosse Männer* versucht hat, die *Klassiker* von den *Romantikern* der Wissenschaft zu unterscheiden, so fällt es schwer, Pauli in eindeutiger Weise in dieses Schema einzuordnen.

Arzt auch eigenen wissenschaftlichen Interessen nachging und vor allem chemische Studien betrieb. Als hingebungsvoller Verehrer seines ehemaligen Prager Lehrers Ernst Mach[17] hatte er diesen zum Paten seines hochbegabten Sohnes erkoren und sich durch ihn auch bei dessen weiteren wissenschaftlichen Ausbildung leiten lassen.

Zunächst sollte der Sohn offenbar eine chemische Laufbahn einschlagen, bot sie doch eher Aussicht auf eine materiell gesicherte Zukunft. Der Vater selbst hatte inzwischen eine aussichtsreiche Karriere als Chemiker an der Wiener Universität begonnen und war von der grundlegenden Bedeutung der von ihm mitbegründeten Disziplin der Kolloidchemie überzeugt.[18]

In einem Schreiben [2761] an den Generalsekretär der *Chemical Society*, die ihn 1957 zum Ehrenmitglied ernannte, deutete Pauli diese ursprüngliche Absicht seines Vaters an: „During my study in Munich I decided already after one term to give up my study of chemistry in favour of theoretical physics. In my doctor examination, which, besides physics, also comprehended mathematics and astronomy, chemistry was not contained."

Verantwortlich für diesen Richtungswechsel dürfte die ihm stark imponierende Persönlichkeit des Münchener Physikprofessors Arnold Sommerfeld gewesen sein. Trotz seines eher respektlosen Verhaltens gegenüber Autoritäten und anderen angesehenen Personen[19] hat Pauli eine stets anhaltende Verehrung für seinen ersten wissenschaftlichen Mentor bewahrt. Besonders deutlich kam dies auch noch bei späteren Gelegenheiten in seinem persönlichen Umgang mit Sommerfeld zum Ausdruck.[20] So konnte Arnold Berliner,[21] der Herausgeber der Zeitschrift *Die Naturwissenschaften*, auch noch im Sommer 1935 anläßlich einer wissenschaftlichen Kontroverse über die quantentheoretische Interpretationsfrage in einem an Sommerfeld gerichteten Schreiben feststellen, daß Heisenberg ebenso „zu Ihrem Kreise gehört wie Pauli oder Bethe, die Ihnen beide wohl auch heute noch auf das Wort parieren." Aber auch Pauli selbst hat in einem Gratulationsschreiben zu Sommerfelds 70. Geburtstag den Respekt erwähnt, den ihm „jenes strenge Stirnrunzeln" seit dem Jahr 1918 einflößte, in welchem er Sommerfeld zum ersten Mal begegnet war [537a].

---

[17] Der Vater hatte Mach bei der Herausgabe seiner Werke unterstützt und ihm auch mehrfach beim Korrekturenlesen seiner Bücher geholfen.

[18] Siehe hierzu E. I. Valkos Würdigung zum 80. Geburtstag des Vaters in der *Österreichischen Chemiker-Zeitung* **50**, 183–184 (1949) und Manfred Jacobis im *Gesnerus* **57**, 222–237 (2000) und in der *Naturwissenschaftlichen Rundschau* **54**, 411–416 (2001) erschienene Aufsätze „Wolfgang Paulis familiärer Hintergrund" und „Wegbereiter der Kolloidchemie. – Die wissenschaftliche Karriere von Wolfgang Joseph Pauli."

[19] Autoritäres Auftreten von Wissenschaftlern lehnte Pauli ab und sprach bei Kollegen, bei denen sie in Erscheinung trat, auch von einer „Verbonzung" (vgl. z. B. Band **II**, S. 149).

[20] Über Paulis respektvollen Umgang mit seinem Lehrer hat sich insbesondere auch sein späterer Assistent V. F. Weisskopf in seinen Erinnerungen geäußert (vgl. Enz und von Meyenn [1988, S. 86]).

[21] In einem Schreiben vom 28. August 1935 an Sommerfeld.

## Im Sommerfeldschen Institut für theoretische Physik

Als Pauli das Studium an der *Ludwig Maximilians Universität* in München aufnahm, herrschten dort noch die chaotischen Zustände der letzten Kriegsmonate. München wurde Schauplatz wichtiger politischer Ereignisse, die der junge Student infolge seiner emsigen Vertiefung in seine Studien offenbar nur am Rande wahrgenommen hat. Am 14. September 1918 hatte der österreichische Kaiser Karl I. gerade einen Friedensappell an die Alliierten gerichtet und um Waffenstillstandgespräche auf der Grundlage des Wilsonschen 14-Punkte Programms nachgesucht. Nachdem sich schließlich auch die Deutsche Reichsregierung zu solchen Verhandlungen bereit erklärte, war am 11. November das Waffenstillstandsabkommen zustande gekommen, das den Kriegshandlungen ein definitives Ende setzte.

Währenddessen war in München der Sozialdemokrat Kurt Eisner an die Spitze eines Arbeiter-, Bauern- und Soldatenrates getreten. Nach seiner Ermordung durch einen fanatisierten Offizier wurde am 21. Februar 1919 die *Bayerische Räterepublik* ausgerufen. Diese konnte sich jedoch bis zu ihrer Auflösung durch die Reichswehr nur einen Monat halten. Pauli hatte also häufig Gelegenheiten, bei seinem Weg von der Wohnung in der Theresienstraße 66 zum Sommerfeldschen Institut das aufgeregte politische Treiben und die allgemeine Not dieser Jahre zu beobachten. In späteren Gesprächen mit seiner Frau Franca erinnerte er sich jedoch nur gelegentlich an einzelne Episoden, wie die langen Schlangen, die sich vor den Volksküchen bei der Essensausgabe an die hungerleidende Bevölkerung bildeten. Eine direkte Kunde von den damals in München herrschenden Zuständen aus Paulis eigener Hand besitzen wir jedoch nicht.

Pauli verkehrte aber in München mit verschiedenen Personen, die solche Berichte über diese bewegte Zeit hinterlassen haben. Unter diesen finden wir bekannte Namen wie Werner Heisenberg, Otto Laporte, Wilhelm Lenz, Gregor Wentzel, Erwin Fues, Adolf Kratzer, Karl Bechert und Peter Paul Ewald. Sie alle gehörten damals zum engeren Mitarbeiterkreis des Sommerfeldschen Institutes.[22] Unter Sommerfelds frühen Meisterschülern befand sich auch noch der Holländer Peter Debye, der München zwar schon 1911 verlassen hatte und sich um diese Zeit in Göttingen aufhielt, der aber dennoch enge Kontakte mit Sommerfeld unterhielt. Zu Sommerfelds weiteren Favoriten gehörte sein Assistent Ewald, dem er auch freundschaftlich nahestand und mit dem Pauli nun ebenfalls in eine nähere Beziehung treten sollte.[23] Schon als Doktorand hatte Ewald entscheidende Ideen zu von Laues Entdeckung der Röntgenstrahlinterferenzen beigesteuert, die den außerordentlichen Ruf des Münchener Institutes mitbegründen halfen und Laue den Nobelpreis des Jahres 1914 eintrugen. Eines der ersten Weihnachtsfeste außerhalb der gewohnten elterlichen Umgebung verbrachte Pauli in Ewalds Münchener Wohnung in der Leopoldstraße 70 und hier bei ihm soll er auch zum ersten Mal von seiner ihm bis dahin nicht bewußten jüdischen Abstammung seines Vaters aufgeklärt worden sein.

---

[22] Vgl. hierzu Eckert [1993] und die Hinweise zur *Sommerfeld-Schule* in Band **II**, S. 704–708.

[23] Pauli hatte im Wintersemester 1919/20 und im Sommer 1920 Ewalds Vorlesungen über „Dynamik der Kristallgitter“ und „ausgewählte Kapitel der Elektronenoptik“ belegt.

## Revolutionäres Zeitgeschehen aus der Sicht eines Augenzeugen

Angesichts dieser engeren Beziehung zu Pauli mag auch ein Lagebericht von Interesse sein, den Ewald seinem gerade als Privatdozent nach Zürich berufenen Kollegen Paul Sophus Epstein zukommen ließ:[24] „Das Zwischensemester war eigentlich sehr nett", schrieb er am 11. Mai 1919. „Das Lesen hat mir Freude gemacht und war recht lehrreich, zumal in der stündlichen Abwechslung mit Sommerfeld. Der Semesterschluß war schon stürmisch. Der ersten Räterepublik stand ich nicht gerade feindlich gegenüber, da ich von mehreren ordentlichen Leuten wußte, die dabei waren, obwohl ich die Methode, die Demokratie auch nur vorübergehend zu verlassen, um eine Demokratie zu schaffen, für verkehrt hielt. … Ich fuhr öfters in die Stadt, um mir die Dinge anzusehen, und fand alles nicht so arg, wie sie draußen erzählt wurden. … Inzwischen arbeiteten sich die weißen Garden der roten Hoffmann-Regierung nahe an die Stadt. Den großen Sieg der *Roten* bei Dachau erlebte ich auf einem meiner Stadtbesuche. … Es tat dem Auge wohl, nach dem verkommenen Gesindel, das sich Münchener Garnison nannte und das jeder Regierung nachlief, die zwei oder mehr Tagelohn bot, wieder einige ordentliche Truppen auf der Straße zu sehen. Es sind Preußen und Württemberger dabei. Im Institut kam plötzlich Laue als Funkerleutnant; er liegt mit seiner Station auch in Giesing; wir hatten aber einen netten Abend bei Sommerfelds (übrigens unter Begleitung von Maschinengewehrknattern und Handgranatenlärm in der Feilitzschule). Im Ganzen scheinen die letzten 8 Tage etwa 500 Todte gekostet zu haben. Natürlich ist augenblicklich die Reaktion wieder hoch und der Gegensatz zwischen Gebildeten und Arbeitern größer als je. … Auf mich macht den tiefsten Eindruck die absolute Ohnmacht des nicht organisierten Bürgertums. Die Bekanntgabe der Friedensbedingungen, die uns als Großmacht bescheidensten Umfangs vernichtet, ja, nur vor Verpflichtungen überhaupt kaum wieder aufatmen lassen soll, trägt das ihre dazu bei, eine Atmosphäre zu schaffen, die das Waffenhandwerk als das vornehmste selbst so friedlich veranlagten Menschen wie mir erscheinen läßt. … Aber das früher oder später Frankreichs chauvinistischer und maßloser Wille gebrochen werden muß, wenn es uns so knebelt, ist klar."

Eine solche deutsch-nationale Sichtweise der politischen Verhältnisse der frühen Nachkriegszeit dürfte in den meisten Akademikerkreisen vorgeherrscht haben. Paulis fast zwei Jahre jüngerer Studienkollege Werner Heisenberg, der zu diesem Zeitpunkt noch das Münchener Maximiliansgymnasium besuchte und dann – mit einer Phasenverzögerung von vier Semestern – ebenfalls in Sommerfelds Arbeitskreis eintrat, beschrieb die Münchener Zustände in seiner Autobiographie *Der Teil und das Ganze* in ganz ähnlicher Weise.[25] Doch Personen wie Epstein selbst, Kasimir Fajans, Karl Ferdinand Herzfeld, Pauli und manch andere, die aus den östlichen Teilen des Reiches zum Studium oder zur Fortbildung nach München gekommen waren, haben sicherlich eine viel kritischere Haltung gegenüber der in diesem Brief vertretenen Einstellung eingenommen.

---

[24] Vgl. K. von Meyenn, Hrsg.: *Quantenmechanik und Weimarer Republik*. Braunschweig und Wiesbaden 1994. Dort S. 25f.

[25] Heisenberg [1969, S. 19f.].

Solche Differenzen und Spannungen zwischen den verschiedenen Personengruppen kommen auch in einer Äußerung Borns zum Ausdruck, der sich in einem Schreiben vom 31. Oktober 1922 über das Verhalten des inzwischen nach Amerika ausgewanderten Epstein beschwerte: „Daß Epstein jetzt überall verbreitet, Paulis und meine Arbeit sei falsch und seine richtig, ist eine rechte Niederträchtigkeit. … Er hat mir einen ganz unverschämten Brief geschrieben, in dem er behauptet, daß wir unpublizierte Arbeiten von ihm angegriffen hätten. … Dabei hat der Kerl wesentlich durch meine Empfehlungen seine schöne Anstellung in Amerika bekommen. Ich habe mir vorgenommen, in Zukunft für östliche Ausländer keine westlichen Empfehlungen mehr zu geben".

Bemerkungen über das Zeitgeschehen kommen in den wenigen erhaltenen Briefen aus Paulis frühen Jahren fast überhaupt nicht vor. Daß ihn diese Ereignisse überhaupt nicht berührt hätten, kann man daraus natürlich nicht schließen. Von einem starken politischen Engagement des jugendlichen Pauli unterrichtet nämlich ein ehemaliger Schulkamerad, dessen Schreiben [3142] den Abschluß dieser Briefausgabe bildet. Dort heißt es, während der Schulzeit sei „nach Ausbruch des Ersten Weltkrieges" bei Pauli „ein leidenschaftliches Interesse für Politik erwacht, das sichtlich auch von seiner sozialistisch orientierten und schriftstellerisch tätigen Mutter genährt wurde. Je länger der Krieg dauerte, desto schärfer wurde seine Opposition gegen ihn und überhaupt … gegen das ganze *Establishment*."[26]

## Rückzug aus dem Alltagsleben und vollständige Hingabe an die Wissenschaft

Unter dem Eindruck der menschlichen Schicksale vieler Kriegsteilnehmer und des Bewußtseins der Ohnmacht des Einzelnen gegenüber dem Zeitgeschehen hatte Pauli sich offenbar zunehmend von der Außenwelt abgekapselt und in der rein wissenschaftliche Tätigkeit Ablenkung gesucht. Aus „großer Angst vor allem Gefühlsmäßigen" erklärte er ein Jahrzehnt später, sei auch dieses gänzlich aus seinem Leben verdrängt worden [380].

Paulis sprichwörtlich gewordene Abneigung gegen das Zeitungslesen [56] und seine anhaltende Skepsis gegenüber öffentlichen Meinungsäußerungen sind diesen Erfahrungen entsprungen.[27] Von öffentlichen Friedensappellen oder an-

[26] Pauli hat sich auch später noch – trotz einer grundsätzlich kritischen Einstellung gegenüber seiner Heimat – stets für die Geschichte Österreichs interessiert. Als ihm die Kahlers den ersten Band der 1955 von Hannah Ahrendt unter dem Titel *Dichten und Erkennen* herausgegebenen Essays des ebenfalls durch Mach beeinflußten Hermann Broch zukommen ließen, bedankte er sich: „*Die fröhliche Apokalypse Wiens um 1880* hat mir besonderen Spaß gemacht. Band **2** wäre sehr erwünscht."

[27] Bevor Pauli am 29. April 1925 mit dem Fluzeug von einem Besuch in Kopenhagen nach Hamburg zurückkehrte, lud er Kronig ein, ihn im Juni in Hamburg zu besuchen. Dieser berichtete (in einem Schreiben an Erik Rüdinger vom 21. Dezember 1979) folgendes über diesen Aufenthalt: „At a party, I believe in the house of Minkowski, Pauli fell asleep in an armchair and somebody put a newspaper between his hands. Pauli was very angry when he awoke, because he had a great contempt for newspapers and never read them at that time."

deren Formen der Einflußnahme von Wissenschaftlern auf das politische Geschehen, wie sie schon damals an der Tagesordnung waren, versprach er sich keinen wirklichen Erfolg [2067, 2079 und 2080]. Bohrs spätere Bemühungen, durch einen *offenen Brief* an die *Vereinten Nationen* die öffentliche Meinung zu beeinflussen oder Deklarationen zur Abwendung eines Atomkrieges der *Rot*- und *Weiß-Besternten*, wie die sog. *Mainauer Kundgebung* [2216], lehnte Pauli deshalb als *verkehrte Mittel* ab [1147, 1158 und 1187]. „Everything which is ‚large scale' is too inhuman to be accessible to my sentiment," schrieb er im Sommer 1950 angesichts der sich anbahnenden Oppenheimer-Affaire [1120], „so I prefer to think about *individual* destinies, to stay human and to look how these individual fates are reflecting also a larger collective situation."

Dabei stützte er sich auf die von Laotse vertretene taoistische Lebensweisheit, der zufolge der Einzelne nur durch *indirekte* Einwirkung das öffentliche Geschehen zu beeinflussen suchen sollte.[28] Staatsgebilde „funktionieren am besten," heißt es bei Richard Wilhelm,[29] „wenn man von ihrem Räderwerk gar nichts bemerkt. Herrscht ein ganz Großer, so wissen die Leute kaum, daß er da ist. Die Werke werden vollbracht, die Arbeit wird getan, und die Leute denken alle: wir sind frei. So ist die Freiheit, die Selbständigkeit das Grundprinzip der Staatsordnung des Laotse. Die Leute gewähren lassen, machen lassen, sich nicht einmischen, nicht regieren: das ist das Höchste."

Eine solche Hinwendung zur östlichen Weisheitslehre und zur Auseinandersetzung mit den emotionalen Hintergründen seiner eigenen wissenschaftlichen Produktivität waren aber auch eine Reaktion auf die psychische Krise, die Pauli am Ende seiner ersten großen Schaffensperiode zu Beginn der 30er Jahre durchmachte. Die Mutter hatte ihm einen allzu verstandesmäßigen Umgang mit seinen Erlebnissen vorgeworfen und sogar wegen zu großer Gefühlskälte getadelt. Zu Beginn seiner Analyse bei dem Züricher Psychologen C. G. Jung im März 1932 erklärte er: „Meine Mutter machte mir früher oft Vorwürfe, ich hätte keine Gefühle, kein *Herz*, wie sie sagte, ich sei zu wenig zärtlich zur Mutter, könne sie zu wenig lieben. (Dies trat schon bald nach der Geburt der Schwester ein.) Meine bewußte verstandesmäßige Haltung dem gegenüber war Trotz: ‚ich brauche auch gar keines zu haben.' In dem Jahr vor ihrem Tod schrieb ich ihr noch einen sehr spitzfindigen Brief, worin ich *bewies*, daß es ein Schutz, ein Glück sei, kein Herz und keine Gefühle zu haben." Auch seinem ehemaligen Assistenten Ralph Kronig, der ihm im Sommer 1934 zu seiner neuen, zweiten Heirat gratulierte und Kritik an seiner früheren Lebenshaltung übte, erklärte er: früher habe er „große Angst vor allem Gefühlsmäßigen" gehabt und dieses daher zu verdrängen versucht [380]. Dabei machte er die Unterscheidung zwischen *persönlichem* und einem „in wissenschaftlich-schöpferischer Produktion angewandtem Gefühl."

---

[28] Vgl. hierzu auch die Bemerkungen in Band **IV**/2, S. XV.

[29] Um Bohr von seinem Standpunkt zu überzeugen, hatte ihm Pauli die von Richard Wilhelm verfaßte Schrift über *Lao-tse und der Taoismus* zum 65. Geburtstag geschenkt [1158], aus der auch diese (in Paulis eigenem Exemplar auf S. 63 angestrichene) Textstelle entnommen wurde. – Weitere Einzelheiten hierzu findet man auch in der durch von Meyenn et al. [1985, S. 348–351] herausgegebenen Sammlung von Bohrs Schriften.

## Das früh erkannte Genie

Der Wiener Theoretiker Hans Thirring war von den ungewöhnlichen mathematischen Fähigkeiten des jungen Pauli schon frühzeitig unterrichtet worden. In einer Rundfunkansprache anläßlich von Paulis frühzeitigem Tod berichtete er:[30] „Ähnlich wie mehr als ein Jahrhundert vor ihm der große Mathematiker Gauß schon als Schüler an der Schwelle zwischen Kindheit und Jugend eine außerordentliche Begabung zeigte," sei eine solche Begabung auch bei Pauli frühzeitig in Erscheinung getreten. „Es war im ersten Weltkrieg, so um 1915 oder 1916, als ein jüngerer Fachkollege von mir, Dr. Bauer,[31] der damals als Mittelschullehrer am Gymnasium im XIV. Bezirk tätig war, eines Tages zu mir sagte: ‚Stellen Sie sich vor, Herr Dozent, da haben wir in der V. Klasse einen Schüler, der eine so phänomenale Begabung für Mathematik und Physik zeigt, daß da ein neuer Gauß oder Boltzmann heranzuwachsen verspricht.'[32] Der junge Mann war der Sohn des österreichischen Universitätsprofessors Wolfgang Pauli, der sich als Kolloidchemiker einen internationalen Ruf erworben hat und durch die praktische Anwendung seiner Forschungen mehr Segen für die Allgemeinheit angestiftet hat als der Laie weiß."

Damit in Übereinstimmung befindet sich auch ein Schreiben vom 12. Januar 1914, welches der Vater von seinem einstigen Lehrer und Vorbild Ernst Mach empfing. Darin äußerte sich dieser auch zu den beeindruckenden Fortschritten des Sohnes, dessen Patenschaft und wissenschaftliche Erziehung er bereitwillig übernommen hatte:[33] Es „hat mich sehr gefreut, insbesondere was Sie über Ihren Sohn, mein Patenkind schreiben. Die *Introductio in analysin infinitorum*,[34] wohl der lateinische Titel des Buches, welches Ihr Sohn studiert hat, ist jedenfalls ein sehr geistvolles und anregendes Buch, welches fast alle Leser, namentlich die jungen begabten und sanguinisch veranlagten begeistert hat und noch begeistert." Weil jedoch „die Werte der bestimmten Integrale" in Eulers verdienstvollem Werk „falsch oder doch größtenfalls falsch" angegeben seien, sollte man bei dem Studium desselben „einen älteren erfahrenen Mathematiker zu Rate ziehen." Als solchen empfahl Mach „den von der Royal Society mit dem Sylvesterpreis

---

[30] In einer Gedächtnisrede vom 19. Dezember 1958 für Pauli im 2. Programm des *Österreichischen Rundfunks*. Ein Manuskript der Ansprache befindet sich in der *Zentralbibliothek für Physik in Wien*. Wolfgang Kerber danke ich für den Hinweis auf dieses Dokument.

[31] Es handelte sich um den theoretischen Physiker Hans Adolf Bauer (1891–1953), der sich damals mit der allgemeinen Relativitätstheorie beschäftigte und Pauli privaten Physikunterricht erteilt hatte. Der später als Professor an der Technischen Hochschule und der Universität in Wien wirkende Physiker veröffentlichte 1938 auch eine in mehreren Auflagen gedruckte Einführung in die *Grundlagen der Atomphysik*.

[32] Der 14jährige Gauß war wegen seiner auffallenden mathematischen Begabung dem Herzog von Braunschweig vorgestellt und daraufhin von diesem gefördert worden.

[33] Pauli sprach später (in seinem Schreiben [1544] an C. G. Jung) von einer „antimetaphysischen statt katholischen" Taufe, die er auf diese Weise durch Mach empfangen habe (vgl. Band **IV**/2, S. XVIf.).

[34] L. Euler: *Introductio in analysin infinitorum*. 3 Teile, Lausanne 1748. Vgl. hierzu auch E. A. Fellmanns Bemerkungen [1995, S. 67ff.] über dieses für die mathematische Entwicklung so bedeutsamen Werkes.

ausgezeichneten Prof. Wirtinger.[35] Übrigens werden Sie auch unter den jüngeren Dozenten an der Universität Leute finden, die Ihnen in der fraglichen Sache genaue Auskunft geben können."

Als dann der Sohn im Sommer 1914 vom Vater persönlich dem Paten in seinem Altersdomizil in Haar bei München „als großes mathematisches Genie" vorgestellt wurde, reagierte Mach viel zurückhaltender. Er fühlte sich an seinen eigenen hochbegabten Sohn Heinrich erinnert, „der sich [1894, kurz nach seiner Promotion] in Göttingen umgebracht hat." Auch Mach hatte sich große Illusionen gemacht, „es war aber eine durch eine Psychose vorgespiegelte Täuschung." Er riet deshalb, erst einmal „die Pubertätsentwicklung abzuwarten, bevor man darüber urteilen kann."

Doch glücklicherweise nahm die Entwicklung bei Pauli einen ganz anderen Verlauf und er sollte die vom Vater in ihn gesetzten Erwartungen noch weit übertreffen. Bereits während seiner drei Studienjahre verfaßte er einen noch zu besprechenden Enzyklopädieartikel und klärte einige wichtige atomphysikalische Probleme, welche die bevorstehende Entwicklung vorbereiteten.

## Erste Veröffentlichungen zur allgemeinen Relativität und zur Weylschen Gravitationstheorie

Seine ersten drei Publikationen galten jedoch noch der Weiterbildung der allgemeinen Relativitätstheorie, die besonders auch in Wien mit großem Interesse verfolgt wurde. An die Untersuchungen seines Lehrers Hans Bauer[36] und des damals noch als Privatdozent am *II. Physikalischen Institut* der Universität Wien tätigen Erwin Schrödinger anknüpfend, leitete Pauli die „Energiekomponenten des Gravitationsfeldes" für den allgemeinen Fall eines beliebigen Koordinatensystems her und deckte damit einen Mangel der Einsteinschen Formulierung auf. Diese Untersuchung wurde noch im September 1918 zur Veröffentlichung eingereicht, kurz bevor er sich zum Studium nach München begab. Die beiden anderen im Juni und November 1919 eingereichten Veröffentlichungen setzten sich mit Hermann Weyls Gravitationstheorie auseinander und enthalten bereits erste Hinweise auf die notwendige Existenz von Antiteilchen und die Grenzen des Feldbegriffes im Inneren eines Elementarteilchens [45].

Laut dem *Kollegienbuch*, das ein Studierender der philosophischen Fakultät der *Universität München* zu führen hatte, belegte Pauli im ersten Winter-Halbjahr 1918/19 neben einer 5stündigen Vorlesung über *Experimentalphysik I* (Einleitung, Wärme, Elektrizität) des kurz vor seiner Emeritierung stehenden Leo Graetz auch die *Unorganische Experimentalchemie* (ebenfalls 5 Stunden) von

---

[35] Es handelte sich um den 1865 in Ybbs geborenen und seit 1903 als Ordinarius in Wien lehrenden Mathematiker Wilhelm Wirtinger, der sich auch an der Herausgabe der *Encyklopädie der mathematischen Wissenschaften* beteiligte und Teile von Riemanns Werken edierte.

[36] Hans Bauer hatte schon Anfang März 1918 in der *Physikalischen Zeitschrift* **19**, 163–165 (1918) auf eine von der speziellen Wahl der Koordinaten abhängige Definition der Energiekomponenten hingewiesen, die inzwischen auch schon von Schrödinger und von Einstein selbst bemerkt worden war.

Richard Willstätter, der 1915 mit dem Chemienobelpreis ausgezeichnet worden war. Dazu kamen eine Vorlesung über *Theoretische Astronomie* (4 Stunden) bei Ritter Hugo von Seeliger, Sommerfelds Vorlesung *Atombau und Spektrallinien* und dessen Seminar: *Übungen zur Thermodynamik* (je 1 Stunde).

Im darauf folgenden Sommersemester 1919 besuchte Pauli vorwiegend Vorlesungen mathematisch-physikalischen Inhalts, darunter die *Theorie der linearen Differentialgleichungen* von Ferdinand Lindemann (4 Stunden), *Theorie der analytischen Funktionen* von Alfred Pringsheim (4 Stunden), *Quantentheorie* von Wilhelm Lenz (2 Stunden), *partielle Differentialgleichungen der Physik* (4 Stunden) und *Relativitätstheorie* (2 Stunden) von Sommerfeld sowie ein ebenfalls von Sommerfeld geleitetes *theoretisch-physikalisches Seminar* (1 Stunde).

Als Pauli im Sommer 1920 seine Eltern in Wien aufsuchte, nutzte er die Gelegenheit, sich dort mit dem Privatdozenten Hans Thirring im Institut für theoretische Physik der Universität zu treffen. Auch über diese Begegnung hat Thirring in der oben erwähnten Radioansprache berichtet: „Ich hatte im Jahr 1918 im Zusammenhang mit der neuen Gravitationstheorie Einsteins eine Arbeit über den Einfluß der Eigenrotation der Sonne auf die Bewegung der Planetenbahnen publiziert,[37] die Paulis besonderes Interesse erweckte. Er kam zu mir, nicht als Fragender sondern mit einem konkreten Vorschlag zur Weiterführung einiger damit im Zusammenhang stehender recht verzwickter Rechnungen, an die ich noch nicht recht anbeißen wollte, und meinte, daß müsse man doch sofort angehen. Wir setzten uns jeder für sich an einen Tisch und rechneten darauf los, daß uns die Köpfe rauchten. Wir kamen auch zum gleichen Ergebnis, nur mit dem Unterschied, daß er viel eleganter und geschickter anpackte und dementsprechend auch viel früher fertig war als ich. Selten ist mir die geniale Überlegenheit eines Fachkollegen so deutlich geworden wie bei der Begegnung mit dem damals 20jährigen Studenten Pauli."

Sommerfeld veranstalte regelmäßig sein sog. *Münchener physikalische Mittwochskolloquium*, das später zum Vorbild ähnlicher Einrichtungen an den meisten deutschsprachigen Hochschulen diente.[38] Im Rahmen dieser Veranstaltungen behandelte Sommerfeld am 23. September 1918 Fragen „Über allgemeine Relativitätstheorie". Für Pauli war das ein ihm bereits vertrautes Gebiet, so daß er am 10. Dezember mit „Bemerkungen zur allgemeinen Relativität" nochmals zur Diskussion dieses damals sehr aktuellen Themas beitragen konnte.

Doch schon zuvor, am 29. November 1918, hatte Pauli seinen ersten Kolloquiumsvortrag über „Die neuen He-Serien bei starken elektrischen Feldern"

---

[37] Thirring war bei seiner Anfang 1918 in der *Physikalischen Zeitschrift* **19**, S. 33–39 publizierten Untersuchung über „Die Wirkung rotierender ferner Massen in der Einsteinschen Gravitationstheorie" außerdem ein „kleines rechnerisches Versehen" unterlaufen, das außer Pauli auch Max von Laue (vgl. seine an Thirring gerichteten Schreiben vom 18. Juni und 14. Juli 1920) bemerkt hatte. Thirring reichte daraufhin am 15. Oktober 1920 eine Berichtigung ein, in der er auf Laues und Paulis Mitteilungen hinwies. {Siehe hierzu Thirrings Erinnerungen in den *Physikalischen Blättern* **14**, 212–214 (1958)}. – Pauli hatte außerdem in seinem Sonderdruck der Thirringschen Abhandlung einen mehrseitigen Entwurf mit Rechnungen über *Das Elementargesetz der Gravitation in der allgemeinen Relativitätstheorie* abgelegt.

[38] Vgl. hierzu Michael Eckerts ausgezeichnete Darstellung *Die Atomphysiker. Eine Geschichte der theoretischen Physik am Beispiel der Sommerfeldschule*. Braunschweig/Wiesbaden 1993.

gehalten. Die Teilnehmer waren durch seine erstaunlichen Kenntnisse offenbar beeindruckt, denn von nun genoß er den Ruf eines *Wunderkindes*, dem Sommerfeld sein ganz besonderes Vertrauen schenkte. Bei dieser Gelegenheit berichtete Pauli über die neuen, die üblichen Auswahlregeln für optische Übergänge durchbrechenden Kombinationslinien, auf deren Erscheinen Niels Bohr im ersten der am 27. April 1918 von der Kopenhagener Druckerei ausgelieferten Teil seiner drei grundlegenden Abhandlungen *On the quantum theory of line spectra* aufmerksam gemacht hatte.[39] Dieses war für Pauli wohl der erste Anlaß, durch die Lektüre dieser Schriften tiefer in Bohrs neuartiges Gedankengebäude einzudringen. Später, während seines Aufenthaltes in Kopenhagen, sollte Pauli die Frage des Auftretens solcher neuer Kombinationslinien unter dem Einfluß äußerer elektrischer Felder nochmals aufgreifen und – in Abstimmung mit den experimentellen Ergebnissen der dortigen Experimentatoren – durch eine theoretische Untersuchung ihrer Intensitäten abschließen. „Vielleicht kann ich das zu einer Habilitationsschrift ausbauen," schlug er Sommerfeld im Juni 1923 vor [37].

## Pauli wird mit der Abfassung des *Relativitätsartikels* betraut

Sommerfeld wirkte auch als Organisator und Herausgeber des Physikbandes bei der großen *Encyklopädie der mathematischen Wissenschaften* mit, der „wertvollsten *Encyklopädie* der theoretischen Physik" und eine Art Vorläufer des ab 1926 beim *Springer-Verlag* in Berlin erscheinenden „blauen" *Handbuches der Physik*.[40] „Geboren kurz vor der Jahrhundertwende aus dem stolzen Streben, sich Rechenschaft über den gesicherten Schatz an mathematischer Forschung zu geben," war diese *Encyklopädie* durch „Felix Kleins umfassenden Geist und organisatorische Tatkraft auf die breiteste Basis gestellt." In diesem dreigeteilten Physikband sollten, als ihr vornehmstes Ziel, die grundlegenden Gebiete der Physik in ihrer mathematischen Behandlung durch „die hervorragendsten Forscher, z. Teil die eigentlichen Schöpfer der zu bearbeitenden Gebiete als Berichterstatter" vorgestellt werden.

Schon frühzeitig hatte Sommerfeld mit der Verwirklichung des Werkes begonnen[41] und sich deshalb auch Einsteins Zusage zur Mitarbeit bei einem Referat

---

[39] Auch Sommerfeld hat (auf S. 413) in der zweiten im September 1920 fertiggestellten Auflage von *Atombau und Spektrallinien*, bei der ihm Pauli geholfen hatte, auf eine solche Durchbrechung des Auswahlprinzips beim ionisierten Helium hingewiesen.

[40] Aus einer Besprechung von P. P. Ewald in der *Physikalischen Zeitschrift* **24**, 491 (1923). – Den unvorhergesehenen Erfolg gleich nach dem Start des Unternehmens führte Klein {in einem Bericht in der *Physikalischen Zeitschrift* **2**, 90–96 (1900)} auf ein bereits latent vorhandenes Bedürfnis nach einem solchen enzyklopädischen Werk der mathematischen Wissenschaften zurück.

[41] Sommerfeld hat in seiner *Vorrede zum fünften Bande* auch über Entstehungsgeschichte des ganzen Werkes berichtet, das „fast 25 Jahre in Anspruch genommen hat" und somit auch die frühesten Anfänge der Relativitäts- und Quantentheorie dokumentiert. – Vgl. hierzu auch Michael Eckerts Darstellung [1993, S. 28–36] in seiner Geschichte der Sommerfeldschule.

über die *Relativitätstheorie* verschafft.[42] Wegen zu großer wissenschaftlicher Anspannung war Einstein aber wieder zurückgetreten, so daß diese Aufgabe nun allein auf Sommerfeld zurückfiel.

Besonders durch die Aufsehen erregenden Berichte über die Bestätigung der von der allgemeinen Relativitätstheorie vorhergesagten Effekte während der Sonnenfinsternis vom 29. Mai 1919 war das Bedürfnis nach einer kompetenten Darstellung immer dringender geworden; und an eine weitere Aufschiebung war jetzt nicht mehr zu denken. Um so erfreuter war Sommerfeld über seinen neuen Schüler, der dieses Gebiet so vollständig meisterte, daß er ihn – wahrscheinlich nicht ohne sich vorher mit Einstein und Klein abgesprochen zu haben – zur Mitarbeit an dem *Relativitätsartikel* einladen konnte.

Doch auch dieser Plan mußte bald wieder geändert werden, weil Sommerfeld immer stärker durch die raschen Fortschritte in der Atomphysik in Anspruch genommen wurde. Dazu kam die Vorbereitung einer zweiten Auflage seines Werkes *Atombau und Spektrallinien*, das, einem Ausspruch Schrödingers zufolge, bald als „our standard work at present in Germany in all question of the atom" gelten sollte. Seit dem Frühjahr 1920 wurde deshalb die Redaktion des Relativitätsartikels Pauli alleine überlassen.[43]

Weil Pauli schon bei seinem Studienantritt den üblichen Vorlesungsstoff weitgehend beherrschte, bot ihm die Arbeit an diesem Encyklopädieartikel während des bis zu seiner Promotion vorgeschriebenen Zeitraumes von sechs Semestern die notwendige Muße, intensive mathematische und physikalische Literaturstudien zu betreiben. Durch das Studium der mathematischen Literatur zur Relativitätstheorie konnte er sich auch von Anfang an mit den in ihr zum Tragen kommenden invariantentheoretischen Methoden und Gesichtspunkten vertraut machen, die von nun an eine zunehmende Rolle in der gesamten Physik zu spielen begannen. Ein frühes Beispiel dafür war das bei der Ordnung der komplizierten Spektren von Paulis Münchener „Praktikums-Leidgenossen" Otto Laporte festgestellte Auftreten nicht kombinierender *gerader* und *ungerader* Terme [53], das Paul Wigner später als einen ersten Hinweis auf die Bedeutung der *Parität* für das Verständnis von Atomvorgängen angesehen hat.

Durch diese Tätigkeit kam Pauli nun auch mit einigen der führenden Forscher seiner Zeit in eine nähere Verbindung. Wie Sommerfeld in seiner *Vorrede zum fünften Bande* der *Encyklopädie* besonders hervorhob, hatte „Herr Klein noch in jüngster Zeit beim Artikel über Relativitätstheorie den Schatz seiner wissenschaftlichen Erfahrung uns aufs freigebigste zur Verfügung gestellt".[44] Unter anderem hatte ihnen Klein seine Hefte mit Aufzeichnungen überlassen

---

[42] Vgl. W. Lorey: *Das Studium der Mathematik an den deutschen Universitäten seit Anfang des 19. Jahrhunderts*. Leipzig und Berlin 1916. Dort S. 233.

[43] Sommerfeld berichtete in seinem Begründungsschreiben für Paulis Ernennung zum *korrespondierenden Mitglied* der *Bayerischen Akademie der Wissenschaften* (vgl. Band **IV**/1, S. 265), er habe nach Einsicht in Paulis ersten Entwürfe für den Relativitätsartikel „auf jede Mitwirkung verzichtet."

[44] Von Kleins 11 Schreiben an Pauli sind nur vier, z. T. nur in Auszügen, in Band **I** aufgenommen. In Anbetracht ihrer Bedeutung für die Entstehungsgeschichte der allgemeinen Relativitätstheorie sollen auch diese Briefe nun vollständig im *Supplementband* wiedergegeben werden.

und Pauli sogar gestattet [10], sie „so lange zu behalten, bis die ganze Arbeit an dem Encyklopädieartikel erledigt ist“.

## Richtungsquantelung und erste Beiträge zur Quantentheorie des Magnetismus

Das Erscheinen des Relativitätsartikels im September 1921 fällt nahezu mit Paulis Studienabschluß zusammen, für den er als Dissertationsschrift eine systematische Untersuchung des Wasserstoffmolekülions gemäß der Bohr-Sommerfeldschen Quantentheorie der Periodizitätssysteme angefertigt hatte. Zuvor hatte er aber auch schon durch Anwendung der Quantentheorie auf das Problem der diamagnetischen und dielektrischen Eigenschaften der Gase einige wegweisende Erkenntnisse gewonnen. Besonders sein österreichischer Weggefährte Erwin Schrödinger, der sich zu jener Zeit mit ähnlichen Fragen in Jena befaßte, freute sich [8] „zu hören, daß Sie sich dem armen, seit längerer Zeit vernachlässigten Magnetismus zugewendet haben.“

Pauli war es aufgefallen, daß die Vorstellung kreisender Elektronen bei den damaligen Atommodellen mit dem Auftreten permanenter magnetischer Momente einhergeht, obwohl bei vielen einatomigen Gasen im allgemeinen kein Paramagnetismus beobachtet wurde. Bohr war deshalb „der Ansicht, daß die Elektronentheorie des Magnetismus (das Biot-Savartsche Gesetz) bei Anwendung auf atomare Vorgänge versagt.“[45] Eine weitere solche *magnetomechanische Anomalie* sollte auch in der Theorie der *anomalen* Zeemaneffekte auftreten. Die damit zusammenhängenden Probleme konnten aber erst in den folgenden Jahren durch Alfred Landé und Pauli schrittweise aufgeklärt und schließlich auf ihre Ursachen (Elektronenspin und Quantenmechanik) zurückgeführt werden.

Zunächst mußte die schon im Jahre 1916 von Sommerfeld und Debye zur Erklärung der *nomalen* Zeemaneffekte eingeführte Idee der *Richtungsquantelung* weiter ausgebaut werden. Im September 1920, während der Nauheimer Naturforscherversammlung, führte Pauli den Begriff des *Bohrschen Magnetons* als eine neue Elementareinheit des Magnetismus ein. Er zeigte, daß sie bei der Berechnung der paramagnetischen Suszeptibilität von Molekülen zu einer Korrektur der auf klassischem Wege gewonnenen Langevinschen Formel führte.[46] In einer weiteren noch im Juli 1921 eingereichten Abhandlung wendete er die Idee der räumlichen Quantelung auch auf den elektrischen Fall an und gelangte so zu einem neuen Ausdruck der Debyeschen Formel für die Dielektrizitätskonstante von Dipolgasen.

---

[45] Siehe hierzu G. Wentzels Referat über die „Fortschritte der Atom- und Spektraltheorie“ in den *Ergebnissen der exakten Naturwissenschaften* **1**, 298–314 (1922), dort S. 303. Sogar in seinem Gratulationsschreiben vom 21. Januar 1923 zur Verleihung des Nobelpreises konnte Sommerfeld sich nicht enthalten, Bohr diese „*fürchterliche* Vorstellung vom Magnetismus“ vorzuwerfen.

[46] W. Pauli: Quantentheorie und Magneton. *Physikalische Zeitschrift* **21**, 615–617 (1920). – Vgl. W. Gerlach. „Magnetismus und Atombau“. *Ergebnisse der exakten Naturwissenschaften* **2**, 124–146 (1923), dort S. 137.

Durch diese Vorarbeiten hat Pauli dazu beigetragen, daß die grundlegende Bedeutung der Richtungsquantelung auch für die Analyse der Atomstruktur Ernst genommen wurde und in den entsprechenden Anwendungen durch Sommerfeld (Einführung einer *dritten* Gesamtdrehimpuls-Quantenzahl $j$)[47] und Alfred Landé (Einführung des *Vektormodells* und des *g-Faktors*)[48] zur Geltung kam. Als Otto Stern gemeinsam mit Walther Gerlach das berühmte Experiment zum Nachweis der Richtungsquantelung bei Atomstrahlen in Frankfurt vorbereiteten und damit die später von Stern in Hamburg so erfolgreich fortgesetzte Serie von Molekularstrahlenexperimenten zum Nachweis der Quantenstruktur der Materie eröffnete [87], hat Pauli auch den zunächst noch „ungläubigen Stern" von der Existenz eines solchen Quanteneffektes zu überzeugen versucht [16a, 20].[49]

## Die Dissertation über das $H_2^+$-Molekülion

Zu den brennendsten Fragen der damaligen Quantentheorie gehörte die Frage, ob Bohrs beim Wasserstoffatom bewährtes Quantisierungsverfahren auch bei anderen Atomsystemen eine wiederspruchsfreie Beschreibung der Tatsachen ermöglichte. Sommerfeld hatte die Bohrsche Theorie zunächst für Systeme mit mehreren Freiheitsgraden erweitert und erfolgreich zur Beschreibung der Feinstruktur des H-Atoms verwendet. Es war aber noch nicht geklärt, ob das angewendete Quantisierungsverfahren auch *generell* bei anderen Periodizitätssystemen richtige Ergebnisse zu liefern vermochte.

Während Bohr bei der Suche nach einer solchen allgemeinen Theorie – trotz seiner allgemeinen Skepsis – weiterhin Korrespondenz- und Stabilitätsbetrachtungen heranzog, setzte Sommerfeld vielmehr, um zu einer solchen rationalen „Quantenmechanik"[50] zu gelangen, „die größere Hoffnung auf die Zauberkraft der Quanten" [72].[51] Die anschaulichen Modelle, die er zur Illustration der neuen Atomtheorie noch in den ersten Auflagen von *Atombau und Spektrallinien* heranzog, hatten bereits bei den einfachsten Bohrschen Ringmodellen versagt – wie beim $H_2^+$-Molekülion und beim He-Atom – indem sie instabile Bahnen und falsche Werte der empirisch bestimmten Ionisierungsspannung ergaben.

Um die geeignete Methode zur Ermittlung der stationären Zustände bei komplizierteren Atomstrukturen herauszufinden, sollte Pauli in seiner Dissertation

---

[47] A. Sommerfeld: Allgemeine spektroskopische Gesetze, insbesondere ein magnetooptischer Zerlegungssatz. *Annalen der Physik* **63**, 221–263 (1920).

[48] Siehe hierzu Landés Bericht über die „Fortschritte beim Zeemaneffekt" in den *Ergebnissen der exakten Naturwissenschaften* **2**, 147–162 (1923), dort S. 155f.

[49] Einzelheiten zur Geschichte dieses Experimentes sind in einem Aufsatz von Bretislav Friedrich und Dudley Herschbach im Dezemberheft 2003 von *Physics Today* zusammengestellt.

[50] Diese Bezeichnung war nicht erst – wie öfters behauptet – durch Max Born eingeführt, sondern auch schon viel früher in München üblich (vgl. z. B. S. 298 in Wentzels oben genannten Referat aus dem Jahre 1922).

[51] In einem Schreiben vom 3. März 1920 an Sommerfeld hatte Born dessen unkritische Darstellung in der 1. Auflage von *Atombau und Spektrallinien* gerügt: „Sie stellen manche Sachen so dar, daß der Laie glauben muß, alles wäre in Ordnung; aber das ist doch oft nicht so. Z. B. die Molekülmodelle $H_2$ etc., ferner die ganze Theorie der Röntgenspektren."

eine gründliche Untersuchung des $H_2^+$-Molekülions durchführen.[52] Im Gegensatz zur bisherigen Vorgehensweise mit ihren mehr oder weniger willkürlich erratenen Elektronenkonfigurationen (wie ring- oder würfelförmige Anordnungen oder sog. *Ellipsenvereine*) wollte er mit Hilfe allgemeiner theoretischer Prinzipien die Gesamtheit aller mechanisch möglichen Bahnen systematisch ermitteln, um dann unter ihnen die stabilen Quantenbahnen aussondern zu können.

Dieses ließ sich bei dem Modell des $H_2^+$-Molekülions mit zwei festliegenden Kernen und einem frei beweglichen Elektron in guter Näherung ausführen. Ein solches Zweizentrensystem stellt ein *separierbares* Periodizitätssystem dar, das bereits im 19. Jahrhundert durch Carl Gustav Jacobi exakt behandelt worden war. Nachdem Pauli in Übereinstimmung mit Bohrs Kriterien solche Bahnen, die im Laufe ihrer Bewegung den beiden Kernen beliebig nahe kommen, *ausgeschlossen* hatte, blieben noch *drei* verschiedene im Endlichen verlaufende und nicht miteinander zusammenhängende Bahntypen übrig: die *in* der Mittelebene zwischen den beiden Kernen liegenden *ebenen* Bahnen, und zwei weitere räumliche Bahntypen, die entweder *symmetrisch* zur Mittelebene oder gänzlich *asymmetrisch* auf einer der beiden Seiten der Mittelebene verlaufen. Mit Hilfe von Stabilitätsüberlegungen konnte Pauli zeigen, daß alle in der Mittelebene gelegenen Bahnen instabil sind und deshalb ausscheiden. Er konzentrierte sich deshalb auf die durch drei Quantenzahlen charakterisierbaren *symmetrischen* Bahnen, deren Stabilität nachweisbar war. Unter diesen Bahnen bestimmte er die Bahn kleinster Energie als *Grundzustand*. Die mögliche Existenz weiterer solcher stabiler Zustände bei den *asymmetrischen* Bahnen blieb in seiner Untersuchung allerdings noch offen.

Diese von Pauli nach allen Regeln der damaligen Theorie sorgfältig berechneten und auf ihre Stabilität hin geprüften Quantenzustände waren jedoch mit der Ionisierungsspannung und anderen empirisch bestimmten Eigenschaften des Molekülions ebensowenig vereinbar wie bei den inzwischen gewonnenen Erfahrungen bei den He-Atomen.[53] Offenbar hinterließ dieses enttäuschende Ergebnis bei Pauli und Heisenberg einen so tiefen Eindruck,[54] daß sie jetzt an der Theorie

---

[52] Pauli legte im Juli 1921 seine 43 Schreibmaschinenseiten umfassende *Inaugural-Dissertation* der Philosophischen Fakultät der Universität München vor. Eine verbesserte und erweiterte Fassung reichte er erst im März 1922 in den *Annalen der Physik* zur Veröffentlichung ein.

[53] Dieses Ergebnis wurde jedoch {von Martin C. Gutzwiller, *American Journal of Physics* **66**, 309 (1998)} einer falschen Behandlung der Drehimpulsquantisierung zugeschrieben. Um so bemerkenswerter ist es, daß Sommerfeld trotz dieser Unsicherheiten am 9. Januar 1924 dem *Deutschen Museum* in München auf Anfrage „genaue Angaben über das Modell des Wasserstoffions“ in Kürze zur Verfügung zu stellen versprach. „Ich muß nur noch an Dr. Pauli nach Hamburg wegen einiger Details schreiben.“ – Eine korrekte Berechnung der unteren Elektronenzustände dieses $H_2^+$-Modells haben M. P. Strand und W. P. Reinhardt 1979 im *Journal of Chemical Physics* **70**, S. 3812–3827 veröffentlicht.

[54] In seinen „Erinnerungen an die Zeit der Entwicklung der Quantenmechanik“ (1960, S. 41) schrieb Heisenberg: „Ein erstes Ergebnis von entscheidender Bedeutung war der von Pauli (im Sommer 1922) geführte Nachweis, daß man durch Anwendung der Bohr-Sommerfeldschen Quantenbedingungen auf das Wasserstoffmolekül-Ion nicht zu den richtigen stationären Zuständen kommen konnte.“ – C. Jensen hat dagegen {in einem in den *Historical Studies in the Physical Sciences* **15**, 81–106 (1984) erschienenen Aufsatz} nachzuweisen gesucht, das die Bedeutung von Paulis Ergebnis für die Entwicklung der Quantentheorie im Nachhinein stark überschätzt wurde.

zu zweifeln begannen und bei der Suche nach den Quantengesetzen immer mehr eigene Wege gingen.

## Ein Göttinger Wintersemester: Das Heliumproblem und die Störungstheorie

Für Pauli begann jetzt eine Wanderzeit, die er geschickt nutzte, um sich mit den Standpunkten anderer quantentheoretischer Schulen vertraut zu machen. Zuerst folgte er im Oktober 1921 einer Einladung Max Borns nach Göttingen, der sich seit seiner Berufung dort ebenfalls dem fundamentalen Problem der neu entstehenden Quantentheorie zugewandt hatte. Während Bohrs scheinbare Fähigkeit, „die Periodenzahlen 2, 8, 18, … mathematisch nachkonstruieren zu können", durch Sommerfeld als die „Erfüllung der kühnsten Hoffnung der Atomphysik" angesehen wurde,[55] war für Born „das Hauptziel solcher Untersuchungen, die Eigenschaften des periodischen Systems der Elemente aus den Atomstrukturen abzuleiten."[56] Bohr suchte seine Aufgabe mit Hilfe seines *Aufbauprinzips* zu bewerkstelligen, bei dem die Elektronenkonfigurationen der Atome durch sukzessives Hinzufügen der Elektronen und Überprüfung der empirischen Spektren bestimmt wurden. Born glaubte dagegen, eine „vollständige Ableitung der Atome" durch eine „konsequente Anwendung der mechanischen Gesetze mit Hilfe der Störungstheorie" erreichen zu können.

Nach dem Wasserstoff sollte nun auch das aus einem Kern mit zwei Elektronen bestehende Heliumatom quantentheoretisch untersucht werden. Doch bevor dieses Problem mit Hilfe des Paulischen Ausschließungsprinzips und der neuen Quantenmechanik seine definitive Lösung fand, sollte es – laut Sommerfeld – zunächst „in ein Labyrinth von Willkür und Widerspruch" führen.[57]

Für Bohrs ursprüngliches Modell von 1913 mit zwei auf einer Kreisbahn gleichsinnig den Kern umlaufenden Elektronen ergab sich ein magnetisches Moment von zwei Magnetonen, obwohl beim Helium keinerlei Paramagnetismus festzustellen war. Weil ein solches *ebenes* Modell eine zu hohe Ionisierungsspannung für den (Parhelium-) Grundzustand lieferte und auch mit anderen Erfahrungen nicht zu vereinbaren war, schlugen Bohr und der amerikanische Physiker Edwin Kemble 1921 ein Modell mit zwei um 60° zueinander geneigten Kreisbahnen vor. Aber auch dieses Modell ergab Paramagnetismus und erwies sich, wie die genaueren Berechnungen von Bohr und seinem Mitarbeiter Hans Kramers zeigten, als instabil.[58] Bohr glaubte deshalb, daß die bisher zur Festlegung der stationären Zuständen benutzte gewöhnliche Mechanik bei den nicht-

---

[55] In einem Schreiben an Bohr vom 25. April 1921.

[56] Aus Borns Beitrag über „Quantentheorie und Störungsrechnung" für das 1923 herausgegebene Jubiläumsheft der *Naturwissenschften* zur Feier des 10jährigen Bestehens der Bohrschen Atomtheorie. Siehe auch Heisenbergs Schreiben [30] vom 12. Dezember 1922.

[57] Zitiert nach der 2. Auflage des 1939 erschienenen *Wellenmechanischen Ergänzungsbandes*, dort S. 623.

[58] Die in langjähriger Zusammenarbeit mit Bohr entstandenen Rechnungen „Über das Modell des Heliums" veröffentlichte Kramers schließlich Ende 1922 alleine.

separierbaren Quantensystemen versagt. Eine weitere Aufklärung dieser Fragen hoffte man durch systematische Berechnungen weiterer Mehrelektronensysteme zu gewinnen, die durch ein *bedingt periodisches* System approximiert werden konnten. Anschließend sollten die Abweichungen des *wirklichen* Systems von dem *Ersatz*-System störungstheoretisch berechnet werden.[59]

Born hatte schon frühzeitig von Paulis großem Talent vernommen und hoffte bei der Suche nach einem „Ausweg aus allen Quantenschwierigkeiten von ganz prinzipiellen Punkten aus" neue Anregungen von ihm zu empfangen [4]. „Ich bin zwar noch nicht alt, aber schon zu alt und belastet, als das mir so etwas einfallen könnte. Das ist Ihre Aufgabe; nach allem, was ich von Ihnen höre, sind Sie für solche Probleme berufen." Weil Pauli außerdem kein großes Interesse an der Gitterdynamik, Borns bisher bevorzugtem Arbeitsgebiet, zeigte, wollte Born nun mit seiner Unterstützung das Heliumatom – als nächst einfaches Quantensystem – in allen Einzelheiten durchrechnen.

Zunächst galt es, das bereits von den Astronomen entwickelte und von Bohr und Kramers schon benutzte Verfahren der *säkulären Störungen* für die Bedürfnisse der Quantentheorie systematisch weiter auszuarbeiten. Während für die astronomischen Zwecke im allgemeinen Vorausberechnungen für begrenzte Zeiträume ausreichen, mußte man bei den Atomproblemen wegen der absoluten Stabilität der Elektronenkonfigurationen den Bewegungsablauf für beliebige Zeiten bestimmen. Wegen der den Bewegungsfreiheiten durch die Quantenbedingungen auferlegten Einschränkungen war es in diesem Falle jedoch möglich, ein konsistentes Störungsverfahren zu entwickeln, das im Prinzip die Berechnung *aller* Atome des periodischen Systems der Elemente gestattete.

Das von Born mit Paulis Hilfe in Anlehnung an Poincarés Methoden entwickelte konvergente Störungverfahren geht davon aus, daß die das System beschreibende Hamiltonfunktion stets in zwei Teile zerlegbar ist, so daß sich der ungestörte Anteil $H_0$ durch Separation der Variablen darstellen und somit einer Quantisierung nach dem Verfahren der Phasenintegrale unterwerfen läßt. Der in eine Reihe nach steigenden Potenzen des Störparameters $\lambda$ zerlegte Störanteil läßt sich dann mit im Prinzip beliebiger Genauigkeit für einen großen Wertebereich der Orts- und Impulsvariablen berechnen.

Am 24. Februar 1921 konnte Born seinem inzwischen nach Pasadena verpflanzten Konkurrenten Epstein berichten, er „studiere mit Pauli die Quantentheorie der Systeme, die in erster Näherung durch Separation behandelt werden können, und suche die Störungsrechnung dafür ordentlich zu machen." In einem weiteren Schreiben vom 22. März 1922 berichtete er: „Mit der Störungstheorie sind wir jetzt weitergekommen. Wir haben die Methode zur Berechnung des Orthoheliums, die offenbar auch Bohr hat. Pauli ist eben damit beschäftigt, das Spektrum auszurechnen. Ihre Arbeiten über dieses Thema haben uns sehr interessiert, doch sind wir gar nicht davon überzeugt, daß die von Ihnen so geschätzte Methode von Delauney zum Ziele führt."

---

[59] Mit Hilfe solcher zuerst von Epstein vorgeschlagener *Ersatzoszillatoren* sollten später auch stellvertretend die den Dispersionserscheinungen zugrunde liegenden quantentheoretischen Übergänge beschrieben werden.

Sehr zum Ärgernis von Born veröffentlichte Epstein daraufhin auch seine bereits 1917 in München entwickelte Störungsmethode, die einem Verfahren des französischen Astronomen Charles Eugène Delaunay (1814–1872) nachgebildet war. Statt einer Reihenentwicklung sieht dieses eine Integration der Bewegungsgleichungen bei Anwesenheit von Störungskräften durch sukzessive Ausführung von Berührungstransformationen mit fortschreitender Näherung vor. Die entsprechende Hamiltonfunktion wird auch hier in zwei Summanden zerlegt. Der eine davon läßt sich durch eine *bedingt periodische* Bewegung beschreiben; die verbleibende Störfunktion wird dann nach den Winkel- und Wirkungsvariablen des ungestörten Anteils entwickelt.

## Hamburg und Kopenhagen

Doch Pauli hat bei der Entwicklung solcher formaler Rechenmethoden kein großes Interesse gezeigt. „Von meinen Arbeiten ist zu berichten," heißt es in einem Schreiben Borns vom 21. Mai 1922 an Landé, „daß eine große, gemeinsam mit Pauli geschriebene Arbeit über Störungsmethoden in der Quantentheorie eben in Druck gegeben ist. Aber unsere Bemühungen um das Helium sind vorläufig gescheitert; wir haben zwar die qualitativen Behauptungen Bohrs über das Orthohelium zum Teil bestätigen können, zum anderen Teil ist es aber nicht gelungen, und quantitativ stimmt es auch nicht." Anläßlich einer Besprechung von Borns *Vorlesungen über Atommechanik* stellte auch Pauli fest,[60] daß „die aufgewandte Mühe nicht den erreichten Resultaten entspricht, zumal diese hauptsächlich negativ sind (Ungültigkeit der klassischen Mechanik im Heliumatom)." Während Born dann zusammen mit Paulis Göttinger Nachfolger Heisenberg – mit ähnlichem Mißerfolg – auch noch das Parhelium [31] „nach allen Ecken und Kanten" durchrechnete, suchte Pauli dem Quantenrätsel jetzt auf eine andere Weise beizukommen.

Nachdem er am 1. April 1922 seine neue Assistentenstelle bei Lenz in Hamburg angetreten hatte, berechnete er während der Sommermonate – nur noch zu seinem Zeitvertreib – weiterhin das Bohrsche Heliummodell für den Normalzustand; allerdings ohne darüber etwas zu publizieren, weil er Kramers damit nicht in die Quere kommen wollte [23, 24]. Entscheidend war dabei wohl auch die sich jetzt immer mehr verfestigende Erkenntnis, daß die Quantentheorie selbst bei den einfachsten Mehrteilchensystemen versagt.

Was Pauli deshalb viel mehr anzog, war das Problem der *anomalen* Zeemaneffekte, das zunehmend in den Brennpunkt der damaligen Atomforschung gerückt war. Auf Sommerfelds Empfehlung hin hatte sich sein Münchener Studiengefährte Heisenberg bereits eingehender damit befaßt und einen kühnen Lösungsvorschlag vorgebracht.

Angeregt durch die Mitglieder des Münchener Seminars für theoretische Physik, hatte Alfred Landé schon im Sommer 1919 statt der bisher ebenen auch zueinander geneigte – und durch Richtungsquantelung festgelegte – Elektronenbahnen untersucht. Diese verwendete er zunächst zur Erklärung für das Auf-

[60] Zitiert in *Die Naturwissenschaften* **13**, 487f. (1925).

treten der zwei nichtkombinierenden Termserien bei den Heliumspektren, die er im Sommer 1920 als *Frankfurter Habilitationsschrift* einreichte. In einer weiteren Publikation führte Landé im April 1921 seine sog. *g*-(Aufspaltungs-) Faktoren ein, um auf diese Weise auch die in einem Magnetfeld entstehenden *anomalen* Zeemanaufspaltungen durch Kombination zweier Terme formelmäßig darstellen zu können. Der Versuch einer modellmäßigen Deutung dieser im allgemeinen von eins abweichenden Faktoren sollte eine Kette von Verwirrungen herbeiführen, die erst durch den (magnetisch anomalen) Elektronenspin und die Heisenbergsche Matrizenmechanik wieder aufgelöst werden konnten. Diese Ereignisse stehen bereits in einer engen Beziehung zu Paulis Früharbeiten und zu seiner Entdeckung des Ausschließungsprinzips.

Den ersten folgenreichen Schritt zu einer von dem allgemeinen Trend in der Atomtheorie abweichenden Vorgangsweise stellte der schon erwähnte Vorschlag des jungen Heisenbergs dar. Auch er hatte seit seinem ersten Studiensemester Sommerfelds Seminare besucht und dort den fast zwei Jahre älteren Pauli kennengelernt. Hier war er auch auf die beim anomalen Zeemaneffekt bestehende Problematik aufmerksam geworden. Schon nach wenigen Tagen legte er seinem überraschten Professor ein quantentheoretisches Modell vor, das scheinbar alle Zeemanaufspaltungen bei den Dublett- und Triplett-Linien zu erklären vermochte.[61] Die weitere Ausarbeitung seiner noch sehr ungeglätteten Vorstellungen nahmen noch einige Monate in Anspruch, bevor sie im Dezember 1921 durch Sommerfeld zur Veröffentlichung eingereicht werden konnten: Die verschiedenen Aufspaltungsterme sollten durch eine Larmorpräzession entstehen, welche die *invariable Achse* eines aus einem *Rumpf* und einem *Valenzelektron* bestehenden und magnetisch gekoppelten Atomsystems um die Richtung eines äußeren Magnetfeldes ausführt. Um die empirisch vorgegebenen Linien zu erhalten, mußte Heisenberg jedoch auch *halbzahlige* Quantenzahlen für die entsprechenden Drehimpulse zulassen und weitere bewährte physikalische Prinzipien verletzen. Trotzdem verkündete Sommerfeld am 12. Februar 1922 seinem Kollegen Epstein voller Stolz: „Das Phänomen ist aber Heisenberg, ein 3. Semester, der die Modelltheorie der Zeemaneffekte und der multiplen Terme erschlagen hat, – wie es scheint, weit über Bohr hinausgehend." Der Erfolg war „so gewaltig", erklärte er in einem weiteren Schreiben vom 29. Juni 1922, daß er, trotz „allgemeinen Widerspruch, besonders auch bei Bohr", schließlich „alle Bedenken bei der Publikation zurückstellte", zumal Pauli inzwischen auch seine grundsätzliche Zustimmung gegeben hatte [16, 17].

Pauli hat später in einem Schreiben an Bohr sein Verhältnis zu Heisenberg so umrissen [54]: „Wenn ich über seine Ideen nachdenke, so kommen sie mir gräßlich vor und ich schimpfe innerlich sehr darüber. Denn er ist unphilosophisch, er achtet nicht auf klare Herausarbeitung der Grundannahmen und ihren Zusammenhang mit den bisherigen Theorien. Wenn ich aber mit ihm spreche, so gefällt er mir sehr gut, und ich sehe, er hat allerlei neue Argumente – wenigstens

[61] In Sommerfelds Schreiben vom 31. März 1921 an Landé heißt es: „Ihre neue Darstellung deckt sich mit dem, was ein Schüler von mir (1. Semester) gefunden hat, was aber nicht veröffentlicht worden ist." Eine ausgezeichnete Darstellung dieser Entwicklungen findet man in P. Formans Aufsatz „Alfred Landé and the anomalous Zeeman effect, 1919–1921". HSPS **2**, 153–261 (1970).

im Herzen. Ich halte ihn dann … für sehr bedeutend, sogar für genial und ich glaube, daß er die Wissenschaft noch einmal sehr vorwärts bringen wird."

In der Zwischenzeit hatte auch Pauli tiefer über das Zeemanphänomen nachgedacht. Im September 1921, während der Physikertagung in Jena, hatte er Landé getroffen und mit ihm über die Bedeutung der von Sommerfeld eingeführten *inneren* Quantenzahl $j$ diskutiert [14] und dabei wohl auch Einzelheiten über die allgemeine Problemlage bei den anomalen Zeemaneffekten erfahren.[62]

Kurz nachdem Pauli seine neue Stellung in Hamburg antrat, reiste er Mitte Juni 1922 wieder nach Göttingen, um dort Bohrs 7 Vorträge über die Theorie der Atomstruktur anzuhören [22]. Bei dieser Gelegenheit lernte er Bohr persönlich kennen und erhielt die Einladung zu einem einjährigen Gastaufenthalt nach Kopenhagen, für den er sich zum Wintersemester 1922/23 von seiner Universität beurlauben ließ. Schon wenige Wochen nach seiner Ankunft sandte Pauli einen ersten allgemeinen Situationsbericht zu Ladenburg nach Breslau [029a]. „Ich fühle mich hier sehr wohl und lerne Bohrsche Physik. Diese ist von einer ganz anderen Größenordnung wie die übrige Physik."

## Halbzahlige Quanten: *Rumpfmodell*, unmechanischer *Zwang* und Elektronenspin

Neben seiner Aufgabe, Bohr bei der Herausgabe seiner deutschsprachigen Schriften zu unterstützen, begann nun auch Pauli, sich intensiv mit dem Problem des anomalen Zeemaneffektes auseinanderzusetzen, wie er im Dezember 1922 Heisenberg wissen ließ. Im Gegensatz zu Heisenberg, der weiterhin seine halbzahligen Quanten verteidigte [30], probierten Pauli und Bohr verschiedene andere Ansätze aus, bei denen die Ganzzahligkeit der Impulsmomente gewahrt blieb. Noch vor Jahresende verschickte er ein (nicht erhaltenes) Manuskript an Heisenberg, der dessen wesentlichen Inhalt am 4. Januar 1923 Sommerfeld übermittelte:[63] „Zuerst kommt eine allgemeine Diskussion über die Hypothesen, die der Theorie der Zeemaneffekte zu Grunde liegen. Aus dieser werden willkürlich (wie bei mir) einige Hypothesen als richtig beibehalten, andere für falsch erklärt (natürlich nicht dieselben wie bei mir) und als wesentliche Behauptung gesagt, das magnetische Moment sei stets um $1\,\mathrm{h}/2\pi$ kleiner, als das Impulsmoment. … Alles in allem muß ich als Schlußkritik der Paulischen Arbeit schreiben, daß ich gar nicht verstehen kann, wie Bohr und Pauli sich mit aller Gewalt auf eine so durchaus unkontrollierbare und unfruchtbare Konsequenz allgemeiner Quantenprinzipien versteifen und, so sehr ich von der Unrichtigkeit der Paulischen Ansichten überzeugt bin, so unheimlich ist mir die eiserne Konsequenz, mit der Bohr alles, was falsch heraus kommt, für richtig, und alles was richtig herauskommt, für falsch hält."

---

[62] Landé hat im November 1921 in den *Naturwissenschaften* **9**, 926–928 (1921) eine zusammenfassende Darstellung der Tatsachen der anomalen Zeemaneffekte und ihrer $g$-Faktoren veröffentlicht.

[63] Dieses Schreiben soll im zweiten Band des von Michael Eckert und Karl Märker herausgegebenen *Wissenschaftlichen Briefwechsels* von Arnold Sommerfeld veröffentlicht werden.

Es überrascht deshalb auch nicht, daß Bohr und Pauli ihre bereits zur Veröffentlichung eingereichte Note mit dem $k - 1$ *Prinzip* [32] im März 1923 wieder zurückzogen. Inzwischen war nun auch Bohr zu der Überzeugung gelangt, daß eine „Halbzahligkeit der Impulskoordinaten um die Feldachse," wenn auch nur *formal*, so doch notwendig angenommen werden müsse. Bohr hat diese den Rahmen der *bedingt periodischen* Systeme durchbrechende Annahme in seiner im *Kayser-Jubiläumsheft* publizierten Darstellung als *unmechanischen Zwang* berücksichtigt [71, 100, 101, 105, 106, 109].[64] „Ganz kolossal" freute sich Heisenberg „über diesen Stimmungsumschwung in Kopenhagen" [34], weil Bohr damit seinerseits signalisierte, daß eine neue Atommechanik nur durch Aufgabe einiger Grundsätze der klassischen Theorie zu gewinnen sei.

Während Bohr sich nun wieder bei der Ausarbeitung eines Beitrags über die optischen Spektren für das erwähnte *Kayserheft* den allgemeineren Fragen des Atombaus zuwandte [37], war Paulis Lehrzeit bei Bohr nun gewissermaßen abgeschlossen. Im Juni 1923 erstattete er Sommerfeld einen ersten Bericht über seine Kopenhagener Erfahrungen [37]: „Ich habe inzwischen die Bohrsche Theorie des periodischen Systems genau kennengelernt, und ich kenne sowohl ihre Stärken als auch ihre Schwächen. ... Die Schwäche der Theorie ist, daß sie keine Erklärung für die Werte 2, 8, 18, 32, ... der Periodenlängen gibt." Auch solle man „in Deutschland nicht glauben, daß Bohr irgendwelche schwierigen Begründungen geheim hält. Außer einigen Einzelheiten, ... hat Bohr nun nichts mehr, was er nicht publiziert hat."

Die Auseinandersetzung mit dem Zeemanproblem führte Pauli von nun an mit eiserner Konsequenz alleine fort. Obwohl er „oft auf Irrwege geriet und eine Unzahl von Annahmen prüfte und dann wieder verwarf" [37], sollte es ihm bereits in Kopenhagen gelingen, die mit der Lösung des Problems verbundenen Schwierigkeiten schrittweise zu beseitigen. Zunächst vermochte er mit einer modellunabhängigen (phänomenologischen) Überlegung zu zeigen, daß die Halbzahligkeit der Impulsvektoren, die der Züricher Experimentator Emil Beck schon 1919 beim Einstein-de Haas-Effekt festgestellt hatte [35, 36], *allein* mit der *magnetomechanischen Anomalie* des „inneren (Rumpf-) Systems" verknüpft ist:[65] „Das magnetische Moment des inneren Systems ist doppelt so groß als es nach der klassischen Elektronentheorie des Magnetismus seinem Impulsmoment entsprechen würde, während das äußere Elektron ein magnetisches Moment erzeugt, welches mit dem Biot-Savartschen Gesetz im Einklang ist." Trotz dieser noch falschen Annahme erlaubte sie, das in der magnetomechanischen Anomalie begründte Problem als Ursache der Halbzahligkeit der Quanten von den anderen Fragen des Atombaues zu isolieren.

Damit waren die halben Quantenzahlen mit einer unabhängig beobachteten magnetischen Erscheinung in Zusammenhang gebracht ohne direkt gegen die

---

[64] Die Rolle, welche dieser durch Bohr eingeführte Hilfsbegriff für die Entwicklung der Quantentheorie spielte, wurde in Daniel Serwers Studie „Unmechanischer Zwang: Pauli, Heisenberg, and the rejection of the mechanical atom, 1923–1924", HSPS **8**, 189–256 (1977) untersucht.

[65] Es gab damals eine *magnetische* und eine *mechanische* Auffassung über den Ursprung dieser Anomalie. Bei der von Pauli bevorzugten *magnetischen* Auffassung sollte es die Verletzung des Biot-Savartschen Gesetzes, bei Heisenbergs mechanischen Auffassung die *nur statistische* Erhaltung der Drehimpulse im Atomverband sein [35].

Grundprinzipien der Quantentheorie zu verstoßen! Um aber auch den Anschluß an die *g-Faktoren* zu erhalten, mußte Pauli in Landés Formeln für schwache Felder eine Korrektur anbringen und $j^2$ durch $j(j+1)$ ersetzen. „Es verhält sich dieser $g$-Wert zum wirklichen bezüglich der Abhängigkeit von $j$ wie der Differentialquotient zum Differenzenquotient," stellte er in seinem Schreiben vom 23. Mai 1923 an Landé fest [35, 40]. An dieser Stelle offenbarten sich erstmals in ganz deutlicher Weise die zwei grundlegenden Mängel der älteren Quantentheorie: Das im Elektronenspin begründete Auftreten der halbzahligen Quanten und die erst aus der Heisenbergschen Matrizenmechanik sich zwangsläufig ergebenden Korrekturen für die Beträge der Drehimpuls-Quantenzahlen in der $g$-Formel.

## Der überflüssige Kreisel im Atominneren

Daß Pauli trotzdem keine modellmäßige Erklärung seiner Resultate finden konnte, lag an der weiteren irrtümlichen Annahme des *Rumpfimpulses*, „die eigentlich von mir selbst herrührt," wie Pauli später zugab [74], „die aber die anderen dann viel zu ernst genommen haben."

„Obwohl Heisenbergs Theorie vielfache Anregungen gegeben hatte," bemerkte er in seinem ersten im April 1923 fertiggestellten und sehr sorgfältig formulierten Beitrag zum Zeemanproblem, „kann sie jedoch, wie von verschiedenen Seiten hervorgehoben wurde, wenigstens in ihrer jetzigen Form kaum als eine befriedigende Lösung des Problems angesehen werde." Trotz dieses noch „im Innern jedes Atoms sitzenden Kreisels" [1818] gelang es ihm – mit Hilfe einer Betrachtung über die Erhaltung der Drehimpulskomponenten parallel zum Magnetfelde, – aus den einfachen $g$-Formeln der normalen Zeeman-Aufspaltungen beim Paschen-Backeffekt in starken Feldern auch die komplizierteren Ausdrücke der $g$-Faktoren bei schwachen Magnetfeldern herzuleiten. Auf einem an Ehrenfest nach Leiden geschickten Sonderdruck drückte er seine Unzufriedenheit über die noch ungeklärten Grundlagen aus: „Das ist eine scheußliche Arbeit." In einer weiteren Untersuchung, die Pauli erst im Oktober 1923, kurz nach seiner Rückkunft in Hamburg zur Veröffentlichung einreichte, wurde auch die dabei noch offengebliebene Frage geklärt, wie sich im einzelnen die durch zwei Quantenzahlen klassifizierten Terme eines Multipletts bei adiabatisch anwachsender Feldstärke in die jeweiligen Terme beim Paschen-Backeffekt transformieren.

Den entscheidenden Durchbruch zum Verständnis der anomalen Zeemaneffekte erzielte Pauli aber erst mit der Erkenntnis, daß die eigentliche Ursache aller Verwirrungen in der falschen Annahme eines Rumpfimpulses steckte. Zu dieser Einsicht gelangte er im Oktober 1924, als er sich anläßlich seines Quantenartikels für das Lehrbuch von Müller-Pouillet überlegte [74], „ob nicht auch klassisch unter Umständen eine merkliche Abweichung vom Larmor-Theorem zu erwarten wäre und fand, daß dies in Bezug auf den Einfluß der relativistischen Massenveränderlichkeit nicht von vornherein auszuschließen ist" [68]. Durch eine sehr sorgfältige Überprüfung des vorliegenden experimentellen Materials konnte Pauli nachweisen, daß ein solcher relativistischer Effekt und deshalb auch die „Mitwirkung des Atomrestes bei Komplexstruktur und Zeemaneffekt"

nicht vorhanden war [69]. Infolgedessen mußte auch die Ursache der magnetomechanischen Anomalie allein dem Valenzelektron zugeschrieben werden, das „es auf eine rätselhafte unmechanische Weise fertigbringt, in zwei Zuständen mit verschiedenem Impuls zu laufen“ [71].

Paulis weitere Bemerkung, er wolle stets nur von einem Zustand des Elektrons sprechen und das Wort *Bahn* vermeiden, weil dieser Begriff „der Einfachheit und Schönheit der Quantenwelt nicht genügend adäquat ist“ [72], deutet auch schon auf das jetzt allgemein einsetzende Umdenken der Quantenphysiker hin. Das Leuchtelektron sollte nun neben den drei üblichen Quantenzahlen noch eine weitere *vierte* Impulsquantenzahl erhalten, obwohl Pauli damit eine anschauliche Bedeutung wie einem Drall nicht verbinden mochte. Landé, der ihm hier durch seine Beiträge zum Zeemanproblem wissenschaftlich am nächsten stand, wurde jetzt laufend von Pauli über seine Fortschritte unterrichtet. Diesmal „hoffe ich bestimmt, daß Sie vorläufig in keiner Ihrer Arbeiten publizieren, ich hätte Ihnen dies oder jenes geschrieben, weil ich die Sache für noch sehr unreif halte.“

Dennoch hat Pauli seine Überlegungen *Über den Einfluß der Geschwindigkeitsabhängigkeit der Elektronenmasse auf den Zeemaneffekt* schon Anfang Dezember zur Veröffentlichung eingereicht. Im Gegensatz zu der noch als „scheußlich“ empfundenen ersten Zeemanarbeit präsentierte er jetzt in überschwenglicher Stimmung seinem Freunde Heisenberg einen Sonderdruck: „Es ist mir eine besondere Freude und Ehre, mich für Ihre freundliche Sendung revanchieren zu können, indem ich Ihnen hiermit in aller Freundschaft und Verehrung Ihre Lieblingsarbeit überreiche.“ Den „wichtigeren zweiten Teil dieser Überlegungen,“ [74] den Grundgedanken des *Ausschließungsprinzips*, hat Pauli jedoch einer gesonderten Veröffentlichung vorbehalten, die erst im Januar 1925 zur Publikation gelangte.

## Das Ausschließungsprinzip und der Abschluß der Elektronenschalen

Das eigentliche Kernproblem der Bohrschen Atomtheorie war nach wie vor die Aufklärung des Periodensystems der Elemente und die Erklärung des Abschlusses der Elektronenschalen: „Was man noch nicht versteht, sind die Periodenlängen 2, 8, 18, 32, . . .“, hatte Pauli noch vor einem Jahr, kurz vor seiner Abreise aus Kopenhagen erklärt [46]. Dieselbe Frage warf er nochmals am 23. Februar 1924 in seiner öffentlichen Hamburger Antrittsrede auf. Doch nun war er – auf dem Umwege über das Problem der Zeemaneffekte – auf überraschende Weise zu einer natürlichen Beantwortung derselben gelangt. Den Anstoß dazu hatte eine Untersuchung von Rutherfords Doktoranden Edmund Clifton Stoner gegeben, der eine neue, gegenüber Bohr abweichende Besetzung der Elektronenschalen vorschlug, indem er die Anzahl ihrer Realisierungsmöglichkeiten untersucht hatte. „Das war doch eine eminent gescheite Idee“ von Stoner, „die Anzahl der Elektronen in den abgeschlossenen Untergruppen mit der Anzahl der Zeeman-Terme der Alkali-Spektren in Beziehung zu setzen“ [74].[66] Weil es sich

[66] Stoners Anteil an der Entdeckung des Ausschließungsprinzips wurde ausführlich von J. L. Heilbron in den HSPS **13**, 261–310 (1983) dargestellt.

hier um „das *Ausschließen* von gewissen stationären Zuständen“ – und nicht, wie Bohr immer vermutete, – von *Übergängen* handelte, hatte es auch nichts mit Korrespondenz- oder Sabilitätsbetrachtungen zu tun. Sommerfeld dagegen, dem Pauli ja den Hinweis auf das Stonersche Schema verdankte, hatte bereits in einem im Dezember 1924 eingereichten Aufsatz „Zur Theorie des periodischen Systems“ die Überlegenheit der neuen Elektronenanordnung gegenüber der Bohrschen Einteilung vorgeführt. Er gehörte zu den wenigen, die sofort den Vorzug des Paulischen Prinzips zu erkennen vermochten [90]: „Sie kommen damit viel weiter als ich,“ schrieb er im Juni 1925. „Sie können aus Ihrem Prinzip der 4 Quantenzahlen und aus der Erfahrung über die Alkali-Zeemaneffekte die Stonersche Einteilung mit $j = 0$ beweisen und die vorhandenen oder ausfallenden Terme bestimmen. Das ist sehr schön und zweifellos richtig.“

Auch diesmal hatte Pauli die Verwendung eines Bahnbegriffes zur Beschreibung der Elektronenzustände sorgfältig vermieden um damit die allgemeine Reformbedürftigkeit der gesamten Quantenphysik zu unterstreichen: „Das (noch unerreichte) Ziel muß sein, diese und alle anderen physikalisch realen, beobachtbaren Eigenschaften der stationären Zustände aus den (ganzen) Quantenzahlen und quantentheoretischen Gesetzen zu deduzieren.“ Doch an der Einlösung dieser Aufgabe, die den entscheidenden Wendepunkt der gesamten Entwicklung einleitete, hat Pauli sich nur indirekt beteiligen können, weil ihn die Ausarbeitung seines Quantenartikels für das Springersche Handbuch davon abhielt. Diesen konnte er erst im Oktober 1925 abschließen, als Heisenberg seine neue Grundlegung der Quantenmechanik bereits vollendet hatte.

Das einzige Manuskript seiner Untersuchung über den Schalenabschluß, das Pauli besaß, schickte er am 12. Dezember 1924 nach Kopenhagen, mit der Bitte, es ihm „wo möglich mit vielen Einwänden und kritischen Bemerkungen, nach den Weihnachtsferien (gegen 8. Januar) zurückzusenden.“ An Paulis anschließende Reise nach Tübingen, und seine Beratungen mit den dort anwesenden Physikern während der zweiten Januarwoche des neuen Jahres [78, 79, 80] erinnerte sich noch sein späterer Assistent Ralph Kronig, der als 20jähriger Stipendiat gerade zu diesem Zeitpunkt das Tübinger Institut besucht hatte. Später hat er über diese entscheidende Entwicklungsphase der Quantentheorie für die zu Paulis Ehren publizierte Festschrift einen sehr aufschlußreichen Bericht mit dem Titel *The turning point* angefertigt.

Eine Woche nach seiner Rückkunft aus den Ferien reichte Pauli seinen wohl wichtigsten Beitrag zur Atomtheorie zur Veröffentlichung ein. Obwohl er darin von „einer allgemeinen quantentheoretischen Formulierung des Abschlusses der Elektronengruppen im Atom“ spricht, zeigte die spätere Entwicklung, daß Paulis *Verbot* ein von der Quantentheorie völlig unabhängiges Prinzip mit weitreichenden Folgen für die Struktur und Stabilität der gesamten Materie darstellt.

Es ist bemerkenswert, daß viele Physiker die Tragweite des Paulischen Prinzip zunächst nicht erkannten. Besonders Bohr, der seit vielen Jahren nach einer rationalen Begründung des Schalenabschlusses der Elektronenkonfigurationen suchte, hat von dieser fundamentalen Entdeckung in seinen Schriften der fol-

genden Zeit kaum Notiz genommen.[67] In einem Vortrag über *Atomtheorie und Mechanik* während des Kopenhagener Mathematikerkongresses vom 30. August 1925 erwähnte Bohr nur beiläufig, es seien von Pauli „vielversprechende Resultate gewonnen worden. Obwohl die so erhaltenen Resultate einen wichtigen Schritt zur Erfüllung des erwähnten Programms darstellen, die Eigenschaften der Elemente allein auf Grund der Ordnungszahl zu erklären, muß man jedoch bedenken, daß sie keine eindeutige Zuordnung zu mechanischen Bildern zulassen." Erst nachdem das Prinzip durch Heisenbergs Antisymmetriesierung der Schrödingerfunktionen seine wellenmechanische Einkleidung empfangen hatte, wurde es fast „stillschweigend" dem Kanon der Quantenmechanik eingefügt.

Mit Paulis Ausschließungsprinzip und Heisenbergs Matrizenmechanik hatten sich die kühnsten Hoffnungen aller Quantenphysiker erfüllt. Der Übergang von der provisorisch mit Hilfsbegriffen und willkürlichen Zusatzannahmen operierenden Theorie zu einer rationalen Quantenmechanik war nun gelungen und damit eine solide Grundlage für die gesamte Physik des sich immer mehr erschließenden Mikrokosmus geschaffen.

[67] In der zehnbändigen Ausgabe von Bohrs *Collected Works* findet man nur spärliche Hinweise, welche die Bedeutung des Paulischen Prinzips als eines Schlußsteins für sein großangelegtes Forschungsprogramm erkennen lassen. Als Léon Rosenfeld im Jahre 1954 Pauli nahelegte, für die geplante Bohrfestschrift einen historischen Beitrag über „Bohr's historical connection with the exclusion principle" zu schreiben, antwortete ihm Pauli: „I really wonder whether it is a nice thing to excavate a person's errors at his 70$^{th}$ birthday. But an historical article of me *would reveal it relentlessly*!" Diese für Bohr weniger erfreuliche Geschichte hat Pauli dann – *nur* für Rosenfeld persönlich – in einem Brief [1818] niedergeschrieben.

# I. Das Jahr 1957

## Paritätsverletzung und schwache Wechselwirkung

*Kommentar: Ein Exposé zur Lage der Physik in der Schweiz*

| | | | | |
|---|---|---|---|---|
| **[2429]** | Pauli an Kröner | Zollikon-Zürich | 1. Januar | 1957 |
| **[2430]** | Heisenberg an Pauli | Göttingen | 1. Januar | 1957 |
| **[2431]** | Pauli an Heisenberg | Zürich | 2. Januar | 1957 |
| **[2432]** | Källén an Pauli | Kopenhagen | 2. Januar | 1957 |
| **[2433]** | Pauli an Heisenberg | Zürich | 4. Januar | 1957 |
| **[2434]** | Pauli an Källén [1. Brief] | Zürich | 4. Januar | 1957 |
| **[2435]** | Pauli an Källén [2. Brief] | Zürich | 4. Januar | 1957 |
| **[2436]** | Heisenberg an Pauli | Göttingen | 4. Januar | 1957 |
| **[2437]** | Rasetti an Pauli | Baltimore | 4. Januar | 1957 |
| **[2438]** | Pauli an Heisenberg | Zürich | 7. Januar | 1957 |
| **[2439]** | Källén an Pauli | Kopenhagen | 8. Januar | 1957 |
| **[2440]** | Fierz an Pauli | Basel | 9. Januar | 1957 |
| **[2441]** | Heisenberg an Pauli | Göttingen | 9. Januar | 1957 |
| **[2442]** | Pauli an Heisenberg | Zürich | 10. Januar | 1957 |
| **[2443]** | Pauli an Källén | Zürich | 10. Januar | 1957 |
| **[2444]** | Källén an Pauli | Kopenhagen | 10. Januar | 1957 |
| **[2445]** | Pauli an Fierz | Zürich | 11. Januar | 1957 |
| **[2446]** | Gustafson an Pauli | Lund | 11. Januar | 1957 |
| **[2447]** | Källén an Pauli | Kopenhagen | 12. Januar | 1957 |
| **[2448]** | Heisenberg an Pauli | Göttingen | 13. Januar | 1957 |
| **[2449]** | Pauli an Heisenberg | Zürich | 15. Januar | 1957 |
| **[2450]** | Pauli an Källén | Zürich | 15. Januar | 1957 |

*Kommentar: Paritätsverletzung*

| | | | | |
|---|---|---|---|---|
| **[2451]** | Blatt an Pauli | Princeton | 15. Januar | 1957 |
| **[2452]** | Heisenberg an Pauli | Göttingen | 15. Januar | 1957 |
| **[2453]** | Fierz an Pauli | Basel | 16. Januar | 1957 |
| **[2454]** | Pauli an Kröner | Zürich | 17. Januar | 1957 |
| **[2455]** | Pauli an Weisskopf<br>mit Anlage *Übersetzung* | Zürich | 17. Januar | 1957 |
| **[2456]** | Heisenberg an Pauli | Göttingen | 17. Januar | 1957 |
| **[2457]** | Pauli an Bohr<br>*Todesanzeige der Parity* | Zürich | 19. Januar | 1957 |
| **[2458]** | Pauli an Heisenberg | Zürich | 19. Januar | 1957 |
| **[2459]** | Pauli an Weisskopf<br>mit Anlage *Übersetzung* | Zürich | 19. Januar | 1957 |
| **[2460]** | Pauli an Wu | Zürich | 19. Januar | 1957 |

*Kommentar: Paulis historischer Neutrinovortrag*

| | | | | |
|---|---|---|---|---|
| **[2461]** | Fierz an Pauli | Basel | 21. Januar | 1957 |
| **[2462]** | Heisenberg an Pauli | Göttingen | 21. Januar | 1957 |
| **[2463]** | Källén an Pauli | Kopenhagen | 21. Januar | 1957 |
| **[2464]** | Pauli an Fierz | Zürich | 22. Januar | 1957 |

*Kommentar: Telegdis Erinnerungen an W. Pauli*

| | | | | |
|---|---|---|---|---|
| **[2465]** | Pauli an Telegdi | Zürich | 22. Januar | 1957 |
| **[2466]** | Källén an Pauli | Kopenhagen | 22. Januar | 1957 |
| **[2467]** | Pauli an Källén [1. Brief] | Zürich | 23. Januar | 1957 |
| **[2468]** | Pauli an Källén [2. Brief] | Zürich | 23. Januar | 1957 |
| **[2469]** | Fierz an Pauli | Basel | 23. Januar | 1957 |
| **[2470]** | Heisenberg an Pauli | Göttingen | 23. Januar | 1957 |
| **[2471]** | Pauli an Fierz | Zürich | 24. Januar | 1957 |
| **[2472]** | Pauli an Salam | Zürich | 24. Januar | 1957 |
| **[2473]** | Pauli an Heisenberg | Zürich | 25. Januar | 1957 |
| **[2474]** | Fierz an Pauli | Basel | 25. Januar | 1957 |
| **[2475]** | Villars an Pauli<br>mit Anlage *Brief von Enz* | Genf | 25. Januar | 1957 |
| **[2476]** | Pauli an Weisskopf<br>mit Anlage *Übersetzung* | Zürich | 27/28. Januar | 1957 |
| **[2477]** | Heisenberg an Pauli | Göttingen | 28. Januar | 1957 |
| **[2478]** | Källén an Pauli | Kopenhagen | 28. Januar | 1957 |
| **[2479]** | Pauli an Fierz | Zürich | 29. Januar | 1957 |
| **[2480]** | Pauli an Heisenberg mit Appendix | Zürich | 29. Januar | 1957 |
| **[2481]** | Heisenberg an Pauli | Göttingen | 29. Januar | 1957 |

*Kommentar: Abdus Salam*

| | | | | |
|---|---|---|---|---|
| **[2482]** | Salam an Pauli | London | 30. Januar | 1957 |
| **[2483]** | Pauli an Heisenberg | Zürich | 31. Januar | 1957 |
| **[2484]** | Pauli an Källén | Zürich | 31. Januar | 1957 |
| **[2485]** | Fierz an Pauli | Basel | 31. Januar | 1957 |
| **[2486]** | Heisenberg an Pauli | Göttingen | 31. Januar | 1957 |
| **[2487]** | Salam an Pauli | London | 31. Januar | 1957 |
| **[2488]** | Touschek an Pauli | Rom | 31. Januar | 1957 |
| **[2489]** | Heisenberg an Pauli | Göttingen | 1. Februar | 1957 |
| **[2490]** | Pauli an Heisenberg<br>mit Appendix I und II | Zürich | 2/5. Februar | 1957 |
| **[2491]** | Pauli an Gustafson | Zürich | 5. Februar | 1957 |
| **[2492]** | Pauli an Racah | Zürich | 5. Februar | 1957 |
| **[2493]** | Weisskopf an Pauli | Cambridge | 5. Februar | 1957 |
| **[2494]** | Fierz an Pauli | Basel | 6. Februar | 1957 |
| **[2495]** | Heisenberg an Pauli | Ascona | 6. Februar | 1957 |

*Kommentar: Die historischen Ursprünge des TCP-Theorems*

| | | | | |
|---|---|---|---|---|
| **[2496]** | Lüders an Pauli | Cambridge | 6. Februar | 1957 |
| **[2497]** | Pauli an Fierz [1. Brief] | Zürich | 7. Februar | 1957 |
| **[2498]** | Pauli an Fierz [2. Brief] | Zürich | 7. Februar | 1957 |
| **[2499]** | Pallmann und Bosshardt an Pauli | Zürich | 7. Februar | 1957 |
| **[2500]** | Pauli an Touschek | Zürich | 8. Februar | 1957 |

| | | | | |
|---|---|---|---|---|
| **[2501]** | Fierz an Pauli [1. Brief] | Basel | 8. Februar | 1957 |
| **[2502]** | Fierz an Pauli [2. Brief] mit Anlage | Basel | 8. Februar | 1957 |
| **[2503]** | Pauli an Fierz | Zürich | 9. Februar | 1957 |
| **[2504]** | Pauli an Heisenberg | Zürich | 9. Februar | 1957 |
| **[2505]** | Pauli an Weisskopf | Zürich | 9. Februar | 1957 |
| **[2506]** | Pauli an Källén mit Anlagen *Briefe* | Zürich | 10. Februar | 1957 |
| **[2507]** | Pauli an Kemmer | Zürich | 11. Februar | 1957 |
| **[2508]** | Heisenberg an Pauli | Ascona | 11. Februar | 1957 |
| **[2509]** | Lüders an Pauli | Cambridge | 11. Februar | 1957 |
| **[2510]** | Pauli an Fierz | Zürich | 12. Februar | 1957 |
| **[2511]** | Pauli an Yang | Zürich | 12. Februar | 1957 |
| **[2512]** | Born an Pauli | Bad Pyrmont | 12. Februar | 1957 |
| **[2513]** | Yang und Lee an Pauli | New York | 12. Februar | 1957 |

*Kommentar: Das Kopenhagener Institut für Theoretische Physik aus der Sicht seiner Gäste*

| | | | | |
|---|---|---|---|---|
| **[2514]** | Källén an Pauli | Kopenhagen | 13. Februar | 1957 |
| **[2515]** | Salam an Pauli | London | 13. Februar | 1957 |
| **[2516]** | Fierz an Pauli | Basel | 14. Februar | 1957 |
| **[2517]** | Pauli an Fierz [1. Brief] | Zürich | 15. Februar | 1957 |
| **[2518]** | Pauli an Fierz [2. Brief] | Zürich | 15. Februar | 1957 |
| **[2519]** | Pauli an Heisenberg mit Anhang | Zürich | 15. Februar | 1957 |
| **[2520]** | Polkinghorne an Pauli | Edinburgh | 15. Februar | 1957 |
| **[2521]** | Heisenberg an Pauli | Ascona | 16. Februar | 1957 |
| **[2522]** | Salam an Pauli | London | 16. Februar | 1957 |
| **[2523]** | Pauli an Fierz | Zürich | 18. Februar | 1957 |

*Kommentar: Der Kunsthistoriker Erwin Panofsky lehnt eine Einladung der Universität Hamburg ab*

| | | | | |
|---|---|---|---|---|
| **[2524]** | Pauli an Panofsky | Zürich | 18. Februar | 1957 |
| **[2525]** | Pauli an Salam | Zürich | 18. Februar | 1957 |
| **[2526]** | Pauli an Yang und Lee | Zürich | 18. Februar | 1957 |
| **[2527]** | Fierz an Pauli | Basel | 18. Februar | 1957 |
| **[2528]** | Pauli an Peierls | Zürich | 19. Februar | 1957 |
| **[2529]** | Fierz an Pauli | Basel | 19. Februar | 1957 |
| **[2530]** | Pauli an Fierz | Zürich | 20. Februar | 1957 |
| **[2531]** | Heisenberg an Pauli | Ascona | 20. Februar | 1957 |
| **[2532]** | Pauli an Fierz | Zürich | 22. Februar | 1957 |
| **[2533]** | Pauli an Heisenberg | Zürich | 22. Februar | 1957 |
| **[2534]** | Pauli an Heisenberg | Zürich | 24. Februar | 1957 |
| **[2535]** | Heisenberg an Pauli | Ascona | 24/25. Februar | 1957 |
| **[2536]** | Pauli an Jaffé [1. Brief] | Zürich | 25. Februar | 1957 |
| **[2537]** | Pauli an Jaffé [2. Brief] | Zürich | 25. Februar | 1957 |
| **[2538]** | Pauli an Bender mit Anhang | Zürich | 26. Februar | 1957 |
| **[2539]** | Pauli an Heisenberg | Zürich | 26. Februar | 1957 |
| **[2540]** | Pauli an Weisskopf | Zürich | 26. Februar | 1957 |
| **[2541]** | Panofsky an Pauli | Princeton | 26. Februar | 1957 |
| **[2542]** | Heisenberg an Pauli | Ascona | 27/28. Februar | 1957 |
| **[2543]** | Pauli an Källén | Zürich | 28. Februar | 1957 |
| **[2544]** | Pauli an Rosbaud | Zollikon-Zürich | 28. Februar | 1957 |

*Kommentar: Zur Klärung der logischen Voraussetzungen der Ergoden- und H-Theoreme*

| | | | | |
|---|---|---|---|---|
| **[2545]** | Landsberg an Pauli | Aberdeen | 28. Februar | 1957 |
| **[2546]** | Pauli an Kröner | Zollikon-Zürich | 28. Februar | 1957 |
| **[2547]** | Pauli an Peierls | Zürich | 28. Februar | 1957 |
| **[2548]** | Pauli an Born | Zürich | 1. März | 1957 |
| **[2549]** | Pauli an Heisenberg | Zürich | 1. März | 1957 |
| **[2550]** | Pauli an Kemmer | Zürich | 1. März | 1957 |
| **[2551]** | Pauli an Touschek | Zürich | 1. März | 1957 |
| **[2552]** | Pauli an Fierz | Zollikon-Zürich | 2. März | 1957 |
| **[2553]** | Pauli an Heisenberg | Zollikon-Zürich | 2/3. März | 1957 |
| **[2554]** | Fierz an Pauli | Basel | 2. März | 1957 |
| **[2555]** | Pauli an Fierz | Zürich | 5. März | 1957 |
| **[2556]** | Heisenberg an Pauli | Ascona | 5. März | 1957 |
| **[2557]** | Pauli an Born | Zürich | 6. März | 1957 |
| **[2558]** | Pauli an Heisenberg | Zürich | 6. März | 1957 |
| **[2559]** | Pauli an Touschek | Zürich | 7. März | 1957 |
| **[2560]** | Heisenberg an Pauli | Ascona | 7. März | 1957 |
| **[2561]** | Pauli an Fierz | Zürich | 8. März | 1957 |
| **[2562]** | Pauli an Heisenberg | Zürich | 8. März | 1957 |
| **[2563]** | Bender an Pauli | Freiburg i. Br. | 8. März | 1957 |
| **[2564]** | Pauli an Salam | Zürich | 11. März | 1957 |
| **[2565]** | Källén an Pauli | Kopenhagen | 11. März | 1957 |
| **[2566]** | Touschek an Pauli | Rom | 11. März | 1957 |
| **[2567]** | Pauli an Peierls | Zürich | 12. März | 1957 |
| **[2568]** | Pauli an Salam | Zürich | 12. März | 1957 |
| **[2569]** | Pauli an Fierz | Zollikon-Zürich | 13. März | 1957 |
| **[2570]** | Pauli an Salam | Forch | 13. März | 1957 |
| **[2571]** | Pauli an Born | Forch | 14. März | 1957 |
| **[2572]** | Pauli an Panofsky | Forch (Zürich) | 14. März | 1957 |
| **[2573]** | Pauli an Salam | Zürich | 15. März | 1957 |
| **[2574]** | Pauli an Touschek | Zürich | 15. März | 1957 |
| **[2575]** | Fierz an Pauli | Basel | 15. März | 1957 |
| **[2576]** | Touschek an Pauli | Rom | 15. März | 1957 |
| **[2577]** | Pauli an Fierz | Zollikon-Zürich | 16. März | 1957 |
| **[2578]** | Pauli an Meier | Zollikon-Zürich | 16. März | 1957 |
| **[2579]** | Pauli an Caldirola | Zürich | 18. März | 1957 |

*Kommentar: Hans Frauenfelder*

| | | | | |
|---|---|---|---|---|
| **[2580]** | Pauli an Frauenfelder | Zürich | 18. März | 1957 |
| **[2581]** | Pauli an Jaffé | Zürich | 18. März | 1957 |
| **[2582]** | Pauli an Peierls | Zürich | 18. März | 1957 |
| **[2583]** | Fierz an Pauli | Basel | 18. März | 1957 |
| **[2584]** | Pauli an Enz | Zürich | 19. März | 1957 |
| **[2585]** | Pauli an Enz | Zürich | 20. März | 1957 |
| **[2586]** | Bender an Pauli<br>mit Anlagen *Gespräch mit Pauli* | Freiburg i. Br. | 20. März | 1957 |
| **[2587]** | Touschek an Pauli mit Anlage | Rom | 20. März | 1957 |
| **[2588]** | Pauli an Fierz | Zürich | 21/22. März | 1957 |
| **[2589]** | Pauli an Pallmann | Zürich | 21. März | 1957 |

| | | | | |
|---|---|---|---|---|
| **[2590]** | Pauli an Born | Zürich | 22. März | 1957 |
| **[2591]** | Pauli an Jung | Zürich | 22. März | 1957 |
| | *Kommentar: Kopenhagen, Englandreise und London-Vorlesung* | | | |
| **[2592]** | Pauli an Panofsky | Edinburgh | 28. März | 1957 |
| **[2593]** | Pauli an Touschek<br>mit Anlage *Brief Fierz an Enz* | Birmingham | 28. März | 1957 |
| **[2594]** | Heisenberg an Pauli | Göttingen | 28. März | 1957 |
| **[2595]** | Pauli an Jaffé | Birmingham | 1. April | 1957 |
| **[2596]** | Pauli an Källén | Edinburgh | Anfang April | 1957 |
| **[2597]** | Pauli an Heisenberg | Kopenhagen | 8. April | 1957 |
| **[2598]** | Pauli an Enz | Kopenhagen | 9. April | 1957 |
| **[2599]** | Heisenberg an Pauli | Göttingen | 11. April | 1957 |
| | *Kommentar: Die 7. Rochester Conference, 15.–19. April 1957* | | | |
| **[2600]** | Pauli an Heisenberg | Kopenhagen | 12. April | 1957 |
| **[2601]** | Pauli an Enz | Zürich | 15. April | 1957 |
| **[2602]** | Pauli an Touschek unvollständig | Zürich | 15. April | 1957 |
| **[2603]** | Pauli an von Kahler | Zürich | 17. April | 1957 |
| **[2604]** | Pauli an Schafroth | Zürich | 17. April | 1957 |
| **[2605]** | Touschek an Pauli | Rom | 18. April | 1957 |
| **[2606]** | Pauli an Jaffé | Zürich (Karfreitag) | 19. April | 1957 |
| **[2607]** | Heisenberg an Pauli mit Anlage | Göttingen | 20. April | 1957 |
| | *Kommentar: Arbeitstagung in Oberwolfach, Ende April 1957* | | | |
| **[2608]** | Goudsmit an Pauli | New York | 22. April | 1957 |
| **[2609]** | Lüders an Pauli | Cambridge | 2. Mai | 1957 |
| **[2610]** | Pauli an Schafroth mit Beilage | Zürich | 6. Mai | 1957 |
| **[2611]** | Pauli an Lüders | Zürich | 7. Mai | 1957 |
| **[2612]** | Pauli an Salam | Zürich | 7. Mai | 1957 |
| **[2613]** | Frauenfelder an Pauli | Urbana | 8. Mai | 1957 |
| **[2614]** | Pauli an Frauenfelder | Zürich | 10. Mai | 1957 |
| **[2615]** | Pauli an Kröner | Forch | 10. Mai | 1957 |
| **[2616]** | Pauli an Pallmann | Zürich | 10. Mai | 1957 |
| **[2617]** | Pauli an Stern | Zürich | 10. Mai | 1957 |
| **[2618]** | Pauli an Frauenfelder | Forch | 11. Mai | 1957 |
| **[2619]** | Pauli an Fierz | Zürich | 16. Mai | 1957 |
| | *Kommentar: Res Jost läßt sich zum Herbst 1957 nach Princeton beurlauben* | | | |
| **[2620]** | Oppenheimer an Pauli | Princeton | 17. Mai | 1957 |
| **[2621]** | Fierz an Pauli | Basel | 20. Mai | 1957 |
| **[2622]** | Frauenfelder an Pauli | Urbana | 20. Mai | 1957 |
| **[2623]** | Pauli an Frauenfelder | Zürich | 23. Mai | 1957 |
| **[2624]** | Pauli an Panofsky | Zürich | 23. Mai | 1957 |
| **[2625]** | Pauli an Yang | Zürich | 26. Mai | 1957 |
| **[2626]** | Pauli an Frauenfelder | Zürich | 27. Mai | 1957 |
| **[2627]** | Pauli an Yang | Zürich | 27. Mai | 1957 |
| **[2628]** | Constance an Pauli | Berkeley | 27. Mai | 1957 |
| **[2629]** | Jaffé an Pauli | Küsnacht-Zürich | 29. Mai | 1957 |
| **[2630]** | Pauli an Meier | Zürich | 1. Juni | 1957 |
| **[2631]** | Fierz an Pauli | Basel | 1. Juni | 1957 |

| | | | | |
|---|---|---|---|---|
| **[2632]** | Heisenberg an Pauli | Göttingen | 5. Juni | 1957 |
| **[2633]** | Pauli an Lüders | Zürich | 6. Juni | 1957 |
| **[2634]** | Fierz an Pauli | Basel | 7. Juni | 1957 |
| **[2635]** | Frauenfelder an Pauli | Urbana | 7. Juni | 1957 |
| **[2636]** | Pauli an Telegdi und Goeppert-Mayer | Zürich | 8. Juni | 1957 |
| **[2637]** | Pauli an von Franz | Zürich | 10. Juni | 1957 |
| **[2638]** | Pauli an Jaffé | Zürich | 10. Juni | 1957 |
| **[2639]** | Tamm an Pauli | Moskau | 10. Juni | 1957 |
| **[2640]** | Pauli an Heisenberg [1. Brief] Anlage: *Bemerkungen zur jetzigen Lage in der Quantentheorie der Felder* | Zürich | 11. Juni | 1957 |
| **[2641]** | Pauli an Heisenberg [2. Brief] | Zürich | 12. Juni | 1957 |
| **[2642]** | Pauli an Heisenberg [3. Brief] mit Appendix | Zürich | 13. Juni | 1957 |
| **[2643]** | Pauli an Heisenberg [4. Brief] mit Appendix | Zürich | 14. Juni | 1957 |
| **[2644]** | Pauli an Jung | Zürich | Mitte Juni | 1957 |
| **[2645]** | Jung an Pauli | Küsnacht-Zürich | 15. Juni | 1957 |
| **[2646]** | Heisenberg an Pauli | Göttingen | 17. Juni | 1957 |
| **[2647]** | Lüders an Pauli mit Anlage *Brief an Enz* | Berkeley | 17. Juni | 1957 |
| **[2648]** | Lüders an Pauli | Berkeley | 18. Juni | 1957 |
| **[2649]** | Lüders an Pauli mit Anlage *Brief an Enz* | Berkeley | 20. Juni | 1957 |
| **[2650]** | Pauli an Heisenberg | Zürich | 21. Juni | 1957 |
| **[2651]** | Pauli an Källén | Zürich | 21. Juni | 1957 |
| **[2652]** | Pauli und Scherrer an Pallmann | Zürich | 21. Juni | 1957 |
| **[2653]** | Pauli an Rabi | Zollikon-Zürich | 22. Juni | 1957 |
| **[2654]** | Pauli an Dyson | Zürich | 25. Juni | 1957 |
| **[2655]** | Oberbibliothekar Scherrer an Pauli | Zürich | 25. Juni | 1957 |
| **[2656]** | Pauli an Lüders mit Anlage *Appendix zur Zweikomponententheorie* | Zürich | 26. Juni | 1957 |
| **[2657]** | Aage Bohr an Pauli | Kopenhagen | 29. Juni | 1957 |
| **[2658]** | Pauli an A. Bohr | Zürich | 1. Juli | 1957 |
| **[2659]** | Pauli an Spitzer | Zürich | 2. Juli | 1957 |
| **[2660]** | Lüders an Pauli mit Anlage *Brief an Enz* | Berkeley | 2. Juli | 1957 |
| **[2661]** | Pauli an Choquard | Zürich | 6. Juli | 1957 |
| **[2662]** | Thirring an Pauli | Seattle | 8. Juli | 1957 |
| **[2663]** | Pauli an Jaffé | Zürich | 9. Juli | 1957 |
| **[2664]** | Källén an Pauli | Kopenhagen | 10. Juli | 1957 |
| **[2665]** | Huber an Pauli | Zürich | 11. Juli | 1957 |
| **[2666]** | Lüders an Pauli | Berkeley | 12. Juli | 1957 |
| **[2667]** | Pauli an Huber | Zürich | 13. Juli | 1957 |
| **[2668]** | Pauli an Heisenberg | Zürich | 15. Juli | 1957 |
| **[2669]** | Pauli an Källén | Zürich | 15. Juli | 1957 |
| **[2670]** | Lüders an Pauli | Berkeley | 15. Juli | 1957 |
| **[2671]** | Pauli an Lüders | Zürich | 16. Juli | 1957 |
| **[2672]** | Pauli an Pallmann | Zürich | 18. Juli | 1957 |
| **[2673]** | Jaffé an Pauli | Zürich | 18. Juli | 1957 |

| | | | | |
|---|---|---|---|---|
| **[2674]** | Källén an Pauli | Kopenhagen | 18. Juli | 1957 |
| **[2675]** | Pauli an Lüders<br>mit Anlage *Brief von Enz* | Zürich | 19. Juli | 1957 |
| **[2676]** | Spitzer an Pauli | Berkeley | 19. Juli | 1957 |
| **[2677]** | Heisenberg an Pauli | Urfeld | 20. Juli | 1957 |
| **[2678]** | Pauli an Lüders | Zürich | 21. Juli | 1957 |
| **[2679]** | Lüders an Pauli | Berkeley | 22. Juli | 1957 |
| **[2680]** | Thirring an Pauli | Seattle | 23/25. Juli | 1957 |
| **[2681]** | Lüders an Pauli<br>mit Anlage *Brief an Enz* | Berkeley | 25. Juli | 1957 |
| **[2682]** | Pauli an Jung | Zürich | 5. August | 1957 |
| **[2683]** | Jung an Pauli | Küsnacht-Zürich | o. D. August | 1957 |
| **[2684]** | Pauli an Källén | Zürich | 5. August | 1957 |
| **[2685]** | Pauli an Källén | Zürich | 6. August | 1957 |
| **[2686]** | Telegdi an Pauli | Chicago | 7. August | 1957 |
| **[2687]** | Pauli und Enz an Källén | Zürich | 9. August | 1957 |
| **[2688]** | Pauli an Schrödinger | Zürich | 9. August | 1957 |
| **[2689]** | Källén an Pauli | Kopenhagen | 10. August | 1957 |
| **[2690]** | Källén an Pauli | Kopenhagen | 14. August | 1957 |
| **[2691]** | Lüders an Pauli | Berkeley | 15. August | 1957 |
| **[2692]** | Schrödinger an Pauli | Wien | 15. August | 1957 |
| **[2693]** | Pauli an Källén | Zürich | 17. August | 1957 |
| **[2694]** | Enz an Reines und Cowan | Zürich | 24. August | 1957 |
| **[2695]** | Pauli an Oppenheimer | Ronchi | 2. September | 1957 |
| **[2696]** | Reines an Enz | Los Alamos | 6. September | 1957 |
| **[2697]** | Pauli an Rosbaud Auszug | Zürich | 7. September | 1957 |

*Kommentar: Die Reise nach Israel und Griechenland: Rehovoth, 9.–16. September 1957*

| | | | | |
|---|---|---|---|---|
| **[2698]** | Heisenberg an Pauli | Göttingen | 13. September | 1957 |
| **[2699]** | Källén an Pauli | Kopenhagen | 16. September | 1957 |
| **[2700]** | Källén an Pauli | Kopenhagen | 20. September | 1957 |

*Kommentar: Venedig-Padua-Kongreß 22.–28. September 1957*

| | | | | |
|---|---|---|---|---|
| **[2701]** | Pauli an Källén | Zürich | 1. Oktober | 1957 |
| **[2702]** | Pauli an Pallmann mit Anlage | Zürich | 4. Oktober | 1957 |
| **[2703]** | Pauli an Fierz | Zürich | 7. Oktober | 1957 |
| **[2704]** | Pauli an Sambursky mit Anlage | Zürich | 7. Oktober | 1957 |
| **[2705]** | Pauli an Misner<br>mit Anhang *On the H-principle* | Zürich | 9. Oktober | 1957 |
| **[2706]** | Pauli an Källén | Zürich | 10. Oktober | 1957 |
| **[2707]** | Pauli an Hertha Pauli-Ashton | Zürich | 11. Oktober | 1957 |
| **[2708]** | Källén an Pauli | Kopenhagen | 15. Oktober | 1957 |
| **[2709]** | Pauli an Fierz | Zürich | 16. Oktober | 1957 |
| **[2710]** | Pauli an Gulmanelli | Zürich | 19. Oktober | 1957 |
| **[2711]** | Pauli an Heisenberg<br>mit Anlage *Brief an Källén* | Zürich | 19. Oktober | 1957 |
| **[2712]** | Pauli an Källén | Zürich | 21. Oktober | 1957 |
| **[2713]** | Pauli an Lipkin | Zürich | 22. Oktober | 1957 |
| **[2714]** | Pauli und Källén<br>an den Springer-Verlag | Zürich | 22. Oktober | 1957 |

| | | | |
|---|---|---|---|
| **[2715]** | Pauli und Scherrer an Pallmann | Zürich | 23. Oktober 1957 |
| **[2716]** | Pauli an Thellung | Zürich | 23. Oktober 1957 |
| **[2717]** | Källén an Pauli | Kopenhagen | 23. Oktober 1957 |
| **[2718]** | Pauli an Jensen | Zürich | 25. Oktober 1957 |
| **[2719]** | Pauli an Bergmann | Zürich | 26. Oktober 1957 |
| **[2720]** | Pauli an Källén | Zürich | 26. Oktober 1957 |
| **[2721]** | Pauli an Jaffé | Zürich | 27. Oktober 1957 |
| **[2722]** | Pauli an Bergmann | Zürich | 28. Oktober 1957 |
| **[2723]** | Pauli an Rosbaud | Zürich | 28. Oktober 1957 |
| **[2724]** | Pauli an Adler | Zürich | 30. Oktober 1957 |
| **[2725]** | Heisenberg an Pauli | Göttingen | 30. Oktober 1957 |
| **[2726]** | Enz an Reines | Zürich | 31. Oktober 1957 |
| **[2727]** | Pauli an Heisenberg | Zürich | 1. November 1957 |
| **[2728]** | Pauli an Jaffé | Zürich | 2. November 1957 |
| **[2729]** | Pauli an Rosbaud Auszug | Zürich | 2. November 1957 |
| **[2730]** | Fierz an Pauli | Basel | 3. November 1957 |
| **[2731]** | Heisenberg an Pauli | Göttingen | 7. November 1957 |
| **[2732]** | Pauli an Pallmann | Zürich | 8. November 1957 |
| **[2733]** | Pauli an Touschek | Zürich | 8. November 1957 |
| **[2734]** | Pauli an Sambursky | Zürich | 11. November 1957 |
| **[2735]** | Pauli und Scherrer an Pallmann | Zürich | 12. November 1957 |
| **[2736]** | Pauli an Fierz | Zürich | 14. November 1957 |

*Kommentar: Die Neuausgabe des Handbuches der Physik: Alberichs und Hagens Kampf mit Siegfried*

| | | | |
|---|---|---|---|
| **[2737]** | Pauli an Rosbaud | Zürich | 14. November 1957 |
| **[2738]** | Pauli an Touschek | Zürich | 14. November 1957 |
| **[2739]** | Gulmanelli an Pauli | Mailand | 14. November 1957 |
| **[2740]** | Pauli an Gulmanelli | Zürich | 15. November 1957 |
| **[2741]** | Pauli an Jensen | Zürich | 15. November 1957 |
| **[2742]** | Pauli an Källén<br>mit Anlage *Brief an Flügge* | Zürich | 15. November 1957 |
| **[2743]** | Fierz an Pauli | Basel | 16. November 1957 |
| **[2744]** | Pauli an Salam | Zürich | 19. November 1957 |
| **[2745]** | Fierz an Pauli [1. Brief] | Basel | 19. November 1957 |
| **[2746]** | Fierz an Pauli [2. Brief] | Basel | 19. November 1957 |
| **[2747]** | Jaffé an Pauli | Küsnacht-Zürich | 19. November 1957 |
| **[2748]** | Källén an Pauli | Kopenhagen | 19. November 1957 |
| **[2749]** | Pauli an Fierz [1. Brief] mit Anlage | Zürich | 20. November 1957 |
| **[2750]** | Pauli an Fierz [2. Brief] | Zürich | 20. November 1957 |
| **[2751]** | Pauli an Källén | Zürich | 21. November 1957 |
| **[2752]** | Pauli an Rosbaud [1. Brief] | Zürich | 21. November 1957 |
| **[2753]** | Pauli an Rosbaud [2. Brief] | Zürich | 21. November 1957 |
| **[2754]** | Fierz an Pauli | Basel | 21. November 1957 |
| **[2755]** | Pauli an Fierz | Zürich | 22. November 1957 |
| **[2756]** | Pauli an Touschek | Zürich | 22. November 1957 |
| **[2757]** | *Chemical Society* an Pauli | London | 25. November 1957 |
| **[2758]** | *Nobelkomitee* an Pauli | Stockholm | 25. November 1957 |
| **[2759]** | Fierz an Pauli Fragment | Basel | ca. 26. November 1957 |
| **[2760]** | Pauli an Fierz | Zürich | 27. November 1957 |
| **[2761]** | Pauli an die *Chemical Society* | Zürich | 28. November 1957 |

| | | | |
|---|---|---|---|
| **[2762]** | Källén an Pauli | Kopenhagen | 29. November 1957 |
| **[2763]** | Pauli an Rosbaud | Zürich | 30. November 1957 |
| **[2764]** | Pauli an Heisenberg [1. Brief] | Zürich | 1. Dezember 1957 |
| **[2765]** | Pauli an Heisenberg [2. Brief] | Zürich | 1. Dezember 1957 |
| **[2766]** | Pauli an Bergmann | Zürich | 2. Dezember 1957 |
| **[2767]** | Pauli an Heisenberg | Zürich | 2. Dezember 1957 |
| **[2768]** | Pauli an Misner | Zürich | 2. Dezember 1957 |
| **[2769]** | Pauli an Heisenberg | Zürich | 3. Dezember 1957 |
| **[2770]** | Pauli an Lipkin | Zürich | 3. Dezember 1957 |
| **[2771]** | Fierz an Pauli | Basel | 4. Dezember 1957 |
| **[2772]** | Heisenberg an Pauli | Göttingen | 4. Dezember 1957 |
| **[2773]** | Pauli an Salam | Zürich | 5. Dezember 1957 |
| **[2774]** | Pauli an Källén | Zürich | 6. Dezember 1957 |
| **[2775]** | Touschek an Enz | Rom | 6. Dezember 1957 |
| **[2776]** | Pauli an Fierz | Zürich | 7. Dezember 1957 |
| **[2777]** | Pauli an Heisenberg | Zollikon-Zürich | 8. Dezember 1957 |
| **[2778]** | Lüders an Pauli | Göttingen | 8. Dezember 1957 |
| **[2779]** | Pauli an Fierz | Zürich | 9. Dezember 1957 |
| **[2780]** | Heisenberg an Pauli | Göttingen | 9. Dezember 1957 |
| **[2781]** | Knoll an Pauli | Princeton | 9. Dezember 1957 |

*Kommentar: Borns 75. Geburtstag, 11. Dezember 1957*

| | | | |
|---|---|---|---|
| **[2782]** | Pauli an Fierz | Zürich | 11. Dezember 1957 |
| **[2783]** | Pauli an Jaffé | Zürich | 11. Dezember 1957 |
| **[2784]** | Pauli an Lüders<br>mit *Remarks on a paper by Lehmann* | Zürich | 11. Dezember 1957 |
| **[2785]** | Fierz an Pauli | Basel | 11. Dezember 1957 |
| **[2786]** | Pauli an Heisenberg | Zürich | 12. Dezember 1957 |
| **[2787]** | Fierz an Pauli *Pauli:* „*Datum falsch*“ | Basel | 12. Dezember 1957 |
| **[2788]** | Pauli an Heisenberg [1. Brief] | Zürich | 13. Dezember 1957 |
| **[2789]** | Pauli an Heisenberg [2. Brief] | Zürich | 13. Dezember 1957 |
| **[2790]** | Källén an Pauli | Kopenhagen | 13. Dezember 1957 |
| **[2791]** | Lüders an Pauli<br>mit Anlage *Brief von Lüders an Enz* | Göttingen | 13. Dezember 1957 |
| **[2792]** | Heisenberg an Pauli | Göttingen | 14. Dezember 1957 |
| **[2793]** | Pauli an Heisenberg | Zürich | 15. Dezember 1957 |
| **[2794]** | Pauli an Källén | Zürich | 16. Dezember 1957 |
| **[2795]** | Heisenberg an Pauli | Göttingen | 16. Dezember 1957 |
| **[2796]** | Källén an Pauli<br>mit Anlage *Brief an den Springer-Verlag* | Kopenhagen | 16. Dezember 1957 |
| **[2797]** | Lüders an Pauli | Göttingen | 16. Dezember 1957 |
| **[2798]** | Thellung an Pauli (Entwurf) | Birmingham | 16. Dezember 1957 |
| **[2799]** | Pauli an Källén | Zürich | 17. Dezember 1957 |
| **[2800]** | Pauli an Lüders | Zürich | 17. Dezember 1957 |
| **[2801]** | Källén an Pauli | Kopenhagen | 17. Dezember 1957 |
| **[2802]** | Pauli an Heisenberg<br>mit *Elementares zur Ladungskonjugation* | Zürich | 18. Dezember 1957 |
| **[2803]** | Symanzik an Pauli | Göttingen | 18. Dezember 1957 |
| **[2804]** | Pauli an Källén | Zürich | 19. Dezember 1957 |
| **[2805]** | Pauli an Heisenberg | Zollikon-Zürich | 21. Dezember 1957 |
| **[2806]** | Heisenberg an Pauli | Göttingen | 21. Dezember 1957 |

| | | | |
|---|---|---|---|
| **[2807]** | Lüders an Pauli | Göttingen | 23. Dezember 1957 |
| **[2808]** | Pauli an Heisenberg<br>mit Anlagen: *Kleine und große Welt*, etc. | Zollikon-Zürich | 25/26. Dezember 1957 |
| **[2809]** | Källén an Pauli | Kalmar | 26. Dezember 1957 |
| **[2810]** | Heisenberg an Pauli | Göttingen | 27. Dezember 1957 |
| **[2811]** | Pauli an Heisenberg | Zürich | 28/29. Dezember 1957 |
| **[2812]** | Pauli an Born | Zürich | 29. Dezember 1957 |
| **[2813]** | Heisenberg an Pauli | Göttingen | 29. Dezember 1957 |
| **[2814]** | Jaffé an Pauli | Küsnacht-Zürich | 29. Dezember 1957 |
| **[2815]** | Heisenberg an Pauli | Göttingen | 30. Dezember 1957 |
| **[2816]** | Pauli an Fierz | Zürich | 31. Dezember 1957 |

## *Ein Exposé zur Lage der Physik in der Schweiz*

Nach dem großen Aufschwung, den die Physik besonders in Amerika in dem ersten Nachkriegsjahrzehnt erlebte, war der noch immer in traditioneller Weise betriebene Lehr- und Forschungsbetrieb an der ETH reformbedürftig geworden. Markus Fierz, Paulis späterer Nachfolger an der ETH, schreibt hierüber in seinen *Lebenserinnerungen*:[1]

„Noch während meiner Tätigkeit am CERN[2] bin ich, ohne es damals zu ahnen, ziemlich stark in die Schweizer Wissenschaftspolitik verwickelt worden. Die ETH-Physik war ja während über 30 Jahren durch Paul Scherrer geführt worden, der durch seine phantasievolle, glänzende Persönlichkeit ihr das Gepräge gab.[3] Ein blendender Dozent, ein vielgebildeter, geistreicher Gelehrter, hat er seine Schüler stark beeindruckt und herum im Lande der Physik eine Stellung geschaffen, die sie wohl nie zuvor besessen hat. Seine starke, extravertierte Intuition befähigte ihn, weite Kreise in Industrie und Politik seinen Zielen dienstbar zu machen. Nun war er freilich auch alt geworden, seine Kräfte hatten nachgelassen, was aber nach außen kaum in Erscheinung trat. Aber die innere Organisation des Institutes war doch nicht mehr ganz so, wie sie hätte sein sollen. An sich ist ein solcher Vorgang natürlich, denn jeder muß ja den Jahren seinen Tribut bezahlen. Unglücklicherweise fiel nun aber dieses Nachlassen zusammen mit der erstaunlichen Ausweitung des Hochschulwesens überhaupt, und mit der fast explosionsartigen Vergrößerung der Studentenzahlen in der Physik im besonderen. Die Behörden waren auf diese Entwicklung leider nicht vorbereitet; und Scherrer hat gar nichts mehr getan, um hier irgendwie Abhilfe zu schaffen. So stand das Zürcher Institut, mit einer Einrichtung, die vor 15 Jahren modern gewesen war, recht hilflos vor einer schwer zu meisternden Situation."

Zahlreiche schweizer Hochschulabsolventen hatten in Ermangelung attraktiver Positionen in ihrer Heimat an den amerikanischen Universitäten und anderen Forschungsanstalten eine Stellung gefunden. Der damals noch am *Department of Physics* der *State University of Iowa* wirkende ehemalige Pauli-Assistent Josef Maria Jauch, „schon fast unser ‚Onkel aus Amerika', der alles kann,"[4] hatte dabei oft die Vermittlerrolle zu spielen. Als Ernst Bleuler[5] – in Zürich allein

gelasssen – sich unbehaglich zu fühlen begann, weil „hier nicht viel läuft“, und weil er auch keine Zukunftsaussichten erblicken konnte, erkundigte er sich am 30. April 1947 bei Jauch nach den Arbeitsmöglicheiten in Amerika: „Ich habe das Gefühl, daß ich eine Weile ins Ausland sollte, d. h. also am ehesten nach Amerika. … Sind die Zukunftsaussichten in Hochschule und Industrie immer noch so glänzend, wie Du vor einem Jahr geschrieben hast? Könntest Du mir schreiben, wenn Du etwa einen guten Platz an einer Hochschule, sei es ohne Bezahlung, für ein halbes Jahr, sei es – lieber – mit einer guten Anstellung für länger, weißt?“ Dann näher auf die Motive für seinen Entschluß eingehend, schrieb er: „Gugelot, den Du wahrscheinlich auch noch gekannt hast, ist vor einer Woche nach Princeton abgereist, zu White.[6] Zünti ist, wie Du vielleicht weißt, seit Oktober in Davos, da er einen Rückfall hatte. Nach Pfingsten wird er wieder beginnen zu arbeiten, allerdings nur halbtägig. Es war sehr langweilig für mich, diesen ganzen Winter allein zu sein.“ Außerdem waren damals die Gehälter der schweizer Physiker „trotz dem Lärm mit dem großen Atomkredit“ noch so niedrig, daß sie „ein schönes Stück weniger verdienen als ein Primarschullehrer!“ Dazu kam, daß Bleuler „auch nicht auf 100% Sympathien bei Scherrer rechnen“ konnte. „Du weißt ja, was das in der Schweiz für einen Physiker bedeutet!“ Mit der „geheimen“ Hoffnung, nach ein paar Jahren wieder in die Schweiz zurückkehren zu können, konnte Bleuler schließlich als Bradts Nachfolger[7] an der *Purdue University* in Lafayette, Indiana ein *visiting professorship* antreten. Doch schon nach drei Jahren hatte sich Bleuler in seiner neuen Umgebung so weit eingelebt, daß er sich dort ein eigenes Haus zu bauen beschloß und auf einen längeren Aufenthalt einrichtete.

Diese Auslands-Schweizer hatten jetzt häufiger Gelegenheit zu Kontakten mit ihrer Heimatinstitution. Sie waren deshalb auch die ersten, welche die Mängel an den Einrichtungen ihres Landes bemerkten und die Gelegenheit nutzten, jetzt wieder auf die Geschicke ihres Landes Einfluß ausüben zu können. Sogleich ergriffen einige von ihnen die Initiative und unterbreiteten den schweizerischen Behörden Vorschläge zu ihrer Überwindung. Zu diesen gehörte auch der Scherrer Schüler Hans Frauenfelder[8], der – auf seinen Erfahrungen in Urbana am *Physics Department* der *University of Illinois* aufbauend – im Herbst 1956 zusammen mit seinem Studienkollegen Peter Stähelin[9] das folgende *Memorandum* über die Lage der „Physik in der Schweiz“ beim Schweizerischen Schulrat einreichte.

Obwohl der Bericht in den Fachkreisen für große Aufregung sorgte, regte er doch im weiteren Verlauf grundlegende institutionelle und personelle Veränderungen an, die schließlich eine Angleichung des „europäischen Systems“ an die amerikanischen Verhältnisse bewirkten.

Pauli selbst stand diesen Erneuerungsbestrebungen – ebenso wie die meisten seiner anderen Kollegen – eher skeptisch gegenüber: Besonders „gegenüber der Idee eines Zentral-Laboratoriums in der Schweiz“, ließ er Frauenfelder im März 1957 wissen [2580], „waren wir alle aus vielen Gründen ablehnend.“

## Physik in der Schweiz

von Hans Frauenfelder und Peter Stähelin

26. November 1956

Die vorliegende Übersicht entstand als Resultat einer langen Reihe von Diskussionen mit Physikern in der Schweiz, schweizer Physikern in den USA und amerikanischen Physikern, welche kürzlich Europa besucht haben. Aus allen ergab sich die Notwendigkeit, die Lage der Physik in der Schweiz kritisch zu betrachten und abzuwägen, ob Forschung und Lehrtätigkeit den heutigen Anforderungen gerecht werden.

### Physikalische Forschung

Die moderne Technik, welche unsere Lebensweise so weitgehend beeinflußt, ist größtenteils der physikalischen Grundlagenforschung der letzten Jahrhunderte entsprungen. Seit der Jahrhundertwende hat sich das Tempo des physikalischen Fortschrittes ständig beschleunigt und gleichzeitig ist die Zeitspanne zwischen der physikalischen Forschung und der technischen Anwendung immer kürzer geworden. Gebiete, die vor kurzem noch Pionierland der physikalischen Forschung waren, sind heute schon sichere Ingenieurwissenschaften. Neueste Beispiele dieser Entwicklung sind Kernenergie, Fernsehen und Radar. Physikalische Methoden gewinnen immer mehr Einfluß in Chemie, Biologie und Medizin. Man denke etwa an die Polymerisation von Kunststoffen durch hochenergetische Teilchen, die Untersuchung chemischer Strukturen durch Kernresonanz, die Anwendung radioaktiver Elemente in Metallurgie, Chemie, Biologie und Medizin. Schon zeichnet sich ein neues großes Gebiet ab: Physiker in den USA, Rußland und England untersuchen fieberhaft das Gebiet der Thermonuklearreaktionen.

In den USA wurde in den letzten zwei Jahrzehnten die Bedeutung der Grundlagenforschung für den industriellen Fortschritt immer mehr erkannt. Viele Industriegruppen, vor allem Bell Telephone, General Electric, General Atomics, Westinghouse, North American Aviation, Convair, haben eigene Zentren für Grundlagenforschung geschaffen, während andere, wie etwa IBM, eng mit Hochschulinstituten zusammenarbeiten.

Für die Schweiz kann es sich nie darum handeln, auf allen Gebieten der Physik zu forschen, alle Anlagen selbst zu entwickeln. *Viele* Kenntnisse können aus dem Ausland bezogen werden, große Apparate lassen sich oft fertig kaufen. Wenn jedoch die Situation eintritt, daß *alle* Kenntnisse fertig bezogen und alle Apparate gekauft werden müssen, dann ist die Schweiz zum Range eines wissenschaftlichen Vasallenstaates gesunken. Bei der Geschwindigkeit, mit der sich heute Wissenschaft und Technik entwickeln, kann eine solche Lage sehr schnell eintreten. In der Physik ist diese Gefahr des Zurückbleibens besonders groß, weil andere Länder ungeheure Mittel in ihre Forschung stecken und damit schnelle Fortschritte erzielen. Zur Veranschaulichung der Lage vergleichen wir in Figur 1 die Anzahl der publizierten Arbeiten in Amerika und der Schweiz.

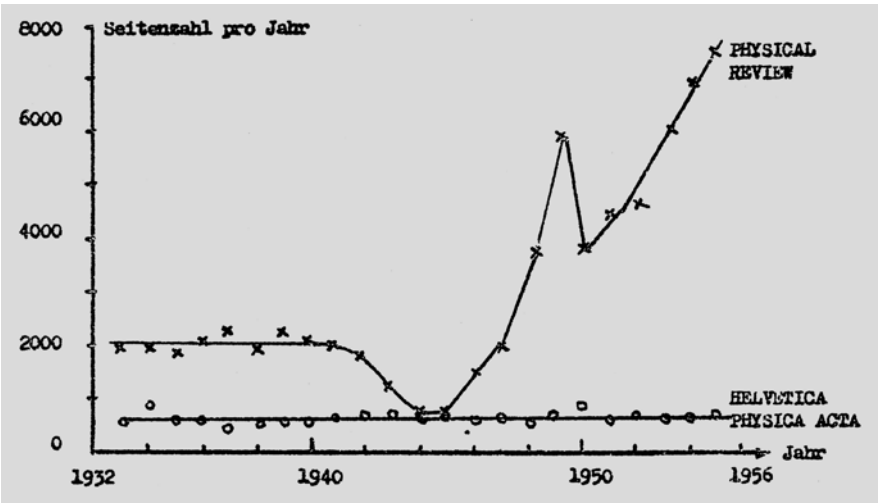
Es scheint uns, daß zur Vermeidung der drohenden Gefahr des Zurückbleibens vor allem drei Forderungen beachtet werden müssen:

I. Die Ausbildung der Physiker in der Schweiz soll derjenigen in anderen Ländern mindestens gleichwertig sein.

II. Geeignete Arbeitsbedingungen – die Voraussetzung wissenschaftlicher Produktivität – müssen vorhanden sein.

III. Die finanziellen und technischen Mittel müssen hinreichend sein und zweckmäßig eingesetzt werden.

In den folgenden Abschnitten gehen wir auf diese drei Forderungen näher ein. Wir versuchen zu zeigen, in welcher Hinsicht die heutige Lage in der Schweiz unbefriedigend ist und wie Fortschritte erzielt werden könnten. Wir sind uns dabei bewußt, daß die Änderung der bestehenden Situation auf Widerstand stoßen wird, daß viele Verfechter der jetzigen Struktur die Diskussion als zu extrem und einseitig betrachten werden, und daß eine wesentliche Verbesserung nur mit bedeutenden finanziellen Mitteln und mit Unterstützung initiativer Kreise möglich sein wird. Wir fühlen jedoch, daß die Zeit drängt und daß das Problem ohne Verzögerung gelöst werden muß.




Figur 1. Vergleich der Publikationen in der Schweiz (*Helvetica Physica Acta*) und in USA (*Physical Review*).

(Der Rückgang im *Physical Review* im Jahre 1950 ist nur ein scheinbarer, er wurde durch Kürzung der Artikel erreicht.)

## I. Ausbildung

Die Ausbildung der Physiker in der Schweiz, besonders an der ETH, genießt in der ganzen Welt einen sehr guten Ruf. Im Bewußtsein dieses Rufes sind wir hier in Amerika angekommen.[10] Nach kurzer Zeit mußten wir jedoch erkennen, daß die Schulung in den USA, besonders an den bekannteren Universitäten, derjenigen in der Schweiz deutlich überlegen ist. Genauso wie uns ist es vielen unserer Freunde ergangen.

Im folgenden wollen wir zeigen, daß die Überlegenheit der Physikausbildung nicht auf bessere Lehrkräfte in Amerika zurückzuführen ist, sondern auf das starre und ungenügende System in der Schweiz. Vor allem in drei Beziehungen scheinen uns die amerikanischen Hochschulen den europäischen überlegen:

### 1. *Der Student genießt eine persönliche Führung*

Während der ganzen Studienzeit hat der amerikanische Student Kontakt mit seinen Professoren. Zusätzlich wird zu Beginn jeden Semesters mit jedem Studenten einzeln der beste Lehrplan besprochen, die günstigsten Vorlesungen werden ausgesucht und Lücken in der Ausbildung werden diskutiert. Dadurch wird verhindert, daß ein Student einen wesentlichen Teil seiner Studienzeit durch falsche Auswahl verliert. Viel wichtiger aber als diese technische Hilfe erscheint uns die persönliche Beeinflussung, die durch diesen engen Kontakt vermittelt wird. Dadurch erst werden die Studenten richtig für ihre Arbeit begeistert, so lernen sie, sich restlos für die Forschung einzusetzen.

Eine solche Führung ist nur deshalb möglich, weil genügend Professoren vorhanden sind. An der University of Illinois entfallen auf einen Physiklehrer etwa 2–3 Physikstudenten, an der ETH dagegen 7 bis 10.

### 2. *Aufbau des Lehrplanes*

Ein Vergleich des Lehrplanes einer großen amerikanischen Universität mit demjenigen einer europäischen Hochschule zeigt, daß der erstere vielseitiger, systematischer aufgebaut und moderner ist. Als Beleg stellen wir in Anhang I den Lehrplan der ETH dem der University of Illinois gegenüber.

Die Überlegenheit des amerikanischen Planes ist hauptsächlich auf die zwei folgenden Tatsachen zurückzuführen:

a) Der amerikanische Lehrplan wird dauernd der Entwicklung angepaßt. Ein Ausschuß von Physikdozenten untersucht immer wieder, ob er wirksamer und besser gemacht werden könne. Wenn eine Verbesserung möglich ist, so wird die gewünschte Änderung innerhalb eines Jahres genehmigt und vollzogen. Beispielsweise wird bereits dieses Jahr am Stevens Institute of Technology ein Kurs über „controlled production of energy by thermonuclear fusion“ durchgeführt. Im Gegensatz dazu geschehen Änderungen in Europa nur äußerst langsam. An der ETH dauerte es 25 Jahre, bis die Quantentheorie in den regulären Lehrplan aufgenommen wurde;[11] die Kernphysik ist heute noch ein Stiefkind, über das zwar Vorlesungen gehalten werden, das aber in den Prüfungen kein Hausrecht hat. Dafür aber belasten ungeeignete Kurse, wie etwa darstellende Geometrie und technische Mechanik, den Physikstudenten.

b) Die kleine Zahl von Dozenten an europäischen Hochschulen macht eine vielseitige und regelmäßige Vorlesungsreihe unmöglich. Die größeren amerikanischen Universitäten dagegen verfügen über die notwendige Zahl von Mitarbeitern, um die wesentlichen Vorlesungen und Kurse regelmäßig zu erteilen. Die folgende Aufstellung erhärtet diese Behauptung.

Zahl der Physikdozenten

| ETH Zürich | | University of Illinois | |
|---|---|---|---|
| Ordentliche Professoren | 3 | Full Professors | 22 |
| Außerordentliche Professoren | 1 | Associate Professors | 7 |
| Privatdozenten | 3 | Assistant Professors | 12 |
| Studenten und Assistenten ohne Dr. | ca. 70 | Studenten und Assistenten ohne Dr. | 130 |

Vergleicht man die Zahl der Dozenten an der ETH mit der Zahl der Vorlesungen, die für ein ausgeglichenes Studium notwendig sind (siehe Anhang I), so erkennt man sofort das Mißverhältnis. Entweder werden die Professoren mit Vorlesungen überlastet (und haben damit weder Zeit für Forschung noch für persönlichen Kontakt mit Studenten und Mitarbeitern), oder wichtige Vorlesungen werden ausgelassen oder nur selten gelesen. Es ist bewundernswert, was in der Schweiz trotz dieser ungünstigen Verhältnisse überhaupt erreicht worden ist.

### 3. *Die Bedeutung der theoretischen Physik.*

In Europa verbringt ein Student der Experimentalphysik den größten Teil seiner höheren Semester im „Praktikum für Vorgerückte“. Im Gegensatz dazu liegt beim gleichaltrigen amerikanischen Studenten das Hauptgewicht auf der theoretischen Physik. Diese Betonung der Theorie beruht nicht etwa auf einer Geringschätzung des Experimentes, sondern auf einer klaren Einschätzung der Lage. Das Gebiet der Physik ist in den letzten 20 Jahren so gewachsen, daß entweder das Studium verlängert oder ein Teil geopfert werden muß. In Europa hat man dieses Problem weitgehend ignoriert, in den USA hat man sich zu einem Kompromiß entschlossen. Die Erfahrung zeigt, daß gute theoretische Physiker schnell experimentieren lernen. Dagegen dauert es lange, bis ein Experimentalphysiker ohne gründliche theoretische Ausbildung sich in ein neues Gebiet eingearbeitet hat. Aus dieser Erfahrung heraus erfolgte der Entschluß, auch für Experimentalphysiker das Hauptgewicht des formalen Unterrichtes auf die Theorie zu legen.

## II. Arbeitsbedingungen

Gute Arbeitsbedingungen sind eine wesentliche Voraussetzung für wissenschaftliche Produktivität und für erfolgreiche Lehrtätigkeit. Zwar garantieren solche Bedingungen weder das eine noch das andere; die persönlichen Qualitäten sind immer entscheidend. Gute Arbeitsbedingungen jedoch ermöglichen, gute Physiker zu gewinnen, und sie fördern die oft sehr mühsame Forschungsarbeit.

Die wichtigste Arbeitsbedingung ist sicher das Vorhandensein einer begeisternden Atmosphäre, die Möglichkeit des Kontaktes und der Zusammenarbeit mit Fachgenossen, kurz, ein anregendes *Arbeitsmilieu.* Ein solches Milieu läßt sich in der Regel nur aufbauen, wo die einzelnen Wissenschaftler selbständig arbeiten können, wo sie Verantwortung tragen und wo sie in ihrer Arbeit nicht durch kleinliche Vorschriften und unzulängliche Mittel eingeschränkt werden.

Wievielen jungen Physikern solche befriedigende Arbeitsbedingungen geboten werden können, hängt weitgehend von der *Struktur* der Hochschulinstitute ab.

Daß die Schweiz neben Italien heute das Haupt-Ausfuhrland für Physiker ist, hängt weitgehend damit zusammen, daß sowohl die Struktur der Hochschulinstitute wie auch die materiellen Bedingungen nicht befriedigend sind. Wir besprechen im folgenden Arbeitsmilieu, Struktur und materielle Bedingungen eingehender und treten später in Abschnitt III auf die Frage der Forschungsmittel ein.

### *Das Arbeitsmilieu*

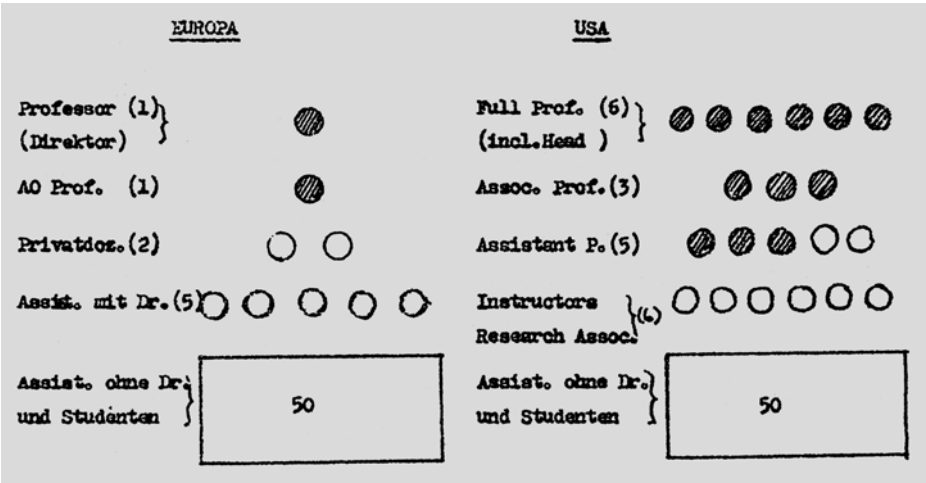
Das Anfachen der Begeisterung für die Forschung geschieht fast immer durch gute Mittelschullehrer und durch begeisterte Hochschulprofessoren. Eines der besten Beispiele ist Prof. Scherrer an der ETH. Durch seine Vitalität, durch seine unermüdliche Arbeit hat er eine große Zahl von begeisterten Physikern herangezogen und damit die Physik in der Schweiz sehr wesentlich gefördert.

Leider aber sind relativ wenige von diesen für die Forschung begeisterten Physiker in der Schweiz geblieben. Die meisten sind ausgewandert, ohne daß dieser Verlust durch einen entsprechenden Zuzug aus dem Ausland kompensiert worden wäre. Schuld daran sind die Struktur der Physik-Institute in der Schweiz und die ungenügenden Arbeitsbedingungen. Wie wir im folgenden zeigen werden, erlaubt das europäische System *nicht*, daß mehrere gute oder hervorragende Physiker für längere Zeit am gleichen Institut zusammenarbeiten und dabei durch gegenseitige Anregung ein fruchtbares Milieu schaffen. Einzig dann versagt das europäische System nicht, wenn ein hervorragender Wissenschaftler wie Sommerfeld, Rutherford, Bohr, Pauli, Scherrer einem ganzen Institut eine dauernde Quelle der Begeisterung und Anregung sein kann.

### *Die Struktur der Physikinstitute*

Ein europäisches Institut entspricht einer Pyramide, ein amerikanisches einem Block.

Ein Blick auf Figur 2 zeigt sofort die Vorteile des amerikanischen Systems. Der Institutsvorsteher ist dort „primus inter pares“ und nicht absoluter Herrscher; die Verantwortung liegt nicht nur an der Spitze, sondern ist verteilt bis zum Assistant Professor. Einzelne schlechte Leute fallen bei diesem System nicht allzu sehr ins Gewicht. Ferner sind beim amerikanischen System die Aufstiegsmöglichkeiten nicht beschränkt, denn es existieren nicht nur eine oder zwei verantwortliche Stellen. Dadurch wird der Neid und die „Institutspolitik“ fast vollständig ausgeschaltet. (In mehr als vier Jahren haben wir im großen Physikdepartement an der University of Illinois keinen einzigen Streit erlebt.) Weiterhin erlaubt das amerikanische System, hervorragende Leute desselben Gebietes an permanente Stellen in das gleiche Institut zu berufen. Dadurch wird ein dauerndes und fruchtbares Milieu der Zusammenarbeit geschaffen.




Figur 2. Schematischer Vergleich eines amerikanischen und eines europäischen Physikinstitutes. Bei diesem Vergleich ist angenommen, daß beide Institute gleiche Studentenzahl aufweisen. Verantwortliche, permanente Stellen sind schraffiert.

### *Materielle Bedingungen*

Daß neben diesen mehr ideellen Voraussetzungen die materiellen Anstellungsbedingungen an Universitäten eine sekundäre Rolle spielen, geht daraus hervor, daß sowohl in der Schweiz wie auch in Amerika Hochschulstellen begehrter sind als Industriestellen, obwohl die Löhne an entsprechenden Hochschulstellen bedeutend niedriger sind. Wenn jedoch die Gehälter zu niedrig sind, so wird die Gefahr der Abwanderung groß und es wird schwierig, Physiker aus dem Ausland zu erhalten. In Anhang II stellen wir einige der in diesem Zusammenhang interessanten Zahlen zusammen.

## III. Mittel

Für die Schweiz kann es sich niemals darum handeln, im Aufwand für physikalische Forschung mit den Großmächten zu wetteifern. Um so wichtiger ist der zweckmäßige Einsatz der verfügbaren Physiker und der finanziellen Mittel.

### *1. Physiker*

Während sich Apparaturen in kurzer Zeit kaufen oder aufbauen lassen, erfordert die Ausbildung von Wissenschaftlern lange Jahre. Zudem ist in jedem Lande die Anzahl der Leute, die zu guter Forschung fähig *und* willig sind, verhältnismäßig klein. Die vorhandenen Physiker müssen deshalb richtig eingesetzt werden und der Ausbildung des Nachwuchses muß genügend Aufmerksamkeit geschenkt werden.

In den Vereinigten Staaten werden diese zwei Probleme mit großer Besorgnis betrachtet und alle Anstrengungen werden unternommen, um sie zu lösen. In Rußland wird größtes Gewicht auf die Ausbildung von genügend Wissenschaftlern gelegt.

In der Schweiz dagegen ist man sich der Notwendigkeit vermehrter Forschung nur ungenügend bewußt, und man läßt deshalb die vorhandenen Wissenschaftler unter unrationellen Umständen lehren und forschen. Die Professoren, die ihre Energie auf Forschung und Lehrtätigkeit konzentrieren möchten, sind überlastet. Neben Forschung und Unterricht müssen sie als Geschäftsführer, Finanzverwalter und Einkaufschef walten, sie überwachen die Werkstätte und Bauprojekte, sie widmen einen großen Teil ihrer Zeit der Beschaffung von Geldmitteln, und sie werden in alle möglichen Ausschüsse berufen. Zur Ausführung dieser Arbeiten erhalten sie nur die allernotwendigsten Hilfskräfte. Die jungen Physiker dagegen sind so unterbezahlt, daß es billiger ist (auf kurze Sicht!), sie und nicht Techniker oder Laboranten für die meisten Routinearbeiten zu verwenden.

Die Verbesserung der gegenwärtigen Lage ist, mindestens im Prinzip, einfach: die Kräfte aller Physiker sollen auf die eigentliche Arbeit konzentriert werden, indem genügend Hilfsmittel und Hilfspersonal zu Verfügung gestellt werden.

### *2. Finanzielle und materielle Mittel*

Hat man sich zu einem Forschungsgebiet entschlossen, so müssen dafür auch genügend finanzielle und materielle Mittel zu Verfügung gestellt werden. Veraltete Instrumente hemmen die Forschung, selbstgebaute Apparaturen sollen nur dann verwendet werden, wenn keine kommerziellen erhältlich sind. Da viele kostspielige Anlagen gleichzeitig oder abwechslungsweise mehreren Arbeitsgruppen dienen können, ist eine Konzentration der Mittel anzustreben.

## Schlußbemerkungen[12]

### I

In der vorliegenden Arbeit versuchten wir zu zeigen, daß die Forschung und Lehrtätigkeit in Physik in der Schweiz wesentlich geändert werden muß, falls der Anschluß an die führenden Länder nicht verloren gehen soll.

### II

Die Gefahr des Zurückbleibens rührt nicht davon her, daß die Physik in der Schweiz schlechter geworden ist, sondern davon, daß sie in anderen Ländern im letzten Jahrzehnt viel mehr gefördert worden ist. Der Anschluß an die schnell fortschreitende Forschung läßt sich deshalb nicht mehr erreichen, wenn die gegenwärtige Lage bestehen bleibt. Auch die Schweiz muß die Physik mehr fördern und besser aufbauen.

III

Die wichtigste Verbesserung scheint uns die Änderung der Struktur der Physikinstitute. Anstelle der gegenwärtigen Pyramide soll ein Block treten. Dadurch werden mehr jungen Wissenschaftlern Aufstiegsmöglichkeiten geboten, mehr Leute tragen Verantwortung, und das Arbeitsmilieu wird anregender.

IV

Zur gleichen Zeit soll der Lehrplan für Physik flexibler und moderner gemacht werden. Theoretisch ließe sich eine solche Änderung leicht und schnell erreichen; praktisch muß jedoch die oben diskutierte Strukturänderung damit Hand in Hand gehen. Wird die gegenwärtige Struktur beibehalten, so sind zu wenig Lehrkräfte vorhanden, um alle notwendigen Vorlesungen und Übungen zu erteilen und gleichzeitig noch aktiv Forschung zu betreiben.

V

Leider wird sich diese Änderung kaum in kurzer Zeit durchführen lassen. Eine Möglichkeit, trotzdem ohne Verzögerung den Anschluß an die Grundlagenforschung in der Kernphysik wieder zu gewinnen, sehen wir in der Schaffung eines zentralen *Institutes für Kernphysik*.[13] Die Organisation soll so erfolgen, daß bereits Vorarbeit für die oben erwähnte Strukturänderung geleistet wird: Die Anzahl verantwortungsvoller Stellen (ordentliche und außerordentliche Professoren, Gastprofessoren, Forschungsassistenten) soll von Anfang an so groß sein, daß sich nicht eine Atmosphäre der gegenseitigen Konkurrenz, sondern eine der gemeinsamen Anstrengung und gegenseitigen Anregung ausbildet. Ferner sollen am gleichen Institut genügend theoretische Physiker sein, so daß eine Zusammenarbeit zwischen experimenteller und theoretischer Forschung auch in der Schweiz möglich wird.

Von Anfang an müssen genügend Mittel und Hilfskräfte zur Verfügung stehen, damit eine möglichst rationelle Forschungsarbeit gewährleistet ist. Administrative Aufgaben sollen einem fähigen Geschäftsleiter mit eigenem Hilfsstab übertragen werden.

VI

Die Mittel, die zur Verbesserung der gegenwärtigen Lage notwendig sind, werden zum größten Teil durch den Bund aufgebracht werden müssen. Die Industrie hat jedoch ebenfalls Möglichkeiten, einzugreifen und die gegenwärtige Lage zu verbessern. Der Industrie wird aus einer solchen Mithilfe *kein* unmittelbarer Nutzen erwachsen; die Früchte werden sich erst in der Zukunft zeigen.

Department of Physics
University of Illinois
Urbana, Illinois, USA

Hans Frauenfelder
Peter Stähelin

## Anhang I

### Vergleich des Physikunterrichtes an der ETH und an der Universität von Illinois

#### A. *Organisation des Studiums*

Der Eintritt in die Universität erfolgt in den USA in der Regel etwa zwei Jahre früher als in der Schweiz. Die ersten zwei Jahre als „Undergraduate" Student entsprechen deshalb etwa den letzten zwei Jahren an einem Gymnasium. Allgemein bildende Fächer überwiegen die Spezialvorlesungen, und nach Abschluß dieser zwei Jahre erreicht der durchschnittliche Student ein Niveau, welches etwa der Maturität in der Schweiz entspricht. Die folgende Aufstellung zeigt, wie sich Studienjahre und Examen entsprechen:

| *USA* | | | *Schweiz* | |
|---|---|---|---|---|
| Organisation | Prüfungen | Studienjahr | Prüfungen | Organisation |
| | Doktorprüfung (Ph.D., Physics) | 8 | Doktorprüfung (Dr. sc. nat.) | |
| | | 7 | | |
| | Preliminary examination | 6 | | |
| Graduate College | | | | |
| | | 5 | Diplom (dipl. ETH) | ETH |
| | | 4 | | |
| | Graduation (Bachelor) | 3 | | |
| | | | Vordiplom | |
| | | 2 | | |
| | | 1 | | |
| | | | Maturität | |
| Undergraduate College | | −1 | | |
| | | −2 | | Gymnasium |
| | | −3 | | |
| Highschool | | | | |

#### B. *Verzeichnis der regelmäßig gebotenen Kurse mit Übungen und Prüfungen*

In der folgenden Aufstellung vergleichen wir die obligatorischen Physikkurse an der ETH und der University of Illinois.

Neben den aufgeführten Hauptvorlesungen werden sowohl an der ETH als auch in Illinois noch zahlreiche Vorlesungen geboten, die dazu bestimmt sind, Lücken zu füllen oder in Spezialgebiete einzuführen. Da die Studenten jedoch in der Regel durch obligatorische Kurse mit Übungen und durch Praktika stark beansprucht sind, begnügen sie sich erfahrungsgemäß meist mit passivem Zuhören. Der Wert dieser Wahlvorlesungen wird dadurch weitgehend in Frage gestellt, mindestens für die große Mehrzahl der Studenten.

Dazu kommt an der ETH, daß diese Wahlvorlesungen wegen der zu kleinen Dozentenzahl in der Regel nur in größeren Zeitabschnitten geboten werden. Sie

müssen sich deshalb an Studenten auf sehr verschiedenem Ausbildungsstand richten. Dadurch leidet der Wirkungsgrad dieser Kurse und der methodische Einbau in den Gesamtausbildungsplan wird sehr erschwert.

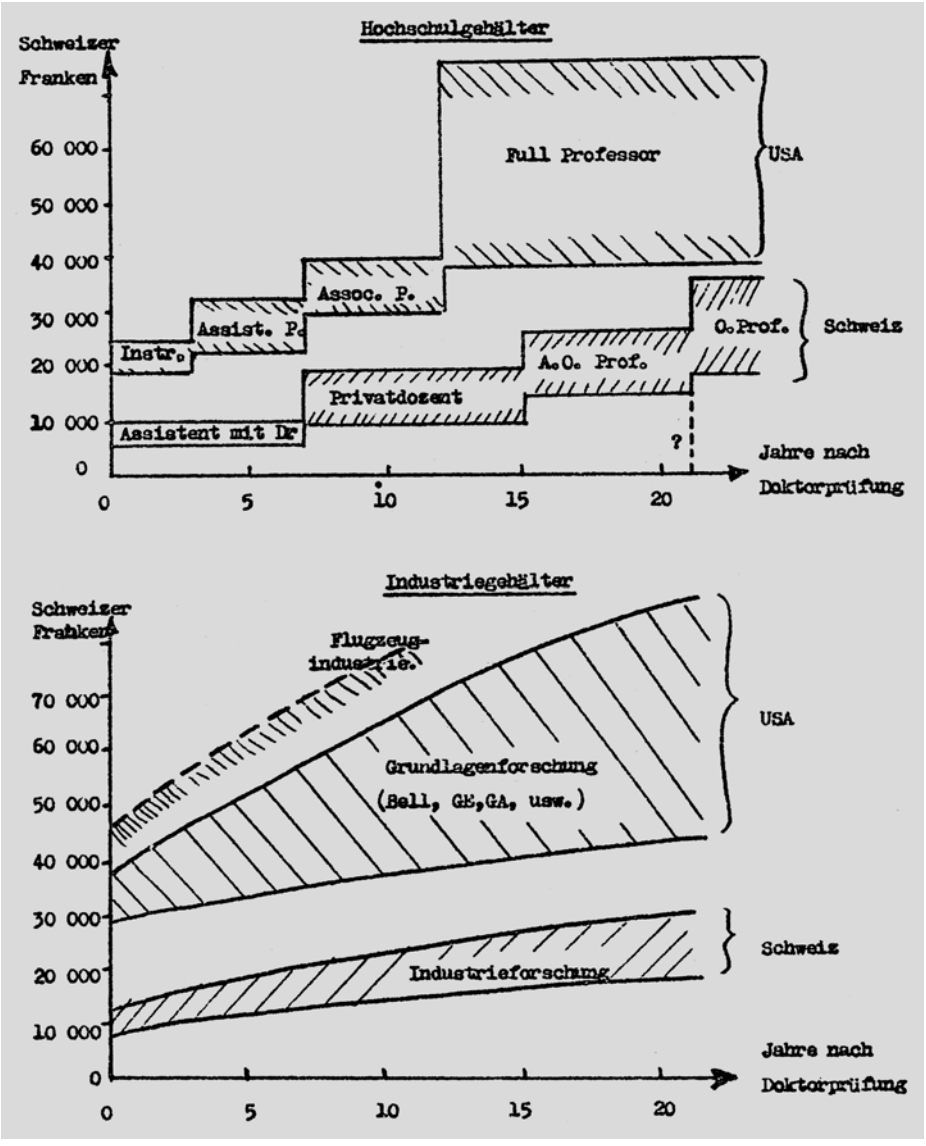
Aus diesen Gründen scheint es uns, daß diese periodisch oder gelegentlich gebotenen Vorlesungen ohne Übungen und Prüfungen bei einem Vergleich der Ausbildungsprogramme unwesentlich sind, und auf eine Aufzählung dieser Vorlesungen wird deshalb verzichtet.

*Obligatorische Kurse*

| Illinois | Stunden pro Woche | ETH | Stunden pro Woche |
|---|---|---|---|
| Allgemeine Physik I, II, III | 12 | Allgemeine Physik I, II | 11 |
| Anfängerpraktikum | 6 | Anfängerpraktikum | 8 |
| – | | Technische Mechanik I, II | 15 |
| Theoretische Mechanik I | 3 | Mechanik III | 3 |
| Theoretische Mechanik II | 3 | – | |
| Theoretische Mechanik III | 3 | – | |
| Elektrizität, Magnetismus I | 3 | – | |
| Elektrizität, Magnetismus II | 3 | – | |
| Elektrodynamik I | 3 | Elektrodynamik | 4 |
| Elektrodynamik II | 3 | – | |
| Thermodynamik | 3 | Thermodynamik, Gaskinetik | 4 |
| Gaskinetik, Statistische Mechanik I | 3 | Statistische Mechanik | 4 |
| Statistische Mechanik II | 3 | | |
| Optik I, II | 5 | Optik | 4 |
| Mathematische Methoden der Physik | 3 | – | |
| Atomphysik I | 3 | – | |
| Atomphysik II | 3 | – | |
| Quantentheorie I | 3 | Wellenmechanik | 4 |
| Quantentheorie II | 3 | – | |
| Kernphysik I | 3 | – | |
| Festkörperphysik I | 3 | – | |
| Elektronik für Physiker | 3 | – | |
| Labor (Optik, Elektrizität, Elektronik) | 9 | Praktikum für Vorgerückte | 36 |
| Totale Stundenzahl | 86 | Totale Stundenzahl | 93 |
| Neben den oben aufgeführten obligatorischen Kursen *muß* jeder Student, je nach Richtung seiner Spezialisierung, einige der folgenden Vorlesungen (mit Übungen und Prüfungen) belegen: | | | |
| Kernphysik II, III | 6 | – | |
| Theoretische Kernphysik II, III | 6 | – | |
| Quantentheorie III | 3 | – | |
| Quantenelektrodynamik | 3 | – | |
| Festkörperphysik II, III, IV | 9 | – | |
| Festkörpertheorie I, II | 6 | – | |
| Forschungspraktikum | 1/2–1 Jahr | Diplomarbeit | 1/2–1 Jahr |
| Thesis | 2–4 Jahre | Dissertation | 2-4 Jahre |

## Anhang II

### Gehälter[14]




Figur 3. Gehälter in der Schweiz und in Amerika, an Hochschulen und in der Industrie. Zur Umrechnung benützten wir den Kurs 1 $ = 3,8 Fr. Dieser Kurs entspricht unserer Erfahrung nach dem richtigen Wertevergleich, wenn man den gleichen Lebensstandard in der Schweiz und den USA annimmt.

Das Echo auf eine derartige Analyse der schweizer Verhältnisse war natürlich nicht nur postiv. Das zeigen beispielhaft auch Scherrers Stellungnahme in seinem hier wiedergegebenen Schreiben an den Präsidenten des schweizerischen Schulrats und ein Brief vom 11. Juli 1957 des damals in seinem Feriendomizil in Lexington weilenden Josef Maria Jauch, der ebenfalls ein Exemplar des „Pamphletes über die Physik in der Schweiz zu Gesicht bekommen“ hatte.

Während der von Jauch als „Schweizer Physikzar“ bezeichnete Scherrer den Vorwurf einer unzureichenden Betreuung der Studenten zurückwies, war dieses für Jauch gerade das stärkste Argument zugunsten einer solchen Reform: „Ich bin überzeugt, daß Scherrer, trotz seiner anderen vielen guten Eigenschaften in diesen Fragen eine antiquierte Schule vertritt, welche den heutigen Anforderungen nicht mehr entspricht.“ Eine Änderung könnte deshalb erst nach Scherrers Rücktritt erfolgen, denn „das System zu ändern, dazu braucht es eine andere Generation.“ Jauch kam auch auf seine früheren erfolglosen Vorschläge zurück, in der Schweiz ein theoretisches Forschungsinstitut im Stile des *Institute for Advanced Study* in Princeton oder des gleichnamigen Institutes in Dublin einzurichten,[15] denn „die theoretische Physik ist bei weitem die billigste Art Forschung zu betreiben und wäre deshalb für ein Land wie die Schweiz mit ihren beschränkten Mitteln besonders wünschenswert. Das Institut könnte einen Teil des vorgerückten Unterrichtes unternehmen, in dem Sinne, daß die vorgerückten Studenten einige Semester als Studenten am Institut verbringen könnten. Wenn zwei drei Schlüsselstellungen richtig besetzt wären, könnte das Institut mit verhältnismäßig geringem Aufwand zu einem der besten in der Welt gemacht werden.“

Außerdem empfahl Jauch, dafür Sorge zu tragen, daß dieser Vorschlag von Frauenfelder und Stähelin „in den richtigen Kreisen bekannt gemacht wird.“ Er wollte sich ebenfalls an der Versendung des *Exposés* an einige namhafte ihm bekannte Personen aus der Politik und Wissenschaft beteiligen. Frauenfelder hatte bereits im vorangehenden Jahre etwa 50 Exemplare in die Schweiz versandt. Außerdem wollte er im Sommer 1957 – im Zusammenhang mit einem Gastaufenthalt in Hamburg – auch noch nach Zürich reisen um dort mit Scherrer und Pallmann die Angelegenheit genauer zu besprechen.[16]

## Scherrer an Pallmann

Zürich, 15. Januar 1957[17]

Sehr geehrter Herr Präsident!

Darf ich Ihnen das Exposé der Herren Professoren Frauenfelder und Stähelin (beide an der University of Urbana) wieder zustellen.

Ich halte die Bemerkungen der beiden Herren über die ungenügende Zahl von gut bezahlten Professoren für Physik an unserer Schule für richtig. Es sollte, wie es [in] USA ist, eine Abstufung von Professorenstellen, assistant professor, associate professor, research professor, full professor geschaffen werden, die neben den gewöhnlichen Assistenten, dem lecturer den Unterricht und die Forschungsarbeiten leiten würden. Unsere älteren Forschungsassistenten und

Privatdozenten in Physik sind zweifellos zu schlecht bezahlt und werden uns immer von USA weggeholt.

Die Bemerkungen über den Unterricht an der ETH halte ich nicht für richtig. Daß unsere Absolventen gut ausgebildet sind, ergibt sich ja am besten aus der Tatsache, daß Amerika die größten Anstrengungen macht, um unsere Leute samt und sonders wegzuholen.

Es wäre aber doch vielleicht interessant, das Schreiben gelegentlich zu diskutieren und zu beantworten.

Mit vorzüglicher Hochachtung Ihr ergebener P. Scherrer

---

Während einer Besprechung mit dem Schulrat vom 12. November kamen Pauli und Scherrer nochmals auf die Notwendigkeit der Bestimmung eines Nachfolgers für den demnächst in den Ruhestand tretenden Scherrer zurück (vgl. den Brief [2715]). Sie diskutierten über mögliche Kandidaten und gaben zunächst Hans Frauenfelder (University of Illinois, Urbana), Ernst Bleuler (Purdue University, Lafayette) und Ernst Heer (Rochester University) den Vorzug.[18] Eine detailliertere Liste der möglichen Kandidaten wurde dann schriftlich nachgereicht [2735].

Außerdem sollten Hans Staub von der benachbarten Universität und Isidor Rabi von der *Columbia University* in New York konsultiert werden. Pallmann erkundigte sich auch noch bei Weisskopf, der in seinem Antwortschreiben vom 16. Dezember unter den schweizer Kandidaten zwar Frauenfelder hervorhob, aber neben Ernst Bleuler, Felix Boehm, Rolf M. Steffen auch noch den schweizerischen Physiker Franz Metzger vom *Bartol Institute* in Philadelphia und den Österreicher Martin Deutsch vom M.I.T. ins Gespräch brachte. Doch alle diese Vorschläge führten zu keinem konkreten Ergebnis. Die neuen Professuren konnten erst in den folgenden Jahren etabliert werden.[19]

Die Planung der neuen Institute führte schließlich zur Errichtung des groß angelegten und dem Stile einer amerikanischen Campus-Universität nachempfundenen Institutkomplexes auf dem Hönggerberg, der eine Verlagerung der Aktivitäten aus der Enge der Stadt heraus bewirken sollte.

[1] Undatiertes Manuskript, im *Institut für Theoretische Physik* der ETH Zürich.

[2] Fierz war für 1959 als Ferrettis Nachfolger zum Leiter der *Theory Division* des CERN ernannt worden. Vgl. hierzu Paulis Bemerkungen in den Briefen [3055 und 3061].

[3] Scherrers Verdienste um die Entwicklung der Physik in der Schweiz wurden in einer 1960 durch H. Frauenfelder, O. Huber und P. Stähelin herausgegebenen Festschrift gewürdigt. Scherrer hatte außerdem eine herausragende Rolle als Promotor der Atomenergie gespielt. Er sorgte auch für die notwendigen Verbindungen mit der schweizerischen Industrie und Wirtschaft und versuchte, auf diese Weise für viele seiner Schüler ein neues Wirkungsfeld zu schaffen (siehe hierzu die Studie von Wildi [2003]).

[4] Zitiert aus einem Schreiben, das Ernst Bleuler am 9. Mai 1947 an Jauch richtete. Bereits zum Sommer 1946 hatte Jauch bei der Vermittlung von Helmut Bradt (1917–1950) an die *Purdue University* geholfen und diesen bei seiner Ankunft in New York mit „Paulis Ex-Auto“ vom Hafen abgeholt.

[5] Der auch als Kandidat für Scherrers Nachfolge ins Auge gefaßte schweizer Kernphysiker Ernst Bleuler (geb. 1916), damals Professor an der *Purdue University*, wurde später Professor für Experimentalphysik der *Pennsylvania State University* in University Park (vgl. hierzu auch die Bemerkungen in den Briefen [2652, 2657, 2735 und 3041]).

[6] Der aus Holland stammende Physiker Piet Cornelis Gugelot (geb. 1918) hatte seine Ausbildung in der Schweiz erworben und 1945 an der ETH promoviert. Unter Scherrers Leitung arbeitete er dann bei der Zyklotrongruppe mit und betreute dort insbesondere die Hochvakuumanlage. Nach vergeblichen Versuchen, eine geeignete Stellung in den USA zu finden, kehrte er nach Holland zurück, um dort am kernphysikalischen Institut in Amsterdam eine Stellung zu übernehmen. Vorübergehend nahm er auch eine Tätigkeit am *Oak Ridge National Laboratory* in Tennessee wahr.
[7] Weitere Angaben über das Schicksal des in Kalifornien jung verstorbenen Helmut Bradt findet man in Band **III**, S. 268, 379 und 630.
[8] Siehe hierzu auch den Kommentar zum Brief [2580].
[9] Der in Urbana tätige schweizer Physiker Peter Stähelin (geb. 1924) wurde zum Wintersemester 1957/58 wieder in der ETH-Zürich eingestellt. Später wurde er in Hamburg zum Professor für Experimentalphysik berufen.
[10] Hans Frauenfelder hatte sich infolge des großen Stellenmangels in seiner Heimat ebenso wie viele andere schweizer Physiker nach Amerika begeben (siehe hierzu Band **IV**/2, S. 429f.). Bei der Stellensuche war er durch Paulis ehemaligen Assistenten Jauch unterstüzt worden (vgl. hierzu den Kommentar zum Brief [2580]).
[11] Die vierstündige obligatorische *Hauptvorlesung* über Wellenmechanik an der ETH wurde – auf Paulis Empfehlung hin – erstmalig im Wintersemester 1956/57 von Pauli gehalten.
[12] Diese *Schlußbemerkungen* sind auch bei Enz, Glaus und Oberkofler [1997, S. 281f.] abgedruckt.
[13] Wie Pauli in seinem Schreiben [2580] an Frauenfelder erklärte, standen die Physiker der ETH dieser Idee ablehnend gegenüber.
[14] Über das Problem der Abwanderung der besten wissenschaftlichen Fachkräfte infolge unzureichender Ausstattung der Institute und zu niederer Saläre klagte auch der damals als Vorstand der Abteilung IX amtierende Astronom Max Waldmeier in einem Schreiben vom 12. Juli 1957 an Pallmann: „Sowohl auf dem Gebiet der Physik wie auch auf demjenigen der Mathematik werden unsere qualifizierten Absolventen durch die Industrie und vor allem auch durch amerikanische Forschungsinstitute entzogen. Die jungen Forscher finden in den genannten Betrieben meistens bedeutend bessere Arbeitsmöglichkeiten als an unserer Hochschule, und vor allem sind die Saläre unvergleichlich viel höher als bei uns. Die Forschung an unseren Instituten wird durch den Mangel an fortgeschrittenen, qualifizierten Wissenschaftlern sehr behindert."
[15] Vgl. Band **IV**/2, S. 430.
[16] Eine kritische Besprechung des *Exposé* von Frauenfelder und Stähelin fand nochmals am 9. November 1957 während einer Schweizerischen Schulratssitzung statt (vgl. Enz, Glaus und Oberkofler [1997, S. 302–306]).
[17] Auch bei Enz, Glaus und Oberkofler [1997, S. 282f.] abgedruckt.
[18] Über die Laufbahn von Hans Frauenfelder findet man im Kommentar zum Brief [2580] weitere Auskünfte. – Ernst Heer (geb. 1928) hatte 1947 mit seinem Studium an der ETH in Zürich begonnen und dort 1952 sein Diplom abgeschlossen. Vom Sommersemester 1952 bis Ende Dezember 1956 war er Scherrers Assistent und bearbeitete vorwiegend Probleme der Kernspektroskopie. Während dieser Zeit entstand auch seine Dissertation über „Die Messung des Kernquadrupolmoments des ersten angeregten Zustandes des Cd 111 mit Hilfe der $\gamma$-$\gamma$ Richtungskorrelation." Anfang 1957 ging er – zunächst als ein *research associate* – zum *Cyclotron Laboratory* der *University of Rochester*, um sich hier mit der Hochenergie- und Elementarteilchenphysik zu befassen.
[19] Vgl. hierzu die Anmerkung zum Brief [2735].

## [2429] Pauli an Kröner

Zollikon-Zürich, 1. Januar 1957[1]

Lieber Herr Kröner!

Nun will ich versuchen, meine Gedanken über Nikolaus von Cues (ich sage im folgenden einfach C.)[2] zu formulieren. Außer dem Kapitel Cues in Dijksterhuis[3] habe ich noch das neue Buch* von K. H. *Volkmann-Schluck* über Cues gelesen.[4] Sie wissen ja von fast allen Autoren, *wer* sie sind – ich nicht.[5] Der Name

des Autors schien mir außerordentlich komisch zu sein; meine Assoziation ist „Schluck das Volk und du hast den Mann!“, und sie ging nicht wieder weg; im Gegenteil hat sie sich mir beim Lesen immer mehr befestigt. Der Autor scheint von Heidegger stark beeinflußt. Immerhin ist sein Gebrauch des = Zeichens, um auch im Druck Silben von Worten zu trennen[6] (ich halte es für eine technische Erfindung, um *Stottern* auch im Druck wiedergeben zu können!) – dieser Gebrauch also, er ist genügend mäßig, so daß die Lesbarkeit des Buches für mich nicht sehr darunter leidet.

An einer Stelle betont er die Wichtigkeit, auf die griechischen Originalworte für philosophische Begriffe zurückzugehen, im Gegensatz zu deren üblich gewordenen lateinischen Übersetzungen (p. 105f.). Zum Beispiel sagt er, Substanz hieße griechisch *υποστασις*, soviel ich aber weiß, gibt es ein älteres Wort *υποχειμενον*. Ist es richtig, daß substantia *im Mittelalter* als Übersetzung von *ουσια* gilt? Ich kenne das Mittelalter nicht gut, dagegen kenne ich ein wenig *Cicero* lateinische Übersetzungen der griechischen Fachausdrücke, die unser Volkmann verschweigt. Und mir scheint es evident, daß Cicero *ουσια* mit *essentia* übersetzt hat (und *nicht* mit *substantia*) – ich erinnere mich sogar, daß Herr Cherniss in Princeton mir das bestätigt hat.[7] Denn Ciceros Übersetzungen sind immer Silbe für Silbe wörtlich, während die Sprache des Volkmannes oft schwer zu schlucken ist. Zum Beispiel verstand ich das Wort „Selbigkeit“, das bei ihm immer wiederkehrt, anfangs gar nicht.[8] Gott sei Dank stieß ich aber bald auf einen lateinischen Originaltext, aus dem zu ersehen war, daß jenes Wort auf lateinisch „identitas“ heißt, worauf meine Schwierigkeit verschwand. Ich fürchte, daß die Volk-Leute sich die antiken Worte auch inhaltlich etwas zurechtgebogen haben. Im ganzen ist aber das Buch des Volkmannes doch recht verdienstvoll, und nachdem ich es geschluckt habe, da habe ich doch viel mehr über Cues gewußt als vorher! Auf den Schluß des Buches komme ich noch zurück.

---

Nun aber zu Cues. Er ist ja sehr von Eckhart[9] beeinflußt, d. h. von der Mystik. Von dort her scheint mir das Motiv der *Überwindung der Gegensatzpaare* zu kommen. Es ist in der Mystik *das* Kennzeichen eines höheren, d. h. der Welt der äußeren Dinge entrückteren Zustandes. Die Meditations-Regeln enthalten daher Methoden, mehr und mehr „frei von den Gegensatzpaaren“ (Sanskrit: „nird vandiva“) zu werden.

Ich darf vielleicht der Deutlichkeit halber erst östliche Mystik zitieren, komme nachher aber auch auf die abendländische.

In einem tibetanischen Jogatext (siehe Evans-Wentz, Geheimlehren Tibets; p. 163 der deutschen Übersetzung)[10] heißt es z. B. von der Verwandlung eines Traum-Inhaltes in der Meditation und seiner Erkenntis als *Maya*:[11]

> Handelt der Traum von Feuer, verwandle es in Wasser, seine Widerkraft.
> Handelt er von kleinsten Dingen, verwandle sie in große.
> Sind große Dinge darin, verwandle sie in kleine.
> So lernst du die Natur der Ausmaße erkennen.
> Handelt der Traum von einem einzigen Ding, verwandle es in viele.
> Handelt er von vielen Dingen, verwandle sie in ein einziges:

So lernst du die Natur der Vielheit und Einheit[12] erkennen.

Verharre in diesen Übungen, bis du sie gründlich beherrschst.

Das Ziel des „Desiderium intellectuale“, sagt Cues,[13] ist „alle Erscheinungen als Geburten des Reinen Lichtes[14] (englisch auch ‚the One Mind‘) zu erkennen“, das die „Wirklichkeit an sich“ ist, welche die Maya *enthält* und Erscheinung und „geistiges Bewußtsein“ verbindet.

Im Osten handelt es sich dabei *nie* um Gedankensysteme, sondern um die „phänomenalistische“ Beschreibung und Erzeugung *ekstatischer* Erfahrungen auf einem langen, „aufwärts“, zu Sartori, Samadhi, Nirwana führenden „Pfad“ (Mahayana = das große Fahrzeug). Religion ist *Phänomenalismus zur Überwindung der Phänomene* (wobei ich von der östlichen Metaphysik der Seelenwanderung absehe).

Meister Eckhart im Abendland ist davon nicht so sehr verschieden (siehe: *Otto*, Westliche und östliche Mystik).[15]

Außerdem sind aber die *Gegensatzpaare* schon in die antike Naturphilosophie (ich weise besonders auf *Heraklit* hin!)[16] und damit in die *Alchemie* eingegangen. Die „Alchemie“ *projiziert* diesen mystischen Heilsweg in den Stoff, in die Retorte und sieht *dort* die Gegensatzpaare, oft durch Farben, aber auch durch Sol und Luna und sonst noch dargestellt. (Davon handelt eben Jungs Buch: Mysterium Conjunctionis.)[17] Der Prozeß der Erzeugung des Lapis Philosophorum in der Retorte (er fand dort *niemals* tatsächlich statt!) *ist* die Überwindung der Gegensatzpaare („sublimatio“). Vom Lapis wird oft gesagt, daß er alle Farben des Regenbogens vereine wie der Pfauenschwanz (cauda pavonis).[18]

Während nun die Alchemie in den Stoff projiziert, *projiziert Cues in die Mathematik*. Er ist ja ein *Denk*typ, hat selber keine ekstatischen Erfahrungen, systematisiert, rationalisiert – wie unser Abendland das tut. Was für den Alchemisten die Herstellung des Lapis, für den Yogin der Meditationsweg zum Reinen Licht, ist für Cues *der mathematische Limes*. Da dieser zu seiner Zeit ebensowenig wissenschaftlich verstanden, d. h. rationell erfaßt war wie die chemischen Eigenschaften der Stoffe, eignet er sich ebenso zur *psychologischen Projektion* wie diese. Cues’ Metaphysik ist ein *versteckter Heilsweg*!

Im Zusammenfallen des Maximums und des Minimums im mathematischen Limes nach Cues erkenne ich die großen und die kleinen Dinge des zitierten Yoga-Textes unmittelbar wieder. Und auch die Einheit und die Vielheit tritt bei Cues ganz ähnlich auf. Die menschliche mens und die göttliche – Maya und das Reine Licht; die docta ignorantia[19] – das Wissen um den Maya-Charakter der Welt, wie wir sie sehen, und das Wissen um die Möglichkeit, einen „höheren“ Zustand zu *ahnen*, vielleicht ihn besser und besser zu approximieren durch Überwindung der Gegensatzpaare.[20]

Sie sagten, „dunkel ist der Rede Sinn“ von Cues. Das ist *wahr*, denn er erkannte den Projektions-Charakter seiner mathematischen Aussagen nicht. Auf den ersten Blick mag Cues heller, deutlicher erscheinen als die Alchemie, aber nähere Überlegung zeigt, daß bei Cues gerade *derselbe* Typus von Dunkelheit herrscht wie in der Alchemie.

Sollten Sie meinem Vergleich mehr in den Details von Cues’ Philosophie und Metaphysik nachgehen, so würde es mich freuen. Daß man damals den Teil

von ihr, der keine Rangordnung innerhalb der „Maya“ duldet – da diese doch *unendlich* weit vom „Reinen Licht“ (Gott) entfernt sei – nicht akzeptiert hat, ist bedauerlich (vgl. Sonne und Erde).

*Heute* haben wir schon viel zu viel Chemie und Mathematik gelernt, als daß *dort* die Projektion eines Heilsweges noch aufgenommen werden könnte. Wir müssen diese Dinge neu, anders formulieren; so sind Cues und die Alchemie wie ein Lied, das seine Bedeutung verloren hat. Wozu soll ich da über die Details noch viele Worte machen?

---

Schluck orientiert über viele dieser Details. Das Buch hat einen Schluß, der die Überleitung von Cues zur Moderne darstellen soll. Aber es führt nicht zum „unwandelbaren Zustand des Dharma-Kaya“, sondern bleibt im Sangsara der Volk-Leute hängen.[21]

> Und daß der eigensüchtig irre Glaube ihnen schwinde,
> Des „Ichs“ und seiner Wirklichkeit,
> Erfülle ihr Bewußtsein sich mit Strömen Mitleids und der Liebe,
> Glücklich Vollenden frommen Mühens sei mir selbst gewährt,
> Gelassenheit im Tragen aller Lust und allen Schmerzes,
> Die Einsicht in Sangsaras und Nirwanas Unzertrennbarkeit.

Auch dieser Text ist aus „Tibet, Worte des Priesters aus einem rituellen Mysterienspiel zwecks Ausrottung des Sangsara-*Ichs*.“

Wir sind Abendländer und gehen wohl nicht bis zu diesem Extrem, aber auch unser „Ich“ braucht Demut und Bescheidenheit. Früher war da der christliche Gott. Unser Volkmann zeigt jedoch,[22] wie in der Neuzeit „die mens selbst gemäß ihrem Anspruche auf selbstgewisses Sehen“ das Richtmaß des zu Erkennenden stellt, wie „das wahrhafte Sein allein in den res cogitantes, d. h. den mentes liegt“, wie Nietzsche das „Willensstarke“ als Ideal setzte, wie der „Glaube an die göttliche Ebenbildlichkeit des Menschen … für die metaphysische Bestimmung des Menschen unverbindlich wird“, wie „die mens sich selbst die Gewißheit des Wissens verbürgen muß, dergestalt, daß sie selbst den Grund für alles Wißbare zu übernehmen hat“, wie die Wissenschaft in ihrer „rücksichtslosen Entfaltung in das Ganze des Seienden“ „unerschütterlich … in sich selbst steht“ und wie „alle Grundlagenkrisen und vorzunehmenden Revisionen ihrer Grundbegriffe … Bewegungen sind, durch die sie sich nur noch fester in sich selbst befestigt.“

Früher haben die christlich-kirchlichen Autoritäten die metaphysischen Machtsprüche getan, d. h. „gefällt“, jetzt hat sich wohl die Instanz, die sich diese Autorität zulegt, geändert; aber, soweit es nach den Volk-Leuten geht, sind *die Machtsprüche selbst geblieben*. Das Verschwinden der imago Dei erzeugt den „*Wind* des Zarathustra“,[23] jenes Bild, in welchem Nietzsche – ohne es zu verstehen – die *Aufgeblasenheit* seines eigenen Ich-Bewußtseins erblickt.[24]

Dieses *muß* meines Erachtens, sub specie aeternitatis, eine gesunde *Kompensation* behalten (*Gleichgewicht* vom Ich und Nicht-Ich), ob man sie (d. h. das Nicht-Ich) nun Gott, das Selbst, das Eine (= *το εν*), das kollektive Unbewußte, die Archetypen, Nirwana, the One Mind, das Tao oder sonst irgendwie nennt. Faßt man „die Gottesidee als spontane Selbstleistung der menschlichen Vernunft

selbst“ (was alles dem Ich-Bewußtsein zurechnet) (Volkmann, p. 188), so kann sie (die Gottesidee) ihre zur Bescheidenheit gemahnende Funktion nicht mehr erfüllen. (Pessimistischer Atheismus ist meines Erachtens noch gesünder als so etwas.)

Kurz, das Kommando des Volkmannes: „Sicherstellen auf sich selbst!“ kann ich nicht mehr schlucken. Das „Desiderium intellectuale“ des Cues nach etwas anderem ist bei mir lebhaft zurückgeblieben; es ist das Desiderium nach der „Einsicht in Sangsaras und Nirwanas Unzertrennbarkeit“ (= coincidentia oppositorum!).

Will man erkennen, muß man wohl die *eine* Welt *spalten* – in Ich und Du, in Subjekt und Objekt, in Gegensatzpaare – aber irgendwie bleibt auch ein Wissen, daß diese Spaltung ein Vorurteil des erkennenden Ich sein muß – „Docta ignorantia“, es ist das *Wissen*, *daß die Bedingung der Existenz des menschlichen Bewußtseins auch dessen Vorurteil* (Präjudiz) *ist.*

---

Und daß der eigensüchtig irre Glaube ihnen schwinde,
Des ‚Ichs‘ und seiner Wirklichkeit . . .,

will ich mit einem ganz bescheidenen *abendländischen* Mythos schließen. Wie mir Panofsky am Beginn des eben abgelaufenen Jahres in Princeton berichtete (und mit Quellen belegte), gibt es in der Antike eine besondere, abweichende Version der Pandorageschichte, die von einem Herrn Babrios (Babrius) stammt.[25] Nach dieser öffnet nicht eine Frau den Behälter („Büchse“, wie man erst viel später sagte), sondern „der Mensch“ (später durch einen Mann bildlich dargestellt). Und im Behälter war nicht das Böse, sondern das *Gute*. Sobald er aber geöffnet war, da entwich alles daraus – in den Olymp, wo es den Menschen nicht mehr zugänglich war. Aber dies „Alles“ hatte *eine* Ausnahme: *die Hoffnung* (spes) *blieb noch zurück.*

Ob wohl die Hoffnung, allein zurückgeblieben, von Zeit zu Zeit Besuche aus dem Olymp bekommt? – Panofsky nannte die Physiker die „offiziellen Pandora-Büchsenöffner unserer Zeit“.[26]

Jedenfalls scheint mir der Mythos das Entstehen der Wissenschaft (Neugier des Menschen – will sehen, was drinnen ist) und deren prekäre Folgen gut wiederzugeben. Noch aber besteht eine Art Gleichgewicht – solange die Hoffnung zurückgeblieben ist und solange es einen Olymp gibt, aus dem von Zeit zu Zeit Besucher $\alpha\gamma\gamma\varepsilon\lambda o\iota$[27] zu ihr kommen.

Wollen wir in dieser Stimmung das neue Jahr beginnen und uns nicht zu viel in diesem wünschen (z. B. Gesundheit und nicht allzu große Störungen durch Politik).[28]

Nun gehen auch die Ferien zu Ende, neue Aufgaben erwarten mich und ich werde lange nicht mehr Gelegenheit haben, so viel zu schreiben. Fürchten Sie also nicht, daß sich diese Ergüsse so bald wiederholen!

Inzwischen empfiehlt diese Ihrem kritischen Wissen (über Vergangenheit und Gegenwart) mit allen guten Wünschen für Ihr persönliches Wohlergehen im neuen Jahre Ihr W. Pauli

[1] Diesen und den vorangehenden Brief [2427] erhielt Kröner erst mit Verspätung, weil er sich damals in einer Klinik in Innsbruck aufhielt (vgl. den Brief [2454]).
[2] In der Transkription haben wir jedoch den Namen *Cues* immer voll ausgeschrieben.
[3] Dieses 1956 in einer deutschen Übersetzung erschienene Werk über *Die Mechanisierung des Weltbildes* des niederländischen Wissenschaftshistorikers Eduard Jan Dijksterhuis (1892–1965) hatte Pauli auf Kröners Anregung hin gerade „mit dem größten Vergnügen" gelesen (vgl. insbesondere den erwähnten Brief [2427]).
* Verlag: Vittorio Klostermann, Frankfurt am Main.
[4] K. H. Volkmann-Schluck, Hrsg. [1957]: *Nicolaus Cusanus. Die Philosophie im Übergang vom Mittelalter zur Neuzeit*. Frankfurt a. M. 1957. Dieses mit Paulis Anstreichungen versehene Werk befindet sich in Paulis Büchersammlung beim CERN in Genf. Eine modernere Darstellung der Koinzidenzlehre des Nikolaus von Kues findet man bei Flasch [2001, S. 44–70].
[5] In seiner im August 1956 in Binn im Wallis verfaßten Einleitung zu seinem Buch erwähnte der Verfasser, sein Interesse für die Gestalt des Nicolaus von Cues sei durch seinen Lehrer Hans-Georg Gadamer geweckt worden. Gadamer war seinerseits ein Schüler von Heidegger, bei dem er sich auch habilitiert hatte.
[6] Heideggers Eigenart, Silbentrennungen wie *In-der-Zeit-sein*, *In-der-Welt-sein*, etc. zu verwenden, wurde vielfach von seinen Schülern nachgeahmt. Volkmann-Schluck schrieb (auf S. 23 seines Werkes) ebenfalls *Als-was*, *un-endliche Relation* und *Ist-sagen*. Mit Heideggers Physikauffassung setzt sich eine Studie von Catherine Chevalley (1990) auseinander.
[7] Vgl. hierzu die Bemerkungen in Band **IV**/2, S. 604 und in Band **IV**/3, S. 749.
[8] Auf S. 2, wo das Wort *Selbigkeit* zum ersten Mal bei Volkmann-Schluck vorkommt, fügte Pauli die lateinische Bezeichnung *identitas* hinzu. In einer Fußnote zu S. 4 war der lateinische Originaltext zu einer Übersetzung des Autors beigegeben, woraus Pauli den Hinweis auf die ursprüngliche Bezeichnung *identitas* entnehmen konnte.
[9] Pauli verwendete für diesen Namen öfters auch die Schreibweise „Eckart", die wir dann durch die heute übliche (Eckhart) ersetzt haben.
[10] W. Y. Evans-Wentz [1937]: *Yoga und Geheimlehren Tibets*. München 1937, [2]1951.
[11] *Maya* wird nach buddhistischer Auffassung als die Lehre von der Täuschung bezeichnet, dargestellt durch die Göttin der Weltillusion, welche die Entstehung und den Untergang der Welt ins Werk setzt.
[12] Im Original steht „die Natur der Ausmaße erkennen".
[13] Vgl. Volkmann-Schluck [1957, S. 137ff.].
[14] Die Lehre vom *Reinen Licht* wurde ebenfalls bei Evans-Wentz [1937, S. 164f.] behandelt. Pauli war diesen Ideen über das *wahre* und *falsche Licht* bereits im Herbst 1951 bei seiner Lektüre der *Theologia Germanica* begegnet (vgl. Band **IV**/1, S. 426 und **IV**/2, S. 304f.).
[15] Rudolf Ottos Werk über *West-Östliche Mystik* hatte Pauli im Herbst 1954 gelesen, als er seinen Mainzer Vortrag über „Wissenschaft und abendländisches Denken" vorbereitete (vgl. Band **IV**/2, S. 629f. und 801ff.).
[16] Vgl. hierzu auch Band **IV**/2, S. 559f. und 567.
[17] Jung [1955/57]: *Mysterium Conjunctionis*. 3 Bände. Zürich 1955–1957.
[18] Vgl. hierzu die Schrift von W. Y. Evans-Wentz über *Yoga und Geheimlehren Tibets* [1937, S. 59], die sich in Paulis ehemaligem Besitz befand. Aber auch C. G. Jung hatte in seinen Werken verschiedentlich den Begriff der *cauda pavonis* als ganzheitliches Vereinigungssymbol herangezogen. So wird das Sinnbild des Pfauenschwanzes z. B. in *Psychologie und Alchemie* durch die Abbildung 111 veranschaulicht und auch in dem 1955/56 erschienenen dreiteiligen Buch *Mysterium Coniunctionis* mehrfach erwähnt.
[19] Zusatz von Pauli: „Siehe p. 7 des Briefes." Dieses entspricht im vorliegenden Text dem Absatz vor dem letzten Trennstrich.
[20] In seinem 1440 entstandenem Werk *De docta ignorantia* hatte Nicolaus von Cues (1401–1464) zum erstenmal seine religionsphilosophischen Spekulationen über „das Verlangen nach Überwindung und Ausgleich all der Gegensätze, die er allenthaben gewahrte," dargestellt. Insbesondere war der dem Neuplatonismus verpflichtete und mathematisch geschulte Gelehrte bemüht, den Glauben mit dem Wissen zu versöhnen, indem er – in Analogie zu dem ihm noch unfaßbaren Unendlichkeitsbegriff – Gott als *complexio oppositorum* jenseits aller Gegensätze zu entrücken suchte. – Nach seiner Abwendung von dem Positivismus war Pauli bei der Suche nach einem Begriffssystem, welches „der Paradoxie komplementärer Gegensatzpaare" und welche der „wesentlich paradoxen Natur der

menschlichen Erkenntnissituation, insbesondere der Subjekt-Objekt-Relation“ Rechnung trägt, auf die „leider schwer lesbaren“ Schriften des Cusaners aufmerksam geworden (vgl. Band **IV**/1, S. 448; **IV**/2, S. 98, 863; und **IV**/3, S. 196).

[21] Auch diese Begriffe der tibetanischen Yogalehre (*Dharma-Kaya* = Wahrheits- oder Gesetzeskörper, bzw. die ewige Wahrheit; *Sangsara* = Welt der Täuschungen) sind ausführlich in den Schriften von Evans-Wentz [1936, 1937 und 1955] behandelt, die sich alle in Paulis Besitz befanden.

[22] Die folgenden Zitate entnahm Pauli aus dem 5. Teil: *Der Übergang zur Neuzeit* des Werkes von Volkmann-Schluck [1957, S. 146–189, insbesondere S. 161, 167, 169, 172f. und 184ff.].

[23] In seinem bekannten Werk *Also sprach Zarathustra*, 1. Teil, *Vom Baum am Berge*, [1930, S. 43], hatte Nietzsche in seinen Betrachtungen „Vom Lesen und Schreiben“ auch von einem solchen unsichtbaren Wind gesprochen: „Wenn ich diesen Baum da mit meinen Händen schütteln wollte, ich würde es nicht vermögen. Aber der Wind, den wir nicht sehen, der quält und biegt ihn, wohin er will.“ Weitere Hinweise im gleichen Band [1930, S. 106, 303f. und 327].

[24] In Paulis Bibliothek befinden sich folgende 1930 im *Alfred Kröner Verlag* in Leipzig erschienene Werke von Friedrich Nietzsche: *Unzeitgemäße Betrachtungen*, *Der Wille zur Macht* und *Die Fröhliche Wissenschaft*.

[25] Vgl. hierzu Band **IV**/3, S. 482 und 494.

[26] Weitere Literatur über den Physiker als „mad scientist“ hat Spencer Weart (1988) zusammengetragen.

[27] *αγγελος*, d. h. *Boten* oder *Verkünder*.

[28] Diese Äußerungen erfolgten vor dem Hintergrund des sowjetischen Panzereinmarsches, mit dem im November 1956 der ungarische Volksaufstand niedergeschlagen worden war.

## [2430] Heisenberg an Pauli

Göttingen, 1. Januar 1957[1]

Lieber Pauli!

Hab’ vielen Dank für Deinen Brief.[2] Über das Mathematische sind wir jetzt offenbar einig. Deine Frage, ob es in den höheren „Sektoren“

$$(l_V, 0, 1) + (0, 1_N, 1_k 1_{k'}) \quad \text{usw.}$$

noch weitere Geister gibt, finde ich zwar durchaus interessant, und ich will auch selbst etwas daran herumrechnen. Aber ich bin nicht sicher, wie eng sie mit den Verhältnissen im Sektor

$$(1_V, 0, 0) + (0, 1_N, 1_k)$$

verknüpft ist. Es ist doch offenbar möglich, die Hamiltonfunktion so abzuändern, daß im Sektor

$$(1_V, 0, 0) + (0, 1_N, 1_k)$$

alles beim alten bleibt, aber in den höheren Sektoren Veränderungen eintreten.

Z. B. könnte man ein Zusatzglied (eine „Mehrkörperkraft“):

$$H_{\text{int}}^{(2)} = \frac{\text{const} V^{3/2}}{\sum_{k,k',k''}} \frac{f(\omega, \omega', \omega'')}{\sqrt{\omega\omega'\omega''}} [\Psi_V^* a^*(k) \Psi_N a(k') a(k'') + \text{conj.}]$$

einfügen. Es könnte sein, daß man durch ein solches Zusatzglied, das den Sektor

$$(1_V, 0, 0) + (0, 1_N, 1_k)$$

nicht beeinflußt, in den höheren Sektoren Geisterzustände entweder herbeiführen oder beseitigen kann.

Natürlich ist es trotzdem interessant, die mathematischen Eigenschaften des speziellen Leeschen Modells genau zu kennen. Aber ich selbst hatte mir die Frage etwas anders gestellt, nämlich folgendermaßen:

In meiner Theorie wird ein neues Quantisierungsverfahren vorgeschlagen, das auf folgenden Annahmen beruht:

1. Der Kommutator $\{\Psi^*(x)\Psi(x')\}$ (oder Antikommutator) ist nur für $t \neq t'$ von Null verschieden, verschwindet aber für $t = t'$.

2. Dieses Verschwinden für $t = t'$ wird erreicht, indem ein Dipol-Geist zum Hilbertraum hinzugefügt wird, der in der Vertauschungs-Relation für das notwendige Subtraktionsglied sorgt. Die übrigen Zustände (des Hilbertraums I) geben die normalen Beiträge zur Vertauschungs-Relation.

3. Dieser Dipol-Geist stört die Unitarität der S-Matrix nicht, da er nicht als freier Zustand angeregt werden kann (wenn er nicht schon da ist).

Meine Frage lautete: Können diese Annahmen Teile eines konsistenten mathematischen Formalismus sein? Ich glaube, daß diese Frage jetzt mit „ja“ beantwortet ist, da man im Sektor

$$(1_V, 0, 0) + (1, 1_N, 1_k)$$

des Lee-Modells diese Annahmen genau reproduzieren kann.

Natürlich folgt daraus noch nicht, daß der Formalismus meiner Theorie konsistent sein *muß*; aber es folgt, daß er mathematisch widerspruchsfrei sein *kann*, daß man also nicht von vornherein etwas Unsinniges angenommen hat. Die Frage, ob er auch wirklich widerspruchsfrei ist, kann dann wohl nur durch eine Untersuchung dieses Formalismus selbst, aber nicht mehr durch eine Untersuchung am Lee-Modell geklärt werden. Das ist natürlich mathematisch sehr viel schwieriger, und ich weiß bisher keinen besseren Weg, als mit dem Tamm-Dancoff-Verfahren die Konsequenzen des Formalismus zu verfolgen.

Eine weitere Frage, die ich schon in meinem letzten Brief erwähnte, bezieht sich auf die Abweichungen von der „lokalen Kausalität“. Ich glaube einstweilen, daß nicht *mehr* passiert, als man durch den Begriff „Kraft langer Reichweite“ decken kann. Aber das kann man vielleicht am Lee-Modell auch noch besser untersuchen.

Sonst weiß ich für heute nichts Neues, aber ich will die Gelegenheit benutzen, Dir und Deiner Gattin ein gutes neues Jahr zu wünschen. Dein W. Heisenberg

[1] Zusatz von Pauli: „Beantwortet 4. I. Merkelstraße 18.“
[2] Vgl. den Brief [2424] vom 28. Dezember.

## [2431] Pauli an Heisenberg

[Zürich], 2. Januar 1957

Lieber Heisenberg!

Ich bin froh, daß ich meinen Antwortbrief an Dich so schnell abgeschickt habe, denn die wesentliche Frage habe ich dort gestellt: was geschieht in den anderen Teilräumen, z. B.

$$|1_V, 0, 1_k\rangle|0, 1_N, 1_k, 1_{k'}\rangle$$

oder

$$|1_V, 1_N, 0\rangle|0, 1_N, 1_{N'}, 1_{k'}\rangle\,?$$

Es könnte sein, daß gerade in Deinem Sonderfall Vereinfachungen eintreten, aber ich sehe es nicht.

Im allgemeinen können in diesen Teilräumen sowohl reelle Geisterzustände als auch konjugiert-komplexe Paare von Energiewerten *erneut* auftreten.

N. B. Der allgemeine Formalismus der Transformation

$$O' = U^{-1}OU, \quad \Psi = O\Psi', \quad \eta' = U^*\eta U$$

(* soll hermitesch konjugiert bedeuten)

$$O^*\eta = \eta O \qquad (\eta \textit{ hermitesch})$$

also auch

$$O^{*\prime}\eta' O'$$

für selbstadjungierte Operatoren O, Erwartungswert

$$\bar{O}\Psi = \Psi^*\eta O\Psi = \Psi'^*\eta' O'\Psi'$$

reell für selbstadjungierte $O$, führt im Falle des totalen Hamiltonoperators $H$ {vgl. die Arbeit von Källén und mir, im folgenden mit K P abgekürzt, Gleichung (50)},[1] der in der $'$-Darstellung diagonal wird, $H' = E$ auf

$$H^{*\prime}\eta' = \eta' H'; \quad E_a^*(a|\eta'|b) = (a|\eta'|b)E_b$$

darauf, daß *entweder* $E_a^* = E_b$ *oder* $(a|\eta'|b) = 0$ ist.
Wenn $E_a$ nicht reell, ist also für $b \equiv a$:

$$(a|\eta'|a) = 0,$$

dagegen mit dem konjugierten Zustand $b$, der zu

$$E_a^* = E_b$$

gehört,

$$(a|\eta|b) \neq 0).$$

Die Norm von $(c_a, c_b)$ ist

$$c_a^* c_b (a|\eta'|b) + \text{konjugiert komplex.}$$

Für $c_a \neq 0$, $c_b = 0$ ist die Norm *Null!*

Da in den $(n|U|a)$ beliebige Faktoren $c_a$ frei sind, kann man diese so normieren, daß für jedes Paar

$$E_a, E_b = E_a^*$$

sogar $(a|\eta'|b) = 1$ wird. Die Zeitabhängigkeit von $c_a$, $c_b$ ist

$$c_a(t) = c_a(0) e^{\mathrm{i}E_a t},$$
$$c_b(t) = c_b(0) e^{\mathrm{i}E_b t} = c_b(0) e^{+\mathrm{i}E_a^* t},$$
$$c_a^* c_b = c_a^*(0) c_b(0)$$

zeit*un*abhängig, Normen zeitunabhängig und reell, Erwartungswerte der Energie ebenfalls zeitunabhängig und reell, wie es sein muß.

Der andere Fall reeller $E_a$ gibt $\eta'$ diagonal und man kann dann $(a|\eta'|a)$ auf $+1$ *oder* $-1$ normieren {durch Wahl der $C_a$, welche die Norm von $a$ mit $C_a^* C_a > 0$ multiplizieren, was durch Änderung der $(a|\eta'|a)$ zu kompensieren ist. Das geschah in K P (51)}.

Vielleicht ist Dir diese Zwischenbemerkung nützlich, da man auf diese Weise Deinen Dipolgeist auch von den komplexen Wurzeln her approximieren kann.

Es ist uns (Källén und mir) *nicht* gelungen zu entscheiden, ob das Gleichungssystem[2]

$$\Phi_1(\bar{k}, \bar{k}_0) h(\omega_0 - \omega) = \frac{g^2}{2V} \frac{f(\omega)}{\sqrt{\omega}} \sum_{\bar{k}'} \frac{f(\omega') \Phi_1(\bar{k}', \bar{k}_0)}{\sqrt{\omega'}(\omega + \omega' - \omega_0)}$$

{siehe K P, Gleichung (57), die $\delta$-Funktion ist hier zu streichen, ebenso ist K P, Gleichung (55) hier ungültig; der Ansatz bleibt (52)} im Falle der indefiniten Metrik komplexe Wurzeln $\omega_0$ hat.

{Die Gleichung, die obiger Bedingung $(a|\eta'|a) = (a|U^* \eta U|a) = 0$ entspricht, läßt sich leicht verifizieren. Sie enthält bei indefiniter Metrik natürlich a priori keinen Widerspruch.}

Ähnlich in anderen Teilräumen.

Im Prinzip kommt man auf unendliche Determinanten, und die Sache wird sehr unübersichtlich.*

Meine Idee ist aber, daß *alles* eintreten kann, was nicht durch allgemeine Prinzipien ausgeschlossen ist. *Daher sehe ich nicht, woher Du garantieren kannst, daß nicht doch auf Energieschalen nicht-unitäre S-Matrices auftreten können.*

Die obige Gleichung kann für $A \neq 0$ und Ersatz von $\frac{4\pi^2}{g^2} \chi(z)$ durch $\chi(z)$ auch negativ reelle Wurzeln haben!

Sonst noch eine weitere Frage: es ist bei Dir wesentlich, daß es, im Gegensatz zu K P, *keinen* „physikalischen“ *Einteilchenzustand* für das V-Teilchen gibt, nur das Kontinuum und den Dipolgeist. Deshalb möchte ich fragen: *gibt es überhaupt bei Deiner nicht-linearen Spinortheorie noch das Elektron? Kommt das dort nicht irgendwie abhanden?*

Aber das bezieht sich ja nicht auf das Lee-Modell.

Die Rechnungen Deines Briefes vom 26. 12. 56[3] bin ich inzwischen genauer durchgegangen. Die $4\pi^2$-Faktoren kann man etwas besser wegbringen: Mit $m_0 = m_V - m_N$, $z = E - m_N$,

$$\chi(z) \equiv \frac{1}{\gamma_0}(z - m_0) + \int_\mu^\Omega \frac{k\,d\omega}{\omega - z'}, \qquad \gamma_0 \equiv \tfrac{g_0^2}{4\pi^2}$$

setze man

$$m_0 = \gamma_0 \left( \int_\mu^\Omega \frac{k\,d\omega}{\omega} - A \right).$$

$$\frac{1}{\gamma_0} = -\int_\mu^\Omega \frac{k\,d\omega}{\omega^2} + B,$$

diese Gleichung gilt in K P für $B = \frac{1}{\gamma}$, daher *definiere* ich im folgenden $h(z)$ durch K P, Gleichung (36) oder (A. 4 a), worin $\frac{g^2}{4\pi^2} = \gamma$ *durch* $\frac{1}{B}$ *definitionsgemäß zu ersetzen ist*.
Dann wird

$$\chi(z) = A + Bh(z) = A + Bz + z^2 \int_\mu^\Omega \frac{k\,d\omega}{\omega^2(\omega - z)}.$$

Das *Neue ist die Konstante A*, die in das Eigenwertproblem $\chi(z) = 0$ wesentlich eingeht. Mein $\chi(z)$ entsteht aus Deinem durch Multiplikation mit $4\pi^2$, ebenso mein $A$, $B$ aus Deinen $\alpha$, $\beta$.

Die Renormierung des $\psi_V$-Feldes $\psi' = \psi \frac{1}{N}$ (definitionsgemäß $N$ reell, $N^2 > 0$) kommt so. *Die Metrik sei nun indefinit mit* $\gamma_0 < 0$.

Deine Renormierungsbedingung (8) mit $\Phi$ = Streuzustände, Kontinuum wird

$$\sum_\Phi \langle 0|\Psi_V'|\Phi\rangle\langle\Phi|\Psi_V'^*|0\rangle = 1 \text{ für } p = p'. \qquad \text{(A)}$$

($^*$ = *hermitesch* konjugiert)

Das gibt

$$\langle 0|\Psi_V'|V_+\rangle\langle V_+|\Psi_V^{*\prime}|0\rangle\eta_+ + \langle 0|\Psi_V'|V_-\rangle\langle V_-|\Psi_V^*|0\rangle\eta_- = -1 + \frac{1}{N^2} \qquad \text{(B)}$$

da die Summe (A) + (B) rechts $\frac{1}{N^2}$ geben muß. Den Term $\frac{1}{N^2}$ in (B) soll man zunächst nicht weglassen.

Man wähle nun $\eta = +1$ für die größere der beiden Wurzeln, $\eta = -1$ für die kleinere, d. h. $\eta_+ = +1$, $\eta_- = -1$, wenn $z_+ > z_-$. Das gibt (wenn ich die Vorzeichen richtig gerechnet habe) für *beide* Wurzeln $E$

$$\{\chi(z_E) = 0\} \qquad {}' = \text{Ableitung nach } z$$

$$\langle 0|\Psi'|E\rangle\langle E|\Psi^{*\prime}|0\rangle\eta_E = \frac{1}{|\gamma_0|N^2}\frac{1}{\chi'(E)}.$$

Also folgt aus (B)

$$\frac{1}{|\gamma_0|N^2}\left(\frac{1}{\chi'_+} + \frac{1}{\chi'_-}\right) = -1 + \frac{1}{N^2}.$$

Beim Zusammenrücken der beiden Wurzeln (Dipolgeist) ergibt sich

$$\frac{1}{\chi'_+} + \frac{1}{\chi'_-} \to \frac{-2}{3}\frac{\chi'''_0}{(\chi''_0)^2}, \qquad \chi_0 = 0,\ \chi'_0 = 0$$

$$N^2 = 1 + \frac{2}{3}\frac{\chi'''_0}{(\chi''_0)^2}\frac{1}{|\gamma_0|}. \tag{C}$$

Es ist übrigens $\chi''' > 0$ für $z$ negativ reell.

Will man zum $\operatorname{Lim}\gamma_0 \to 0$, $N^2 \to \infty$ übergehen (lokale Wechselwirkung), so wird

$$N^2|\gamma_0| = \frac{2}{3}\frac{\chi'''^2_0}{\chi''_0} = \frac{\text{normierte Kopplungskonstante}^2}{4\pi^2}$$

endlich. {In diesem Sonderfall darf man auch den Term $\frac{1}{N^2}$ in (B) weglassen, sonst nicht.}

{Die allgemeine Formel (B) ist ganz befriedigend, weil sie im Limes der positiv definiten Metrik $|\gamma_0| = \pm\infty$, $N^2 = 1$ ergibt.}

Ich glaube fast, die Vorzeichen sind jetzt richtig. Die Sonderfälle ergeben sich in Übereinstimmung mit Deinen Rechnungen.

Für $\lambda_0 \gg \mu$ wird

$$\frac{\chi'''_0}{(\chi''_0)^2} = +1 \qquad \text{im Fall } U \to \infty.$$

Mehr weiß ich leider nicht; bin gespannt auf Deine Antwort auf meine Fragen. Meine Rechnungen auf p. 3 und 4 dieses Briefes sind nicht wichtig, aber ich dachte, vielleicht sind sie Dir nützlich.

P. S. Die Gleichung auf p. 2 dieses Briefes bleibt bei Dir

$$\Phi_1(\omega)\chi(\omega_0\omega) = \frac{f(\omega)}{\sqrt{\omega}}\int f(\omega')\sqrt{\omega'}k d\omega'\frac{\Phi_1(\omega')}{\omega + \omega' - \omega_0}$$

(Wurzeln?) negativ reelle oder komplexe?

Die $\sqrt{..}$ kann man leicht wegbringen. Hilft aber nicht viel.
Viele Grüße Dein W. Pauli

[1] Vgl. Källén und Pauli (1955h).
[2] Über und unter die Formel fügte Pauli noch folgende Erkärungen hinzu: 1. über $g^2$: „Bei Dir $g^2 = 4\pi^2/B$ zu setzen." 2. unter $\Phi_1$: „Bei Dir statt $h(\omega_0 - \omega)$ setze $1/B\,\chi(\omega_0 - \omega)$". 3. unter die Summe: „$\frac{1}{V}\sum_{k'} \frac{1}{4\pi^2}\sqrt{\omega'}\,k\,d\omega(.)$."
* Mit Källén hatte ich damals längeren Briefwechsel über diese Fragen. Erst wollte er zeigen, daß komplexe Energiewerte *nicht* auftreten können, dann daß sie auftreten *müssen*; beides war aber falsch. Es gibt darüber keine allgemeinen Sätze, jedes Eigenwertproblem muß besonders behandelt werden. Praktisch kommt man oft nicht zum Ziel.
[3] Vgl. den Brief [2423].

## [2432] Källén an Pauli

Kopenhagen, 2. Januar 1957[1]
[Maschinenschrift]

Lieber Professor Pauli!

Vielen Dank für Ihre zwei Briefe.[2] Im ersten Brief (vom 14. Dezember) stellen Sie mit Heisenberg die Frage: „Kann man es beim Lee-Modell oberhalb des kritischen Wertes der Kopplungskonstante so einrichten, daß auch der Geisterzustand metastabil wird?" Dieselbe Frage hat er (d. h. Heisenberg) auch an Møller und an Glaser, aber *nicht* an mich gestellt.[3] (Ich weiß nicht, ob er dazu nicht den Mut hat, oder ob er meine Ansicht darüber uninteressant findet.) Die Antwort ist jedoch eindeutig „nein". Erstens kann man im Modell explizit zeigen (vgl. unten), daß die Masse des Geisterzustandes immer kleiner als die Massen des $N$-Teilchens ist, weshalb der Geisterzustand immer stabil ist. Ohne irgendeine Rechnung zu machen, sieht man auch einfach, daß man allgemein nicht erwarten kann, daß *alle* Geisterzustände metastabil seien. Wenn nämlich die Ungleichung $0 < N^2$ nicht erfüllt ist, so bedeutet das, daß in der Summe über Zwischenzustände $|z\rangle$

$$\sum_{|z\rangle} \langle 0|\Psi^+|z\rangle\langle z|\Psi|0\rangle = \frac{1}{N^2}$$

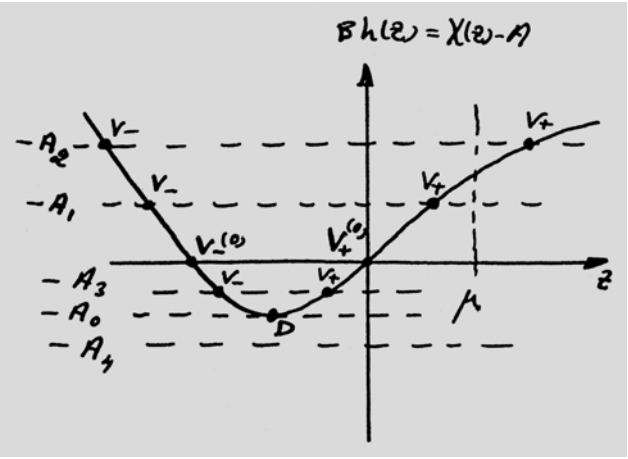
auch negative Glieder vorkommen. Diese Summe enthält aber nur Beiträge von den stabilen Zuständen {vgl. Gleichung (24) in der Arbeit von Glaser und mir,[4] wo auf der linken Seite die metastabilen $V$-Teilchen überhaupt nicht vorkommen}. Also muß es allgemein (wenigstens) einen *stabilen* Geisterzustand geben, wenn $N^2$ negativ ist. Dies ist beim Heisenberg der Fall.

Im zweiten Brief (vom 29. Dezember) bin ich nicht ganz sicher, ob ich die Bemerkung: „Man kann leicht zeigen, daß bei endlichem $A$, $B$ und Limes zur lokalen Wechselwirkung $f^2(\omega) = 1$ der Dipolgeist ein *möglicher* Fall bleibt", richtig verstanden habe. Soweit ich sehen kann, ist die Sachlage die

folgende. Die Eigenwertgleichung $\chi(z) = A + Bh(z) = 0$ kann für einen festen (positiven) Wert von $B$ mit

$$B < \int_{\mu}^{\infty} \frac{f^2(\omega) k \, d\omega}{\omega^2}$$

dadurch diskutiert werden, daß wir die Funktion $\chi(z) - A$ für reelle $z$ aufzeichnen.




Sie sieht qualitativ wie in der Figur aus. (Für große, positive Werte von $z$ fällt die Funktion wieder ab. Das interessiert uns aber zunächst nicht.) Für $A = 0$ haben wir die zwei Wurzeln $V_{\pm}^{(0)}$, die wir in unserer Arbeit diskutiert haben. Für $A$ negativ und etwa gleich $A_1$ verändern sich die Massen der Zustände $V_{\pm}$ ein wenig, aber die allgemeinen Züge der Theorie sind unverändert, solange nur der Schwellenwert $\mu$ von $V_+$ nicht passiert wird. Für noch größere, aber negative Werte $A$ (wie etwa $A_2$ in [der] Figur), wird das $V_+$-Teilchen instabil. Das $V_-$-Teilchen kann aber nie $\mu$ passieren, sondern geht gegen $-\infty$ und bleibt immer stabil (vergl. oben). Wenn $A$ positiv wird (etwa gleich $A_3$), nähern sich die zwei Wurzeln aneinander, und für $A = A_0$ fallen sie zusammen. Für noch größere $A$ (wie $A_4$ sind die Wurzeln komplex. Das Auftreten von den komplexen Wurzeln hat aber nichts mit instabilen Teilchen zu tun, sondern geschieht, wenn $V_+$ *stabil* ist. Für z. B. $A = A_3$ ist ja die $S$-Matrix nicht unitär, und wir haben z. B. für

$$N + \Theta + \Theta' \to \begin{cases} V_+ + \Theta_1 & \omega_1 > 0 \\ V_- + \Theta_2 \quad \text{Wahrscheinlichkeit} & \omega_2 < 0; \quad \omega_1 + \omega_2 + \omega_3 = 1. \\ N' + \Theta_3 + \Theta_3' & \omega_3 > 0 \end{cases}$$

Nun kann es sehr wohl passieren, daß die Summe der Wahrscheinlichkeiten $\omega_1$ und $\omega_2$ positiv ist, obgleich $\omega_2$ selber negativ ist. Wenn ich jetzt Ihren Brief richtig verstanden habe, schlägt der Heisenberg vor, daß man für $A = A_0$ die Theorie reinterpretieren soll und die zwei Zustände $V_{\pm}$ als *einen* „Dipolzustand“

betrachten soll. Man postuliert also, daß $V_\pm$ voneinander in diesem Fall ununterscheidbar sein sollten. Dann sollte nur die (positive) Wahrscheinlichkeit $\omega_1 + \omega_2$ beobachtbar sein. {Da die Ableitung der Funktion $\chi(z)$ im Punkt D der Figur verschwindet, habe ich das Gefühl, daß in diesem Fall $\omega_1 = \infty$ und $\omega_2 = -\infty$ sind. In Gleichung (67) in unserer Arbeit tritt nämlich die Ableitung im Nenner auf. Um diese Vermutung streng zu beweisen, muß man auch zeigen, daß der Zähler in diesem Fall nicht verschwindet. Ich habe nicht [die][5] Geduld gehabt, das wirklich auszuführen. Es ist auch nicht für das folgende Argument sehr wesentlich. Ich möchte nur darauf hinweisen, daß der Fall $A = A_0$ vielleicht *noch* singulärer als $A = A_3$ ist.} Ist dies, was Heisenberg machen will? Wenn ja, habe ich den folgenden Einwand. Der einzige Grund dieser Reinterpretation ist die Tatsache, daß für $A = A_0$ die Energie der Zustände $V_\pm$ entartet ist. Sonst kann man sicher die zwei Zustände voneinander unterscheiden. Jetzt scheint es mir aber, daß diese Entartung ganz „zufällig" ist und daß *jede kleine Störung die Entartung wieder aufheben muß*. Es muß also möglich sein, diese zwei Zustände voneinander zu unterscheiden, wenn man die Möglichkeit hat, irgendeine kleine Störung einzuführen. Als solche kann man vielleicht ein $N$-Teilchen benützen. Ich wäre nämlich sehr erstaunt, wenn nicht das von Weinberg[6] ausgerechnete Potential zwischen $N$ und $V_+$ und das Potential zwischen $N$ und $V_-$ *verschieden* sind, auch wenn die Massen von $V_\pm$ zufälligerweise gleich sind. (Vgl. Fig. 1 und 2 in der Arbeit von Weinberg.) Wenn das der Fall ist, so soll man also die folgenden Streuprozesse studieren

$$N_1 + N_2 + \Theta + \Theta' \to \begin{cases} N' + V_+ + \Theta_1 & \omega_1 > 0 \\ N' + V_- + \Theta_2 & \omega_2 < 0 \\ N_1' + N_2' + \Theta_3 + \Theta_3' & \omega_3 > 0 \end{cases}.$$

Hier hat nicht nur die Summe $\omega_1 + \omega_2$ eine physikalische Bedeutung, sondern jede Wahrscheinlichkeit ist für sich beobachtbar, da die Zustände $N' + V_+$ und $N' + V_-$ jetzt verschieden sind. Also ist die Nicht-Unitarität der $S$-Matrix hier beobachtbar. Um diese meine Vermutung in Einzelheiten zu verifizieren, muß man eine ganz elementare, aber ein wenig mühsame Rechnung ausführen. Wenn das nötig ist, um Heisenberg zu überzeugen, kann ich sicher hier in Kopenhagen jemand finden, der uns diese Rechnung machen will. Zuerst möchte ich aber wissen, ob meine Interpretation Ihrer Beschreibung der Heisenbergschen Bieridee richtig ist? Sonst lohnt es sich kaum, diese Rechnung anzufangen.[7]

In gewissem Sinne tut es mir leid, daß Sie nicht nach Rußland gehen.[8] Ich meine nämlich, daß es gut wäre, wenn jemand einmal Landau die Wahrheit über seine Rechnung sagen könnte.[9] Ich habe zwar sowohl mündlich als in Briefen das versucht, doch ohne daß er sich darum kümmert. Vielleicht würde er Ihnen zuhören. Doch kann ich sehr wohl verstehen, daß Sie eben jetzt nicht gehen wollen,[10] und selbstverständlich sind wir alle hier in Kopenhagen sehr froh, wenn Sie uns besuchen könnten.[11] Ich habe darüber mit Møller gesprochen, und er ist sehr begeistert. Er wird Ihnen später selber schreiben.[12] Ich fahre Mitte April für eine sehr kurze Zeit nach Rochester,[13] und Møller geht im März nach Italien. (Meine Reise nach Mailand kommt erst im Mai.)[14] Da ich vermute, daß das Sommersemester in Zürich etwa um 20. April anfängt (?), so wäre die beste

Zeit für Ihren Besuch in Kopenhagen vielleicht die erste Hälfte [des] Aprils? Die Einzelheiten sollten aber von Ihnen und Møller entschieden werden.

Wightman und ich arbeiten weiter mit dem Vakuumerwartungswert von drei (oder mehreren) Feldoperatoren.[15] Das Gegenbeispiel von Jost und Lehmann ist immer noch da und läßt sich nicht verneinen. Doch haben wir gewisse Fortschritte gemacht und beginnen allmählich zu verstehen, woraus diese „extra" Singularitäten kommen. Einige (aber vielleicht *nicht* alle) sind Ultrarotglieder und deshalb physikalisch uninteressant. Andere sind aber ernster, und wir können sie noch nicht ganz allgemein diskutieren. Es ist noch zu früh, über die Einzelheiten zu berichten.

Ihre „Wette" über die Parität der Fermi-Wechselwirkung können Sie ruhig machen, da die Experimente in Amerika jetzt symmetrische Winkelverteilungen zu ergeben scheinen.[16] (Über die Experimente in Leyden weiß ich nichts. Ich habe davon zum ersten Male in Ihrem Brief gelesen.)[17] Wenigstens hat uns Ben Mottelson so erzählt, als er im Oktober aus Amerika zurückkam.

Ich weiß nicht, ob ich Ihnen erzählt habe, daß unsere Familie jetzt wie ein Selbstenergieintegral anwächst und daß wir nun eine zweite Tochter (d. h. ein drittes Kind) haben. Sie wird Elisabeth genannt.

Viele Grüße von Haus zu Haus

Ihr sehr ergebener Gunnar Källén

P. S. Heute habe ich Ihren dritten Brief bekommen.[18] Vielen Dank dafür. Der ändert wohl im obigen nichts, und ich meine immer noch, daß die Nicht-Unitarität der $S$-Matrix bei der Streuung

$$N_1 + N_2 + \Theta + \Theta' \to \cdots$$

beobachtbar sein muß. Doch will ich vielleicht *noch* stärker betonen, daß die Dipolgeister bei *stabilen* $V$-Teilchen auftreten, und nicht bei instabilen. Ich kann keinen Grund sehen, warum $\omega_3 = 1$, $\omega_1 + \omega_2 = 0$ sein sollten, und das wäre offenbar notwendig, damit man verlangen könnte, daß *nur* die Streuzustände beobachtbar sein sollten. Diese Wahrscheinlichkeiten sind in der Theorie gegeben und lassen sich nicht durch eine formale Umnormierung des Feldoperators beeinflussen.

Ihr sehr ergebener Gunnar Källén

[1] Zusatz von Pauli: „Beantwortet 4. I."

[2] Vgl. die Briefe [2413 und 2425]. Den Brief [2428] vom 31. Dezember hatte Källén noch nicht erhalten, wie aus dem Ende des Briefes hervorgeht.

[3] Am 19. Dezember 1956 hatte Heisenberg in einem Brief an Møller geschrieben: „Die Auskunft, die Ihnen Källén über die Glaser-Källénsche Arbeit gegeben hat, halte ich mathematisch nicht für richtig. Zwar gibt es natürlich einen Bereich der Kopplungskonstante oberhalb des kritischen Wertes, in dem ein stabiler *Geisterzustand* auftritt; es gibt aber auch einen Bereich, in dem ein solcher Zustand nicht vorhanden ist, wie Herr Haag hier inzwischen nachgerechnet hat. Vermutlich gibt es in diesem Bereich dann komplexe Eigenwerte ähnlich wie in der Arbeit von Weinberg; aber diese Frage ist noch nicht entschieden. Herr Haag will auch noch eine Untersuchung darüber anstellen, was dann mit der S-Matrix passiert. Mir scheint es auch in diesem Fall plausibel, daß die S-Matrix unter gewissen Voraussetzungen unitär werden sollte. Aber da man die Frage ja hier

mathematisch sauber untersuchen kann, sollte man keine Vermutung anstellen sondern einfach das Ergebnis der Rechnungen abwarten."
[4] Glaser und Källén (1956).
[5] Im Original steht *das*.
[6] Steven Weinbergs im November 1955 eingereichte Untersuchung (1956) war während eines Aufenthaltes desselben in Kopenhagen durch Källén angeregt worden (vgl. den Brief [2424]). Weinberg hatte Physik und Mathematik an der *Cornell University* in Ithaca studiert und im Juni 1954 einen B. A. degree erhalten. Durch eine Empfehlung von R. H. Dalitz war er anschließend zu Møller nach Kopenhagen gekommen.
[7] Zu dieser Frage nimmt Pauli in den folgenden Briefen [2433, 2434 und 2442] Stellung.
[8] Vgl. hierzu die Bemerkungen in Band **IV**/3, S. 700 und 795.
[9] Wie wir in den folgenden Briefen [2506, 2528, 2543 und 2596] erfahren, kam Pauli Anfang April nach Kopenhagen.
[10] Auf die Gründe für Paulis Verzicht auf seine geplante Moskaureise wurde in Band **IV**/3, S. 573f. hingewiesen.
[11] Pauli kam Anfang April zu Besuch nach Kopenhagen (vgl. die Briefe [2506, 2528 und 2543]).
[12] Dieser Brief ist nicht erhalten.
[13] Dort wollte Källén die 7. *Rochester Conference on high energy nuclear physics* besuchen, die vom 15.–19. April 1957 stattfand. In der von M. L. Goldberger geleiteten Sitzung über theoretische Physik hielt er ein Referat über die „Structure of the vacuum expectation value of three field operators", das auch in den *Proceedings* [1957, Session IV, S. 17–27] abgedruckt wurde.
[14] Vgl. den Brief [2358].
[15] Vgl. Källén und Wightman (1958). Über diese Rechnungen berichtete Källén auch in seinem oben erwähnten Referat während der 7. *Rochester Conference*.
[16] Pauli erhielt erst am 19. Januar die Nachricht von dem ihm unerwarteten Ausgang dieser amerikanischen Experimente (vgl. die Briefe [2451, 2459 und 2460]).
[17] Über diese Experimente von de Groot und Tolhoek (1956) hatte ihm Pauli in seinem vorangehenden Brief [2413] geschrieben.
[18] Vgl. den Brief [2428].

## [2433] Pauli an Heisenberg

Zürich, 4. Januar 1957

Lieber Heisenberg!

Dein Neujahrsbrief (1. 1.) traf bei mir zugleich mit einem Brief von Källén ein;[1] auf letzteren komme ich noch zurück.

Erst zum Inhalt Deines Briefes. *Obwohl* ich mir der Möglichkeit bewußt bin, die Hamiltonfunktion des Lee-Modells so zu verändern, daß der Teilraum $(1_V, 0, 0) + (0, 1_N, 1_k)$ davon unberührt bleibt – bin ich mit Deinen Schlußfolgerungen *nicht* einverstanden. Nach wie vor bin ich vielmehr der Ansicht, daß bei Dir noch ein *wesentliches* Prinzip fehlt (sowohl physikalisch als auch mathematisch).

Ich will nun versuchen, mir selbst und Dir klarzumachen, *warum* ich diese von Dir abweichende Meinung habe. Es handelt sich im wesentlichen um die Forderung 3. Deines Briefes (Seite 2), die verlangt, daß der Dipolgeist nicht entstehen kann, wenn er anfangs nicht da ist.

Ein Dipolgeist ist natürlich eine *Entartung*: zwei Energiewerte *fallen* (bei besonderer Wahl der in der Hamiltonian auftretenden Konstanten) *zusammen*. Normalerweise, bei positiv definiter Metrik z. B., kann bekanntlich eine Entartung durch *äußere Störungen* aufgehoben werden. Warum nun ist dies nicht

auch bei Deinem Dipolgeist im Lee-Modell möglich? *Welches Prinzip schließt das aus?*

Um diese Frage zu untersuchen, *muß* man auch *andere* Teilräume (Sektoren) außer dem einfachsten oben angeschriebenen heranziehen. Ich weiß wohl, daß es Deine Meinung ist, diese besondere Entartung des Grenzfalles zwischen reellen und komplexen Energiewerten bei indefiniter Metrik sei etwas ganz Besonderes, nicht vergleichbar mit sonstigen gewöhnlichen Entartungen; *kurz*, dort sei ein besonderer Schatz vergraben.

Um über das Vorhandensein derselben aber ins klare zu kommen, mußt Du mir erlauben, andere Sektoren heranzuziehen (mit oder ohne Zusätze in der Hamiltonfunktion).

Als eine verhältnismäßig einfache Möglichkeit schlägt Källén hierfür die folgende vor: Man bringe ein neues $N$-Teilchen hinzu und sehe nach, ob das von Weinberg ausgerechnete *Potential zwischen N und $V_+$ einerseits, N und $V_-$ andererseits wirklich genau gleich wird, wenn die Energiewerte von $V_+$ und $V_-$ zusammenfallen?* (Doppelwurzel, Dipolgeist.)

Wenn *nicht*, würde das $N$-Teilchen die Entartung aufheben und aus dem Dipol zwei energetisch getrennte Mono-Pole machen. Dann könnte man mit Prozessen

$$N' + N_2 + \Theta + \Theta' \to \begin{cases} N' + V_+ + \Theta_1 & \omega_1 > 0 \\ N' + V_- + \Theta_2 & \omega_2 < 0 \\ N_1' + N_2' + \Theta_3 + \Theta_4' & \omega_3 > 0 \end{cases}$$

$$\omega_1 + \omega_2 + \omega_3 = 1$$

natürlich $V_+$ und $V_-$ erzeugen, außerdem getrennt erhalten; es hätte hier nicht nur die Summe $\omega_1 + \omega_2$, sondern auch die Posten $\omega_1$ und $\omega_2$ einzeln eine Bedeutung, die S-Matrix wäre nicht unitär.

Källén sagt, um diese Frage zu entscheiden, sei „eine ganz elementare, aber ein wenig mühsame Rechnung“ nötig und er könnte wohl in Kopenhagen jemand finden, der sie macht. Aber natürlich wollen sie in Kopenhagen nicht mit so etwas anfangen, ohne Deine Stellungnahme dazu gehört zu haben und auch, ob Du die Frage genügend interessant findest.

Dies ist eine *spezielle* Frage, mich interessiert noch mehr der allgemeine Rahmen, in die er fällt:

Dein Punkt 3., ob der Dipolgeist, wenn anfangs nicht vorhanden, erzeugt werden kann, ist aufs engste gekoppelt mit der Frage, *ob der Dipol überhaupt stets beisammen bleibt.* (Ich vermute, beides ist ein und dasselbe.)

Es handelt sich ja bei $V_+$ und $V_-$ um *stabile* Zustände, nicht um metastabile, wie Du früher annahmst. Die Entartung der Energie sieht so „zufällig“ aus: Was *macht sie* zu einer *prinzipiell nicht aufhebbaren* Entartung? Es ist doch an Dir, *einen allgemeinen Grund anzugeben*, aus dem das folgt. Dein bloßer Hinweis darauf, daß es ja viele Möglichkeiten für die Hamiltonfunktion gebe, genügt mir da nicht.

Kurz, es ist die alte Frage, warum „der Geist in der Flasche bleibt“! Sie tritt aber beim Lee-Modell in einer Form auf, die mir einer weiteren Untersuchung fähig zu sein scheint. Und das halte ich für einen Fortschritt.

Bis jetzt habe ich nur gesehen, daß bei der Doppelwurzel in Göttingen irgendwelche Wünschelruten ausschlagen; ich hoffe aber, daß wir beide aus dieser Diskussion noch wesentlich mehr werden lernen können.

Falls Du auf Briefe nach Kopenhagen eine Antwort bekommen willst, gebe ich Dir den praktischen Rat, nicht an Møller oder Glaser, sondern an Källén zu schreiben. Dieser schreibt nämlich sehr gerne lange Briefe (besonders wenn er glaubt, andere widerlegen zu können, was bei ihm fast immer der Fall ist).

Im Moment bin ich sehr gerne bereit, auf Wunsch eine Vermittlung zwischen Dir und Kopenhagen zu übernehmen (ich kenne, glaube ich, sowohl Deine als auch Källéns Psychologie ganz gut).

Nun bin ich auf Deine Antwort gespannt. Die Neujahrswünsche erwidern wir gerne von Haus zu Haus; Grüße auch an Herrn Haag.[2]

Stets Dein W. Pauli

[1] Vgl. die Briefe [2430 und 2432].

[2] Rudolf Haag hatte 1951 bei Fritz Bopp in München promoviert und anschließend als wissenschaftlicher Assistent dort an der Universität gearbeitet. Nach einer einjährigen Mitarbeit in der Theoriegruppe von CERN in Kopenhagen kehrte er nach München zurück und ging im Herbst 1956 zu Heisenberg an das Göttinger *Max-Planck-Institut* für Physik. Siehe hierzu auch S. 84, Anm. 4.

## [2434] Pauli an Källén

Zürich, 4. Januar 1957
[1. Brief]

Lieber Herr Källén!

Haben Sie vielen Dank für Ihren Brief vom 2. des Monats. Er kam zugleich auf meinen Tisch mit einem Brief von Heisenberg.[1] Ich fühle mich zwischen zwei Feuern und fühle mich dabei ganz wohl: Habe den Eindruck, das neue Jahr beginne gut. Schließlich ist Mathematik und Physik objektiv, und Psychologie habe ich etwas gelernt im Lauf eines längeren Lebens, viel in Praxis und ein wenig auch in Theorie.

Mein Eindruck ist, Sie haben die Heisenbergschen Ideen *ganz richtig* verstanden: die *Meta*stabilität des Dipolzustandes ist *aufgegeben*: Es handelt sich genau um *den* Fall Ihrer Figur, der dort mit $A_0$ bezeichnet ist. (*A positiv!*)

Anstelle der verlassenen Metastabilität des Geisterzustandes hat Heisenberg nun ein *neues* Axiom:

*Im Falle $A_0$ soll es unmöglich sein, diesen Dipolgeist zu erzeugen (herzustellen), wenn er im Anfangszustand nicht vorhanden war.* (Dies sagte Heisenberg *explizit* in seinen Briefen an mich!)

Das *muß* doch heißen, daß nach Heisenberg in diesem Sonderfall ($A_0$) für die Prozesse (Seite 2 Ihres Briefes)

$$N + \Theta + \Theta' \to \begin{cases} V_+ + \Theta_1 & \omega_1 > 0 \\ V_- + \Theta_2 & \omega_2 < 0 \\ N' + \Theta_3 + \Theta_3' & \text{Summe gleich } \omega_3 > 0 \end{cases}$$
$$(\omega_1 + \omega_2 + \omega_3 = 1)$$

$\omega_1 + \omega_2 = 0$, $\omega_3 = 1$ gilt. Das ist *meine* Interpretation von Heisenberg. ($\omega_1 = +\infty$, $\omega_2 = -\infty$ ist angenommen; darüber hinaus aber wesentlich mehr!)

Ich glaube nun, daß Heisenberg „verloren" wäre, wenn man den entarteten Dipolzustand *erzeugen* könnte. Dies ist ja *gar nicht unabhängig* von der Frage, ob es möglich ist, durch eine kleine Störung die Entartung des Dipolgeistes wieder aufzuheben. Wenn für ein $N$-Teilchen das Potential zwischen $N_1 V_+$ und $N_1 V_-$ verschieden ist, muß es auch möglich sein, mit Prozessen $N_1 + N_2 + \Theta + \Theta'$ sowohl $V_+$ wie $V_-$ als auch den Dipolgeist zu erzeugen, wenn er anfangs *nicht* da war.

Bevor jemand in Kopenhagen diese Rechnung anfängt, möchte ich aber *Ihre* Antwort auf diesen Brief abwarten (ist im Fall auf voriger Seite *wirklich* $\omega_3 = 1$, $\omega_1 + \omega_2 = 0$?) und *dann* nochmals an Heisenberg schreiben. *Sollten Sie es widerlegen können, wäre ich froh!*

Die Psychologie von Heisenberg ist, daß er immer, wenn man ihn widerlegt, seine Annahmen modifiziert. Wenn ich also darauf hinweise, daß in anderen Teilräumen des Lee-Modells *neue* Geister entstehen können, weist er auf die Möglichkeit hin, die Hamiltonfunktion des Lee-Modells so zu modifizieren, daß der Teilraum $(1_V, 0, 0)$ und $(0, 1_N, 1_k)$ [nicht][2] modifiziert wird, etc. – und das geht ins Uferlose.

Wahrscheinlich wird er also im Falle, daß Sie recht haben, die Hamiltonfunktion *so* zu modifizieren versuchen, daß ($V_+$, $V_-$) auch mit 2 $N$-Teilchen im Anfangszustand *nicht erzeugt* werden können.

Schwierig ist es, für einen anderen zu sprechen!

Von der „renormalization" Ihrer Familie haben Sie erzählt. Herzlichen Glückwunsch zur 2. Tocher = 3. Kind. Elisabeth (ein durch Richard Wagner etwas in Mißkredit gekommener biblischer Name).[3]

Viele Grüße von Haus zu Haus Ihr W. Pauli

(Solange $\gamma_0 < 0$, aber $\neq 0$, ändert die Renormalisation von $\Psi_V$ die Theorie natürlich nicht!)

[Zusatz am oberen Briefrand:] P. S. Aus viel früheren Briefen Heisenbergs geht wohl hervor, daß er allgemeinere Gründe für $\omega_1 \to \omega_2 = 0$, $\omega_3 = 1$ zu haben *glaubt* im Grenzfall des Überganges von Wellen zu komplexen Energiewerten. Er scheint diese Entartung bei indefiniter Metrik für etwas ganz Besonderes zu halten!

[1] Vgl. die Briefe [2430 und 2432].

[2] Textverlust durch Lochung.

[3] Wahrscheinlich meinte Pauli die in Wagners romantischer Oper *Tannhäuser und der Sängerkrieg auf der Wartburg* auftretende Nichte des Landgrafen von Thüringen. Wenn er auf den „etwas in Mißkredit gekommenen biblischer Namen" anspielte, so mag er sich dabei auf Nietzsches Schwester Elisabeth bezogen haben. Sie führte zeitweilig den Haushalt bei den Wagners und war auch mit Wagner in eine engere Beziehung getreten. Nachdem später die Freundschaft zwischen Wagner und Nietzsche zu Bruch kam spielte sie bei der Herausgabe der Schriften ihres Bruders eine unrühmliche Rolle, indem sie die Texte vielfach verfälschte.

## [2435] Pauli an Källén

Zürich, 4. Januar 1957
[2. Brief]

Lieber Herr Källén!

Nachdem ich heute morgen meinen Antwortbrief an Sie abgeschickt habe,[1] kam mir nun ein sehr starker Verdacht, daß der von Ihnen diskutierte Effekt der Differenz der „Weinberg-Potentiale“ zwischen $(N, V_+)$ und $(N, V_-)$ im Falle der Doppelwurzel *doch Null* sein wird. Und zwar kam mir dieser Verdacht ganz unabhängig von Heisenberg.

Die gewöhnliche Entartung, die man aus der positiv-definiten Metrik kennt, ist ja so, daß zwar zwei (oder mehrere) Energiewerte zusammenfallen, daß aber zu diesen *zwei* (oder mehrere) *linear unabhängige Eigenlösungen* existieren.

Das ist aber nicht so im Falle der Doppelwurzel mit indefiniter Metrik. Für die Wurzeln $z_\pm \equiv -\lambda_\pm$ haben wir ja (*nicht*-renormalisierte Felder und nicht-normalisierte Lösungen)

$$|V_{-\lambda_\pm}\rangle = C_\pm \left[ |1_V, 0, 0\rangle + \frac{g_0}{\sqrt{2V}} \sum_k \frac{f(\omega)}{\sqrt{\omega}} \frac{1}{\omega + \lambda_\pm} |0, 1_N, 1_k\rangle \right]$$

{siehe unsere Gleichung (44)}. Die $C$'s sind willkürlich, die Eigenwertbedingung ist

$$\chi(-\lambda_+) = 0, \quad \chi(-\lambda_-) = 0.$$

Fallen nun die beiden Wurzeln in eine $z_0 = -\chi_0$ zusammen mit $\chi'(-\lambda_0) = 0$, so scheint mir tatsächlich nur die *eine* Lösung

$$|V_{-\chi_0}\rangle = C \left[ |1_V, 0, 0\rangle + \frac{g_0}{\sqrt{2V}} \sum_k \frac{f(\omega)}{\sqrt{\omega}} \frac{1}{\omega + \lambda_0} |0, 1_N, 1_k\rangle \right]$$

übrig zu bleiben. Die Bedingung $\chi'(-\lambda_0) = 0$ drückt dann aus, daß *ihre Norm verschwindet* (so daß also $C$ unbestimmbar bleibt).

Es ist also wirklich nur *ein* Zustand, und zwar ein „Nullzustand“.

Ich sehe auch gar nicht, woher eine zweite Lösung kommen kann. (Zum gleichen Ergebnis kommt man, wenn man den Limes von den komplexen Wurzeln her macht.)

Dies muß auch der Grund dafür sein, daß *dort* bei *einem* $N$-Teilchen

$$\omega_1 + \omega_2 = 0, \quad \omega_3 = 1$$

wird (natürlich *unabhängig* von der Renormalisation der Felder, die im Gegenteil für die Diskussion der $\omega_i$-Werte unnötig ist).

Ist die „ganz elementare, aber ein wenig mühsame Rechnung“, von der Sie p. 3 Ihres Briefes[2] sprechen, noch nötig?

Ich schreibe alle meine Briefe – wie Bohr sagt – „nicht um zu kritisieren, nur um zu lernen“.

In diesem Sinne
herzlichst Ihr W. Pauli

[1] Vgl. das vorangehende Schreiben [2434].
[2] Vgl. den Brief [2432].

## [2436] Heisenberg an Pauli

Göttingen, 4. Januar 1957

Lieber Pauli!

Unsere Briefe haben sich gekreuzt, und ich will auf Deinen zweiten Brief[1] jetzt nur eine kurze und vielleicht etwas schnelle Antwort schicken und dann erst mit Haag mich für eine Zeitlang in die mathematische Analyse vertiefen.

Ich glaube die Bedeutung Deiner Fragestellung über die höheren Sektoren jetzt voll verstanden zu haben: Es darf nicht vom Zufall spezieller Wechselwirkungen abhängen, ob die Eigenwerte anständige hermitesche Eigenwerte oder Geister sind. Wenn das Quantisierungsverfahren brauchbar sein soll, muß man *zeigen* können, daß keine weiteren Geister (außer dem Geisterdipol) auftreten, denn sonst würden sie in meinem Modell wahrscheinlich auch auftreten. Es sieht aber zunächst, nach Deinen Rechnungen, so aus, als könnten Geister auftreten.

Ich weiß dazu mathematisch noch nichts, habe aber eine bestimmte Vermutung. Ich glaube, daß zwar *vor* dem limes $U \to \infty$ Geister auftreten können, daß sie aber $U \to \infty$ verschwinden. Als mathematisches Verfahren zum Beweis schwebt mir etwa folgendes vor: Man renormiere *zuerst* vollständig und vollziehe den limes $U \to \infty$. Bei der Berechnung der $S$-Matrix kann man das wohl (?) so machen wie bei Dyson: Berücksichtigung nur der irreduziblen Graphen ohne Selbstenergieanteile, wobei der Vertexpart aber die renormierte Wechselwirkung ist. Der einzige Unterschied zur normalen Mathematik besteht dann darin, daß an die Stelle der $S_F$-Funktion des $V$-Teilchens die renormierte Funktion $S'_F$ tritt, die die ungewöhnliche Eigenschaft hat, für $t = t'$ zu verschwinden. Für die stationären Zustände weiß ich nicht, wie die Mathematik aussehen wird; ich denke, etwa ein System von Low-Gleichungen oder ein Lehmann-Zimmermann-Symanzik-Formalismus. Jedenfalls kommt die Hamiltonfunktion nicht mehr vor; alle Größen sind endlich. Meine Hoffnung ist: man wird beweisen können, daß nur anständige „hermitesche“ Eigenwerte vorkommen, da ja die renormierte Wechselwirkung hermitesch ist und die indefinite Metrik sich nur an zwei Stellen äußert: bei dem Ersatz von $S_F$ durch das ungewöhnliche $S'_F$ und in der Tatsache, daß der Hilbertraum noch den Geisterdipol enthält, der aber als Anfangs- oder Endzustand nicht vorkommt. *Vor* dem Grenzübergang $U \to \infty$ scheint mir die Sache viel gefährlicher, weil dann $S'_F$ eine „nichtlokale“ Verschmierung in der Zeit enthält, die neue Geister produzieren kann.

Aber das alles ist nur Vermutung; ich hoffe einstweilen wie Du, daß man die Frage wird entscheiden können, und wäre Dir und Källén für Mitwirkung dankbar.

Viele Grüße! Dein W. Heisenberg

[1] Vgl. die Briefe [2431 und 2433].

## [2437] Rasetti an Pauli[1]

Baltimore, 4. Januar [1957][2]
[Aerogramm, Maschinenschrift]

Dear Pauli!

Many thanks for your letter[3] of December 10 and especially for the most interesting copy of the letter that you wrote to the nuclear physicists at the Tübingen meeting about your hypothesis of a neutral particle emitted in $\beta$-decay.[4] This confirms my recollection that this particle had been called a „neutron“, but only in private communications; in fact that name is used in this sense in the „Kopenhagener Faust“:[5]

Das Neutron tritt auf und singt:[6]

Meine Ladung ist hin,
Statistik ist schwer
Ich finde sie nimmer
Und nimmermehr.
... ... ... ... ...
Auch der Stickstoffkern
Steht mir nicht ganz fern.
usw.

Evidently the name „neutron“ as applied to the heavy nucleon had been mostly confined to the Rutherford group, so that the homonimy did not bother anybody.

I shall follow your advice and ask Gamow if he remembers anything else. Possibly I will see him at the New York meeting of the American Physical Society at the end of the month.[7] Probably you are not aware of his leaving George Washington University for the University of Colorado,[8] so that he is no longer easily accessible.

Many thanks again for the interest you have taken in this historical investigation, and best wishes for the New Year.

Sincerely, Franco Rasetti

[1] Franco Rasetti interessierte sich für diese Fragen im Zusammenhang mit seiner Mitarbeit bei der Herausgabe von Fermis *Collected papers* (vgl. Band **IV**/3, S. 684f.).

[2] Im Original ist das Datum 1956 angegeben. Der Dank für das Schreiben [2410] vom 10. Dezember und für die ihm überlassene Kopie des berühmten Neutrinobriefes [259] vom 4. Dezember 1930, die Pauli laut Brief [2410] erst Anfang Dezember 1956 in Händen hielt, weisen jedoch darauf hin, daß das von Rasetti angegebene Datum eine der häufig zum Jahresbeginn begangenen Fehldatierungen ist.

[3] Dieses Schreiben liegt uns nicht vor.

[4] Der hier erwähnte Brief ist der (im Band **II**, S. 39–40 abgedruckte) häufig im Zusammenhang mit der ersten Ankündigung der Neutrinohypothese zitierte *Offene Brief* [259] vom 4. Dezember 1930 an *die radioaktiven Damen und Herren*.

[5] Die Faustparodie wurde zu Ostern 1932 von den Besuchern des Bohr-Institutes zu Goethes hundertstem Todesjahr in Kopenhagen aufgeführt. Außerdem entstand damals eine kleine mit Zeichnungen versehene Broschüre, von der diverse Auflagen erhalten sind (vgl. hierzu Meyenn, Stolzenburg und Sexl [1985, S. 308–342]).

[6] Im Kopenhagener Original heißt es: „*Gretchen* tritt auf und singt (Melodie: *Gretchen am Spinnrad* von Schubert).“ Die Rolle von Gretchen hatte damals Ellen Tvede, die künftige Frau von V. F. Weisskopf gespielt.
[7] Das *New York Meeting* der APS fand vom 30. Januar–2. Februar 1957 in den Räumen des Hotels *New Yorker* statt. Das Programm und eine Zusammenfassung der Referate ist im *Bulletin of the American Phyical Society*, Series **II**, Vol. **2**, No. 1 enthalten. Vgl. hierzu auch die Bemerkungen in Weisskopfs Brief [2493].
[8] Gamow wurde 1956 an die *University of Colorado* berufen, wo er – neu verheiratet – bis zu seinem Tode im Jahre 1968 blieb.

## [2438] Pauli an Heisenberg

Zürich, 7. Januar 1957

Lieber Heisenberg!

Dank für Deinen Brief vom 4.,[1] der mir jedenfalls in der richtigen Richtung zu gehen scheint. Ob sich Deine spezielle Vermutung über $U \to \infty$ als richtig erweisen wird, muß sich erst zeigen; jedenfalls ist die ganze Sache wieder stark im Fluß!

Es macht ja nichts, wenn sich gelegentlich Briefe kreuzen. Am gleichen Tag, als ich meinen letzten Brief an Dich geschrieben habe, schrieb ich auch meine Antwort an Källén;[2] da kam ich aber in eine etwas andere Stimmung, als ich in dem Brief an Dich war. (Meine eigene Psychologie ist, daß ich leichter *das* sehe, was *gegen* das spricht, was der andere sagt. Bin ich also zwischen zwei Feuern, so habe ich eine gute Chance, das Richtige zu finden.)

So schrieb ich ihm, daß der Dipolgeist nicht mit einer gewöhnlichen Entartung zu vergleichen sei, bei der es zwei linear unabhängige Lösungen zum gleichen Energiewert gibt. Hier gibt es ja nur eine (siehe unten). Deshalb hätte ich den stärksten Verdacht, daß sein Effekt eines Unterschiedes der Kräftepotentiale zwischen $(N, V_+)$ und $(N, V_-)$ im Limes, wo $V_+$ und $V_-$ zum Dipolgeist zusammenfallen, verschwinden müsse. Und ich schloß mit der Frage, ob die „ganz elementare, aber ein wenig mühsame Rechnung“ (von der er sprach) wirklich nötig sei.

Ich habe dann noch nachgesehen, was aus unseren Lösungen, siehe K P, Gleichung (43),[3] im Falle des Dipolgeistes wird. Schreibt man diese zeitabhängig für *nicht* renormalisierte Felder und nicht-normalisiert, so ergibt sich als möglicher Zustand

$$|z\rangle = C_+ \left[ |1_V, 0, 0\rangle + \frac{g_0}{\sqrt{2V}} \sum_k \frac{f(\omega)}{\sqrt{\omega}} \frac{1}{\omega + \lambda_+} |0, 1_N, 1_k\rangle \right] e^{i\lambda_+ t}$$
$$+ C_- \left[ |1_V, 0, 0\rangle + \frac{g_0}{\sqrt{2V}} \sum_k \frac{f(\omega)}{\sqrt{\omega}} \frac{1}{\omega + \lambda_+} |0, 1_N, 1_k\rangle \right] e^{i\lambda_- t}$$

$$\chi(-\lambda_+) = \chi(-\lambda_-) = 0; \quad \gamma_0 = -\frac{g_0^2}{4\pi^2}$$

$$\chi'(z) = \frac{d\chi}{dz} = -\frac{d\chi}{d\lambda}; \quad -1 + \frac{g_0^2}{2V} \sum_k \frac{f^2(\omega)}{\omega(\omega + \lambda)^2} = |\gamma_0| \chi'(-\lambda).$$

Geht man zur Grenze über, so gibt es *zwei* Möglichkeiten. $\lambda_+ \to \lambda_0$, $\lambda_- \to \lambda_0$; $\lambda_+ - \lambda_- \to 0$; $\chi'(-\lambda_0) = 0$. Die *eine* ist die triviale

$$C_+ = C_- = \frac{C}{2},$$

welche ergibt

$$|A\rangle = C\left[|1_V, 0, 0\rangle + \frac{g_0}{\sqrt{2V}} \sum_k \frac{f(\omega)}{\omega} \frac{1}{\omega + \lambda_0} |0, 1_N, 1_k\rangle\right] e^{i\lambda_0 t}.$$

Die Bedingung $\chi'(-\lambda_0) = 0$ drückt gerade aus, daß die Norm dieses Zustandes Null ist. (Beachte das negative Vorzeichen, des von $|1_V, 0, 0\rangle$ hierzu gelieferten Termes!)

Die *zweite* Möglichkeit ist aber

$$C_+ = \frac{C'}{\lambda_+ - \lambda_-}; \quad C_- = -C_+ = -\frac{C'}{\lambda_+ - \lambda_-}.$$

Wegen $\frac{d}{d\lambda} \frac{e^{i\lambda t}}{\omega+\lambda} = \left[\frac{it}{\omega+\lambda} - \frac{1}{(\omega+\lambda)^2}\right] e^{i\lambda t}$ $\frac{d}{d\lambda}(e^{i\lambda t}) = ite^{i\lambda t}$ liefert diese

$$|A'\rangle = C'\left[it|1_V, 0, 0\rangle + \frac{g_0}{\sqrt{2V}} \sum_k \frac{f(\omega)}{\sqrt{\omega}} \left[\frac{it}{\omega+\lambda_0} - \frac{1}{(\omega+\lambda_0)^2}\right] |0, 1_N, 1_k\rangle\right] e^{i\lambda_0 t}.$$

Sie zeigt das von Dir angegebene charakteristische Verhalten: *Terme mit* $te^{i\lambda_0 t}$ neben solchen mit $e^{i\lambda_0 t}$, ist also *kein Eigenzustand der Energie.*

Die Bedingung $\chi'(-\lambda_0) = 0$ sorgt dafür, daß die Norm $(A', A')$, ebenso das Skalarprodukt $(A, A')$, von der Zeit unabhängig wird.

Natürlich kann man leicht eine Linearkombination

$$|B\rangle = \alpha|A\rangle + \alpha'|A'\rangle$$

so wählen, daß

$$(B, B) = 0, \quad (A, B) = 1$$

wird. Für *diese* Zustände wird die in meinem letzten Brief mit $\eta'$ bezeichnete Matrix

$$(A|\eta'|A) = (B|\eta'|B) = 0$$
$$(A|\eta'|B) = (B|\eta'|A) = 1$$

(es ist hermitesch)

allgemein

$$(B, A) = (A, B)^*.$$

Ich kann mir nun nicht denken, daß die zweite Lösung (als Nicht-Energie-Eigenzustand) im Limes des Dipolgeistes für das Kräftepotential zwischen $V$ und $N$ Teilchen eine Rolle spielen kann. Wenn Du mir aber im einzelnen noch

sagen könntest, *wie* es herauskommt, wäre ich ganz froh. Wahrscheinlich ist aber Källén inzwischen auch schon daraufgekommen.

Was das fehlende mathematische Prinzip betrifft, so muß es sich also wohl *nur* darauf beziehen, daß es dafür zu garantieren hat, daß keine anderen Geister als Dipolgeister auftreten im Einklang mit Deinem Brief vom 4. des Monats. *Dies könnte gerade die richtige Theorie eindeutig bestimmen.* Ob es bei Deinem speziellen Modell (nicht lineare Spinorgleichungen) schon so ist, das ist mir sehr fraglich, aber *Dein* spezielles Modell ist vielleicht nicht richtiger als das Lee-Modell (ersteres ist allerdings lorentzinvariant).

Wichtig ist aber die Mathematik, welche zur Behandlung der Frage der Existenz eines Systems führen sollte, das nur reguläre physikalische Zustände *und* Dipolgeister enthält.

Hier habe ich eine mathematische Frage, die $\eta$-Matrix betreffend. Es ist mir jetzt ganz klar, was diese Matrix ist in einer Darstellung, die auf eben diese Zustände (Energie-Impuls-Zustände und Dipolgeister) bezogen ist; diese Darstellung habe ich $\eta'$ genannt.

Nun gibt es in der K P-Arbeit aber auch die Ausgangsdarstellung der $\eta$-Matrix, die auf die „nackten" Teilchen bezogen ist {siehe K P, Gleichung (46)} – die z. B. einfach $-1$ ist im Diagonalelement zu $|1_V, 0, 0\rangle$ Von dieser Ausgangs-Darstellung $\eta$ führt dann die nicht-unitäre Transformation

$$\eta' = U^* \eta U$$

zur anderen, gesuchten Darstellung $\eta'$. ($U^{-1} H U = E$ diagonal.)

Siehe meinen letzten Brief.

*Was entspricht dem nun in Deiner Integrationsmethode?*

Es scheint mir, daß dieser Gesichtspunkt der $\eta$-Matrix bei Dir (aus historischen Gründen) formal zu kurz gekommen ist. Man soll auch bei der Diskussion der Kausalitätsfragen auf ihn zurückkommen.

Für heute herzlichst Dein W. Pauli

[1] Vgl. den Brief [2433].
[2] Vgl. den Brief [2434].
[3] Mit K P bezieht sich Pauli hier und im folgenden auf die gemeinsame Publikation Källén und Pauli (1955h, S. 11).

## [2439] Källén an Pauli

Kopenhagen, 8. Januar 1957[1]
[Maschinenschrift]

Lieber Professor Pauli!

Vielen Dank für Ihre zwei Briefe.[2] Hier folgt nur eine vorläufige Antwort des *letzten* Briefes. Ich glaube nicht, daß man so argumentieren kann, wie Sie es machen wollen. Eben weil diese Zustände die Norm Null haben, kann man die gewöhnliche Störungstheorie nicht benützen. Dort wird ja mit der Norm des

Anfangszustandes dividiert. In der normalen Theorie ist dieser Faktor gleich eins, weshalb man ihn nicht sieht. In unserem Fall kommt aber 0/0 heraus. Wenn Ihr Argument richtig wäre, sollte ja *keine* Störung diesen Zustand aufspalten können. Wir wissen aber explizit, daß z. B. die Störung $\varepsilon\psi_V^+\psi_V$ oder die Störung $\varepsilon\psi_N^+\psi_N$ wirklich die Dipolgeister aufspalten. Sie entsprechen nämlich einer Änderung der Konstante A und damit einer Aufspaltung. Ich sehe deshalb keinen anderen Weg, als jedes Problem explizit nachzuprüfen. Hierbei kann man die Störungstheorie nicht benützen, sondern muß mehr oder weniger exakt rechnen. Glücklicherweise ist das im Modell möglich. Ich bin auch nicht so sicher, daß $\omega_1$ und $\omega_2$ wirklich $+$ und $-$ unendlich sind. Es ist durchaus möglich, daß sie die Form 0/0 haben. Wenn ich mehr weiß, so schreibe ich wieder.

Ihr sehr ergebener Gunnar Källén

[1] Zusatz von Pauli: „Beantwortet 10. I."
[2] Vgl. die Briefe [2434 und 2435].

## [2440] Fierz an Pauli

[Basel], 9. Januar 1957

Lieber Herr Pauli!

Nun habe ich also die verschiedenen Dokumente, die den Grenzübergang Photonmasse = 0 betreffen, studiert. Die Methode von Coester[1] ist gewiß die einfachste, wenn man auch einwenden kann, daß der Fall $m \neq 0$ dort etwas Künstliches ist. Meine eigene Überlegung hat jedoch einen etwas anderen Zweck. Da soll gezeigt werden, daß die Kontinuitätsgleichung $\frac{\partial j_\mu}{\partial x^\mu} = 0$ in einer Proca-Theorie im limes $m = 0$ zwangsläufig folgt; und zwar auch dann, wenn diese für $m \neq 0$ nicht gilt. Meine Überlegung ist „klassisch", nicht quantentheoretisch. Die quantentheoretische Übertragung habe ich mir nicht überlegt, und sie ist vielleicht gar nicht möglich. Denn die Kopplung des Longitudinalfeldes wird ja im lim $m = 0$ unendlich groß. Klassisch ist das dann so gut wie eine verschwindende Kopplung. In der $q$-Theorie, wo man Störungsrechnung treibt, wird die Sache aber dann etwas peinlich.

Das ganze ist aber eine sehr akademische Angelegenheit.

Im übrigen war ich gestern nach Lektüre des Jauch-Rohrlichschen Buches[2] sehr deprimiert. Das liegt nicht am Buch, sondern an der Sache. Vor 10 Jahren hat man die Renormalisierung erfunden, und das war gewiß ein Fortschritt. Und doch versteht man die Quantenelektrodynamik immer noch gar nicht – jedenfalls ich selber verstehe nichts. Wenn man besagtes Buch liest, so wird einem alles mögliche über die Unitarität der S-Matrix und die allgemeine Möglichkeit der Renormalisierung bewiesen. Und doch sind diese Beweise alles Spiegelfechtereien.

Ich glaube, man weiß doch, daß die zugrunde gelegten Begriffe gar nicht wirklich existieren – es gibt wohl keinen Hilbertraum für die Felder, und die Reihen konvergieren gar nicht. Man macht mühsame und scharfsinnige Überlegungen,

die physikalisch nicht weiterhelfen. Ich verstehe nicht, warum die Theorie trotz allem so gut funktioniert. Ich weiß wohl, daß man die Theorie durch Abschneiden wahrscheinlich konvergent machen kann und daß das Abschneiden in der Quantenelektrodynamik nur wenig an den physikalischen Resultaten ändert. Gleichwohl scheint mir eine Diskrepanz zwischen dem Aufwand an Gelehrsamkeit und dem damit gewonnenen physikalischen Verständnis zu bestehen, der mir zu zeigen scheint, daß man die Hauptsache bisher nicht erkannt hat.

Nun, Sie wissen das ja alles auch. Aber mich hat all das erneut sehr betrübt – ja eben deprimiert. Gewiß, Depressionen haben noch andere, mehr persönliche Gründe. Aber die theoretische Physik hat es in sich, daß in sie das Persönliche einfließt. Versteht man dann die Physik nicht, so versteht man das Persönliche nicht. Umgekehrt kann es auch sein – und das ist ebenso deprimierend.

Nehmen Sie diese „Herzensergießung eines Klosterbruders“ freundlich entgegen, auch wenn nichts daraus folgt!

Mit den besten Grüßen Ihr M. Fierz

[1] Coester (1951). – Vgl. hierzu Paulis Schreiben [2396] vom 15. November 1956, worin er auf Coesters Methode und ihre Behandlung in dem weiter unten genannten Buch von Jauch und Rohrlich eingeht.

[2] Jauch und Rohrlich [1955].

## [2441] Heisenberg an Pauli

Göttingen, 9. Januar [1957][1]

Lieber Pauli!

Dein Brief (vom 7. 1.)[2] paßt genau zu den Ergebnissen, die Haag hier inzwischen ausgerechnet hatte, aber ich finde Deine Darstellung noch klarer: Es gibt im limes des Geisterdipols zwei Zustände, einen Nullvektor (in Zukunft „Nullzustand“ genannt) und einen dipolartigen Vektor (in Zukunft „Dipolzustand“ genannt), von denen *nur der erstere* ein Energieeigenzustand ist.

Um zu zeigen, daß der „Dipolzustand“ nicht angeregt werden kann, habe ich zwar nicht das Källénsche Problem behandelt, aber einmal nachgesehen, wie die S-Matrix für den Streuprozeß

$$\mathrm{N} + 2\theta \rightarrow \begin{cases} \mathrm{N} + 2\theta \\ \mathrm{V}_+ + 2\theta \\ \mathrm{V}_- + 2\theta \end{cases} \tag{1}$$

aussieht und wie die Unitarität im limes des Geisterdipols herauskommt. Man muß da auf die Gleichungen (53) und (54) Eurer Arbeit[3] zurückgreifen und erhält qualitativ folgendes: Ich nenne wieder $\chi(\omega)$ die für die Eigenwerte charakteristische Funktion $\{\chi(\omega) = 0$ gibt die Eigenwerte$\}$, wobei

$$\chi(\omega) = \alpha + \beta\omega + g(\omega) \tag{2}$$

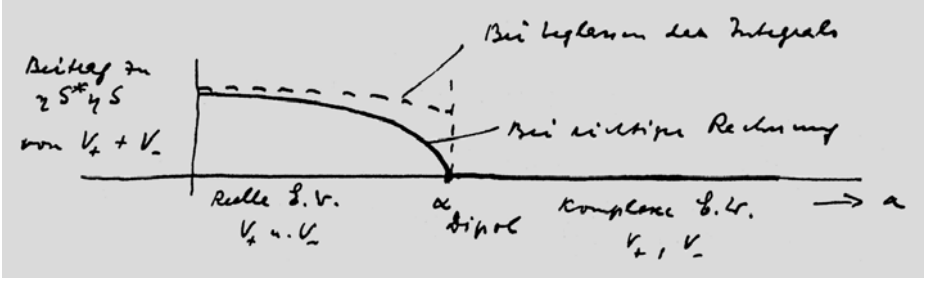
(Ich hoffe, die Bezeichnung stimmt mit der der früheren Briefe überein.) Durch Variation von $\alpha$ soll der Übergang vom Pauli-Källén-Fall zum Dipol und zum Fall der beiden komplexen Eigenwerte vollzogen werden. Man erhält dann durch Elimination von $\Phi_2(k, k')$ aus Deinen Gleichungen (53) und (54) eine Gleichung, die für den Streuprozeß (1) qualitativ etwa so ausschaut:

$$\Phi_1(k) g_0^2 \chi(\omega) = \int \Phi(k') f(\omega, \omega') dk' + \text{inhomogenes Glied.} \qquad (3)$$

Berechnet man nun den von den beiden Zuständen $V_+$ und $V_-$ herrührenden Beitrag zu Deiner Matrix

$$\eta S^* \eta S$$

(der Beitrag von $V_+$ ist positiv, der von $V_-$ negativ) in Abhängigkeit von $\alpha$, so ergibt sich qualitativ das folgende Bild




Läßt man zunächst das Integral rechts in (3) weg, vernachlässigt also die durch die nichtlineare Wechselwirkung verursachte Rückkopplung, so bleibt auch für $\alpha \to \alpha_{\text{Dipol}}$ ein Beitrag des „Dipolzustands“ übrig, daher geht der gesamte Beitrag von $V_+ + V_-$ *nicht* gegen Null. Berücksichtigt man aber die Rückkopplung, so verschwindet der Beitrag des Dipolzustands, und der Gesamtbeitrag von $V_+ + V_-$ verschwindet dann ebenfalls (und die S-Matrix der normalen Zustände wird unitär). Man kann das auch etwas ungenau so ausdrücken: Die Wechselwirkung hat zur Folge, daß zur Anregung des Dipolzustands unendliche Energien notwendig wären.

Damit scheint mir das von Dir gesuchte mathematische (oder physikalische) Prinzip klargestellt (aber noch nicht bewiesen!): Auch wenn man zu höheren Sektoren übergeht, kann man niemals eigentliche Geisterzustände erhalten, denn die nichtlineare Wechselwirkung verhindert, daß die Dipolzustände angeregt werden, weil zu ihrer Anregung unendlich viel Energie nötig wäre. Dann aber spielt sich das ganze Wechselwirkungsgeschehen nur noch in einem Hilbertraum ab, der außer normalen Zuständen (mit positiver Norm) nur noch zu diesen und zueinander orthogonale Nullvektoren enthält. In einem solchen Hilbertraum aber gibt es keine Zustände mit negativer Norm, und die Nullzustände liefern keinen Beitrag zur Größe

$$\eta S^* \eta S,$$

also wird die S-Matrix der normalen Zustände unitär.

Du siehst also, wie hier mein altes Argument zum Tragen kommt: Dieselbe nichtlineare Wechselwirkung, die dafür sorgt, daß die $\delta$-Funktionen auf dem Lichtkegel verschwinden, sorgt auch dafür, daß die Übergänge in die Dipolzustände verschwinden. Ich kann nicht behaupten, daß ich diesen Zusammenhang schon völlig klar verstanden oder gar bewiesen hätte, aber ich zweifle nicht mehr daran, daß es so ist.

Daraus folgt nicht, daß jede nichtlineare Theorie so, d. h. mit den Geisterdipolen, quantisiert werden kann; aber ich bin überzeugt, daß es beim Lee-Modell, und insbesondere bei meinem Modell, der Fall ist. Dazu ist ja nur eine hinreichend scharfe Nichtlinearität nötig.

Was Eurer Ausgangsdarstellung mit der $\eta$-Matrix in meiner Theorie entspricht, weiß ich noch nicht, da die neue Tamm-Dancoff-Methode sich ja um diese Frage in einer seltsamen Weise drücken kann. Aber es wäre sehr wichtig, hier etwas nachzubohren. Leider sind meine eigenen Fähigkeiten zu präziser Mathematik ja, wie Du weißt, sehr beschränkt; ich hoffe also, daß Du (und Haag und Källén) hier helfen kannst.[4]

Viele herzliche Grüße! Dein W. Heisenberg

[1] Dieser Brief war irrtümlich *1956* datiert, ein Versehen, das zum Jahreswechsel häufig auftritt.
[2] Vgl. den Brief [2438].
[3] Källén und Pauli (1955h, S. 14).
[4] Pauli war über eine solche Hilfe sehr skeptisch, denn er glaubte, Heisenberg zwinge seinen Mitarbeiter Haag, „etwas zu beweisen, was gar nicht stimmt!“ Vgl. hierzu die Briefe [2458 und 2462].

## [2442] Pauli an Heisenberg

Zürich, 10. Januar 1957

Lieber Heisenberg!

Dank für Deinen Brief vom 9.[1]

1. Heute kam ein kurzer Brief von Källén.[2] Er sagt darin nur kurz, man könne nicht a priori ohne nähere Rechnung sehen, was in dem von ihm formulierten Problem mit *zwei* N-Teilchen für den Dipolgeist herauskommen wird: ob er ein solcher bleibt oder sich in zwei Monopole spaltet. (N. B. Eine Störung, die auf Änderung der Konstante $\alpha$ hinausläuft, wie z. B. $\varepsilon\psi_V^+\psi_V$ oder $\varepsilon\psi_N^+\psi_N$ tut trivialerweise das letztere.)

Ich will Källén nun zureden, daß er *sein* Problem in Kopenhagen rechnen lassen soll.

Es könnte sein, daß das mathematische Prinzip, das das Fehlen anderer Geister als der Dipolgeister garantieren soll, schon im Fall *zweier* N-Teilchen beim Lee-Modell nicht gültig ist. Wird sich aber beim Lee-Modell entscheiden lassen.

2. Über die Unitarität der S-Matrix bei den Prozessen (1) Deines Briefes (höchstens ein N-Teilchen) sagt Källén in seinen Briefen nichts. *Ich* zweifle *nicht* daran, da es ja *sicher* so ist, wenn man den Geisterdipol von den *komplexen* Energiewerten her approximiert.

N. B. Ich glaube, man soll die Matrix $S^*\eta S$ betrachten, nicht $\eta S^*\eta S$.

Weißt Du etwas darüber, ob $V_+$ und $V_-$ *einzeln* im Limes $\pm\infty$ oder ob sie 0/0 werden? (Källén sagte, er wüßte das nicht.)

Für heute viele Grüße Dein W. Pauli

[1] Vgl. den Brief [2441].
[2] Vgl. den Brief [2439].

## [2443] Pauli an Källén

Zürich, 10. Januar 1957

Lieber Herr Källén!

Dank für Ihren vorläufigen Brief vom 8.[1] Ich bin sehr dafür, daß die zur Diskussion stehenden Fragen beim Lee-Modell, wo die Mathematik klar ist, durchgerechnet werden (von Ihnen oder unter Ihrer Leitung). Hoffe also sehr auf eine spätere, mehr definitive Antwort.[2]

Meinerseits möchte ich die Gelegenheit benützen, um einen Punkt meines letzten Briefes zu präzisieren: Es gibt natürlich (in der Schrödingerdarstellung: zeitabhängige Eigenfunktionen) für den Dipolgeist noch eine *zweite* Lösung; aber diese ist kein „Energiezustand", sondern hat neben der Form mit $e^{i\lambda_0 t}$ noch einen Term mit $te^{i\lambda_0 t}$.

Man gewinnt sie so: Schreibt man unsere Gleichung (43), ohne die Felder zu renormieren und ohne die Zustände zu normalisieren, so lautet die zeitabhängige Lösung

$$\chi(-\lambda_+) = \chi(-\lambda_-) = 0$$

$$|z\rangle = C_+\left[|1_V, 0, 0\rangle + \frac{g_0}{\sqrt{2V}}\sum_k \frac{f(\omega}{\sqrt{\omega}}\frac{1}{\omega+\lambda_+}|0, 1_N, 1_k\rangle\right]e^{i\lambda+t}$$
$$+ C_-\left[|1_V, 0, 0\rangle + \frac{g_0}{\sqrt{2V}}\sum_k \frac{f(\omega)}{\sqrt{\omega}}\frac{1}{\omega+\lambda_-}|0, 1_N.1_k\rangle\right]e^{i\lambda-t}$$

Man kann nun auf zwei Weisen zur Grenze übergehen

A) $$C_+ = C_- = \frac{C}{2}; \quad (\lambda_+ - \lambda_-) \to 0; \qquad \lambda_+ \text{ und } \lambda_- \to \lambda_0$$

$$\chi'(-\lambda_0) = 0$$

$$|z\rangle \to A\rangle = C\left[|1_V, 0, 0\rangle + \frac{g_0}{\sqrt{2V}}\sum_k \frac{f(\omega)}{\sqrt{\omega}}\frac{1}{\omega+\lambda_0}|0, 1_N, 1_k\rangle\right]e^{i\lambda_0 t}$$

Norm 0 wegen $\chi'(-\lambda_0) = 0$.

A′) $$C_+ = C_- = \frac{C'}{\lambda_+ - \lambda_-}$$

Die Ableitungen nach $\lambda$ erscheinen, und man erhält im Limes

$$|A'\rangle = C'\left[it|1_V, 0, 0\rangle + \frac{g_0}{\sqrt{2V}}\sum_k \frac{f(\omega)}{\sqrt{\omega}}\left[\frac{it}{-\omega+\lambda_0}\frac{1}{(\omega+\lambda_0)^2}\right]|0, 1_N, 1_k\rangle\right]e^{i\lambda_0 t}.$$

Die Bedingung $\chi'(-\lambda_0) = 0$ sorgt dafür, daß die Norm $(A', A')$ sowie das Skalarprodukt $(A', A)$ *zeitunabhängig* wird (aber $\neq 0$).

Man kann leicht eine Linearkombination finden

$$|B\rangle = \alpha|A\rangle + \alpha'|A'\rangle,$$

so daß

$$(B, B) = 0, \quad (A, B) = 1$$

wird.

Dies entspricht dem von Heisenberg allgemein für Dipolgeister angegebenen Verhalten (Pisa-Konferenz):[3] Die Matrix $\eta' = U^*\eta U$ hat hier die Matrixelemente

$$\begin{aligned}(A|\eta'|A) &= (B|\eta'|B) = 0\\ (A|\eta'|B) &= (B|\eta'|A) = 1\end{aligned} \tag{1}$$

Wahrscheinlich haben Sie das alles schon gewußt. Denn man kann ja auch von den *komplexen Wurzeln* her den Dipolgeist approximieren.

Das ist vielleicht mathematisch in gewisser Hinsicht *einfacher*. Denn bei diesen hat die $\eta'$-Matrix bereits die Form (1), wenn $A$, $B$ zu konjugiert komplexen Energiewerten gehört. Es scheint mir, daß man dann wohl Störungstheorie treiben kann. Ihre Bemerkung über die Störung $\varepsilon\psi_V^+\psi_V$ oder $\varepsilon\psi_N^+\psi_N$ ist natürlich richtig. Offenbar muß die Störungsenergie eine Bedingung erfüllen, damit benachbarte Zustände existieren, bei denen die $\eta'$-Matrix wieder das Verhalten (1) zeigt. {*Infinitesimale* $U$-Transformation

$$H' = U^{-1}HU, \qquad \eta' = U^*\eta U; \qquad U = 1 + T,$$

$$H' = H + (HT - TH); \qquad \eta' = \eta + (\eta T + T^*\eta).\}^4$$

Ich habe es nicht im einzelnen gerechnet, glaube, das kann man in Kopenhagen schneller und besser. Einigermaßen sicher bin ich aber, daß „mühsame, elementare Rechnungen“ sich mit Geschicklichkeit vermeiden bzw. stark abkürzen lassen werden.

Daß im Falle der Dipolgeister für

$$N + \Theta + \Theta' \to \begin{cases} V_+ + \Theta_1 & \omega_1 > 0\\ V_- + \Theta_2 & \omega_2 < 0\\ N' + \Theta_3 + \Theta_3' & \omega_3 > 0\end{cases}$$
$$(\omega_1 + \omega_2 + \omega_3 = 1)$$

stets $\omega_1 + \omega_2 = 0$, $\omega_3 = 1$ gelten *muß*, wie Heisenberg es will, dessen bin ich sicher.[5]

Denn kommt man von den *komplexen* Wurzeln her, so muß dort trivialerweise $\omega_3 = 1$ gelten, da die komplexen Wurzeln *gar nicht auf der Energieschale* liegen (ebensowenig wie obiger Zustand $B\rangle$ beim Dipolgeist). Der muß im Limes, daß die konjugiert komplexen Wurzeln zusammenfallen (reell werden) noch bestehen bleiben. Im Fall komplexer Wurzeln bekommt man natürlich auch eine *unitäre* S-Matrix, aber dort wird die *Kausalität* stark gestört sein.

Was die richtige Antwort auf die von Ihnen aufgeworfene Frage der Prozesse

$$N_1 + N_2 + \theta + \theta' \to \begin{cases} N' + V_+\theta_1 \\ N' + V_-\theta_2 \\ N_1' + N_2' + \theta_3 + \theta_3' \end{cases}$$

und wo Störungen des Dipolgeistes durch ein N-Teilchen sind, weiß ich leider im Moment *nicht*.

Ich hoffe, von Ihnen noch darüber zu hören, denn ich finde die Frage interessant. Falls ich von Heisenberg etwas Vernünftiges höre, schreibe ich wieder.

Inzwischen viele Grüße Ihr W. Pauli

[1] Vgl. den Brief [2439].
[2] Diese Antwort auf Paulis Fragen hatte Källén bereits am selben Tage verfaßt, aber das Schreiben [2443] erreichte Pauli natürlich erst später (vgl. [2447]).
[3] Siehe hierzu den Band **IV**/3, S. 232f. und 256f.
[4] Zusatz von Pauli: „Von komplexen zu reellen Wurzeln ist die $U$-Transformation natürlich *endlich*."
[5] Siehe auch den Brief [2434].

## [2444] Källén an Pauli

Kopenhagen, 10. Januar 1957
[Maschinenschrift]

Lieber Professor Pauli!

Jetzt habe ich die Rechnung über die Wahrscheinlichkeiten $\omega_1$, $\omega_2$ und $\omega_3$ so weit gebracht, daß ich die folgenden Aussagen mache:

1. Damit $\omega_1 + \omega_2 = 0$ gilt, muß eine sehr spezielle Bedingung in der Theorie erfüllt sein (vgl. unten). Es ist nicht einmal sicher, daß diese Größe nicht negativ ist.

2. Meiner Meinung nach soll *Heisenberg* jetzt diese extra Bedingung diskutieren und eventuell zeigen, daß sie erfüllt ist. Ich sehe nicht, daß ich zeigen muß, daß sie *nicht* erfüllt ist.

3. Meine Vermutung über die Aufspaltung des Dipolzustandes ist immer noch nicht bewiesen. Bis jetzt habe ich aber keinen Grund, sie zurückzuziehen.

Jetzt die Rechnung. Wir interessieren uns für Zustände folgender Art

$$\begin{aligned} |z\rangle = &|0, 1_N, 1_k 1_{k'}\rangle + \sum_{k_1 k_2'} \Phi_1(kk'; k_1 k_1')|0, 1_N, 1_{k_1}, 1_{k_1'}\rangle \\ &+ \sum_{k''} \Phi_2(kk', k'')|1_V, 0, 1_{k''}\rangle \end{aligned} \tag{1}$$

Nach elementaren Rechnungen bekomme ich hier für die Amplitude $\Phi_2$ die Integralgleichung

$$\Phi_2(kk';k'')[m_V - m_N + \omega'' - \omega - \omega' - F(\omega+\omega'-\omega''+i\varepsilon)]$$

$$-\frac{g_0^2}{2V}\frac{f(\omega''}{\sqrt{\omega''}}\sum_{k_1}\frac{\Phi_2(kk';k_1)}{\omega_1+\omega''-\omega-\omega'-i\varepsilon}$$

$$=\frac{g_0}{\sqrt{2V}}\frac{1}{2}\left[\frac{f(\omega)}{\sqrt{\omega}}\delta_{k''},k'+\frac{f(\omega'}{\sqrt{\omega_1}}\delta_{k''}k\right]. \tag{2}$$

Ich habe nicht einmal versucht, diese Gleichung zu lösen, sondern versuche statt dessen, die S-Matrix wie in unserer Arbeit zu diskutieren. Weiter habe ich die unrenormierten Größen $m_V$, $m_N$ und $g_0$ benützt. Ich interessiere mich nicht speziell für den Grenzfall $f(\omega)=1$, sondern will nur voraussetzen, daß die eckige Parenthese im ersten Glied in (2) {d. h. bis auf einen Faktor der Funktion $\chi(z)$} eine Doppelwurzel hat. Die anderen Einzelheiten der Gleichung (2) sind hier nicht so wichtig. Wenn Vorzeichen oder Faktoren 2 usw. nicht ganz in Ordnung sind, stört das also nicht. Wichtig ist nur das Auftreten der Funktion $\chi(z)$. Um die S-Matrix zu erhalten, schreiben wir

$$\Phi_2(kk';k'')=\frac{U(kk';k'')}{\chi(\omega+\omega'-\omega'')_+}. \tag{3}$$

Wie in unserer Arbeit erhalten wir hier

$$\delta(\omega+\omega'-\omega_0-\omega_0')\sum_{k''}[\Phi_2^*(k_0k_0';k'')+U^*(k_0k_0';k'')\Phi_2(kk';k'')]$$

$$=-\frac{\pi g_0^2}{V}\delta(\omega+\omega'-\omega_0-\omega_0')\sum_{k'',k'''}\Phi_2^*(k_0k_0';k'')\frac{f(\omega'')f(\omega''')}{\sqrt{\omega''\omega'''}}\Phi_2(kk';k''')$$

$$\delta(\omega''+\omega'''-\omega_0-\omega_0')+\frac{ig_0}{2\sqrt{2V}}\delta(\omega+\omega'-\omega_0-\omega_0') \tag{4}$$

$$\times\left\{\frac{f(\omega}{\sqrt{\omega}}\Phi_2^*(k_0k_0';k')+\frac{f(\omega')}{\sqrt{\omega'}}\Phi_2^*(k_0k_0';k)-\frac{f(\omega')}{\sqrt{\omega'}}\Phi_2^*(kk';k_0')-\frac{f(\omega_0')}{\sqrt{\omega_0'}}\Phi_2(kk';k_0')\right\}.$$

Für die linke Seite dieser Gleichung schreiben wir (hier wird zum ersten Mal die Doppelwurzel benützt)

$$\delta(\omega+\omega'-\omega_0-\omega_0')\sum_{k''}(\Phi_2^*U+U^*\Phi_2)$$

$$=i\delta(\omega+\omega'-\omega_0-\omega_0') \tag{5}$$

$$\times\sum_{k''}U^*(k_0k_0';k'')U(kk';k'')\left[\frac{1}{\chi(\omega+\omega'-\omega'')_+}-\frac{1}{\chi(\omega+\omega'-\omega'')_-}\right]$$

$$[\ldots] = -2\pi i \sum_{\text{Streu}} \frac{1}{\chi(\rho_i)} \delta(\omega + \omega' - \omega'' - \rho_i)$$

$$+ \frac{2}{\chi''(\rho_0)} \lim_{\varepsilon \to 0} \left[ \frac{1}{(\omega + \omega' - \omega'' - \rho_0 + i\varepsilon)^2} - \frac{1}{(\omega + \omega' - \omega'' - \rho_0 - i\varepsilon)^2} \right]$$

$$= \frac{4\pi i}{\chi''(\rho_0)} \delta'(\omega + \omega' - \omega'' - \rho_0) - 2\pi i \sum_{\text{Streu}} (\ldots). \tag{6}$$

$\rho_i$ = Doppelwurzel

Bis auf unwesentliche Faktoren wird also die Summe $\omega_1 + \omega_2$

$$\omega_1 + \omega_2 \sim \frac{1}{\chi''(\rho_0)} \frac{\partial}{\partial \omega''} |U(kk'; k'')|^2 \delta(\omega + \omega' - \omega'' - \rho_0). \tag{7}$$

Das Auftreten der Ableitung von $|U|^2$ war hier für mich ganz unerwartet. Damit $\omega_1 + \omega_2 = 0$ gilt, muß diese Ableitung verschwinden. Hierfür kann ich keinen Grund sehen. Sie haben in einem P. S. (am 4. Januar)[1] geschrieben,[2] „aus viel früheren Briefen Heisenbergs geht wohl hervor, daß er allgemeine Gründe für $\omega_1 + \omega_2 = 0$, $\omega_3 = 1$ zu haben *glaubt* ….“ Kennen Sie diese allgemeinen Gründe? Sagen sie etwas über diese Ableitung aus? Zwar könnte ich mir denken, daß aus dem Verschwinden von sowohl $\chi(\rho_0)$ wie auch $\chi'(\rho_0)$ das Verschwinden von $U$ folgen sollte. Daß die Ableitung von $U$ verschwinden sollte, ist mir aber höchstens unwahrscheinlich. Ich muß aber auch gestehen, daß ich *nicht* streng zeigen kann, daß diese Ableitung *nicht* verschwindet. Deshalb lohnt es sich vielleicht, die allgemeinen Gründe Heisenbergs nachzufragen. Nicht einmal das Vorzeichen der Ableitung ist mir klar, weshalb meine im Brief vom 2. Januar ausgesprochene Vermutung, daß $\omega_1 + \omega_2$ positiv wäre, nicht notwendigerweise richtig ist. Es war mir damals nicht klar, daß die Bedingung $\chi''(\rho_0) > 0$ nicht hinreichend ist, damit diese Summe positiv wird. Jetzt verstehe ich aber *überhaupt* nicht, was Ihre Aussage am 29. Dezember:[3] „Man kann leicht zeigen, daß bei endlichem $A$, $B$ usw. … der Dipolgeist ein möglicher Fall bleibt“, eigentlich bedeutet. Was kann man hier leicht zeigen? Soweit ich sehen kann, ist es nicht so einfach, eine strenge Aussage über die Streuung

$$N + \theta + \theta' \to \begin{cases} V_+ + \theta''' \\ V_- + \theta'' \\ N_1 + \theta_1 + \theta_1' \end{cases}$$

zu machen. Oder bin ich dafür zu dumm?

Bis ich weiß, wieviel Sie eigentlich hier wissen, will ich mich nicht mehr hiermit plagen.

Ihr sehr ergebener Gunnar Källén

[1] Vgl. den Brief [2434].
[2] Ein von Källén vor dem Zitatbeginn noch eingefügtes *daß* wurde hier weggelassen.
[3] Brief [2425].

## [2445] Pauli an Fierz

Zürich, 11. Januar 1957

Lieber Herr Fierz!

Dank für Ihren Brief vom 9.[1] (und für den früheren Hinweis auf Kusakas „Letter", 1941,[2] der mir sehr nützlich war).

Ich hoffe, daß Sie Montag, den 14. zum Seminar nach Zürich kommen und, wenn ja, wäre es nett, Sie wieder einmal vor dem Seminar zu sprechen (sei es Vormittag, sei es Nachmittag).

Während der Weihnachtsferien hatte ich nämlich einen interessanten Briefwechsel mit Heisenberg, dem es gelungen ist, seine besonderen Ideen über Feldquantisierung an Hand des Lee-Modelles zu erläutern. (So ist nun Källén da auch hineinverwickelt, weil Heisenberg an die Arbeit von Källén und mir anschließt.) Das hat den Vorteil, daß die Mathematik nun klarer ist und ich besser unterscheiden kann, was bei Heisenberg vernünftig, was Phantastik ist.

Dieses Gesprächsthema paßt natürlich zu Ihrer Depression (über das Buch von Jauch-Rohrlich), zeigt aber die Sache wieder von einer etwas anderen Seite. Außerdem ist mir ein unbefangener kritischer Zuhörer sehr erwünscht.

Also hoffentlich auf Wiedersehen am Montag stets Ihr W. Pauli

[1] Vgl. den Brief [2440].
[2] Kusaka (1941).

## [2446] Gustafson an Pauli

Lund, 11. Januar 1957
[Maschinenschrift]

Dear Pauli!

May I take some of your time for the following matter of great importance for our institute in Lund.[1]

I intend to try to attach Källén as a permanent member of the institute, by asking the Swedish authorities for a personal professorship in theoretical physics for him. (I have been thinking of it for some time, and independently of me, Waller has proposed the same to me.)

Now it seems that a joint institute for theoretical physics for Scandinavia (not very large but as I hope very useful) will come into being in Copenhagen this autumn.[2] I have a feeling that people hope that Källén will take part in the start, perhaps for 2 or 3 years, and Källén is interested in that. This is not contradictory to my proposal, as it takes very long time, 2–3 years, for a proposal of a professorship to pass all authorities, ending with Parliament.

The burden on me running the institute is very great. I am the only permanent member (though we have very great possibilities to attach young people for a lot of years).

Now I should be very glad if you would consider to give a statement on his qualifications, especially his scientific capacity. I write to you, Klein, Waller,

Oppenheimer, Christian Møller. (If Niels Bohr likes to give a statement, of course I will be happy, and I know that he appreciates Källén, for instance from discussions on machines, but it may be that he thinks that the bulk of Källén's work may be better reviewed by a field theorist.) I should be glad if you could send a statement during this month, as the University expects it to February 1.[3]

Personal professorships are very rare here in Sweden and therefore it is very important that the Swedish authorities can study the opinion of leading scientists.

With my best wishes to Mrs. Pauli

Sincerely yours, Tosten Gustafson

[1] In seinem Nachruf auf Källén weist T. Gustafson (1970) – im Zusammenhang mit der Einrichtung einer Professur für theoretische Physik an der Universität in Lund – auf dieses Schreiben an Pauli hin: „Three of the most distinguished physicists of the time, Niels Bohr, Robert Oppenheimer and Wolfgang Pauli were asked to comment on this proposal, and they did so with pleasure. Bohr and Pauli emphazised that Källén had carried out a long series of eminent and often very fundamental investigations into the problem of quantum electrodynamics; that his work had been of decisive importance and had earned him a position as one of the leading physicists in this field."

[2] Am 21. Februar 1957 trafen sich Vertreter des *Nordic Council* der fünf skandinavischen Länder in Helsinki und beschlossen die Gründung eines *Nordischen Institutes für nukleare Forschung*, das seinen Sitz in Kopenhagen haben sollte (vgl. hierzu Pais [1991, S. 521f.]). Das zunächst von Niels Bohr geleitete Institut NORDITA, die in einem gewissen Maße das bis zum Oktober 1957 noch in Kopenhagen arbeitende *Theory Division* von CERN ablöste, nahm am 1. September 1957 seine Aktivitäten auf (vgl. hierzu auch die Bemerkungen im Band **IV**/3, S. 93f., 452 und 643).

[3] Pauli verfaßte das erbetene Gutachten [2491] für Källén erst am 5. Februar 1957.

## [2447] Källén an Pauli

Kopenhagen, 12. Januar 1957
[Maschinenschrift]

Lieber Professor Pauli!

Vielen Dank für Ihren Brief vom 10. Januar. Es scheint mir, daß Sie darin recht haben, daß $\omega_3 = 1$ bei komplexen Wurzeln gilt. Es scheint mir aber auch, daß die S-Matrix bei dem Übergang zum Dipolgeist *nicht notwendig kontinuierlich* ist. Setzen wir $U^*(k_0, k_0'; k'')U(k, k'; k'') = \varphi(\omega'')$, so ist die Summe der Gleichung (5) des vorigen Briefes gleich

$$\int_C \frac{\varphi(\omega'')d\omega''}{\chi(\omega + \omega' - \omega'')} \tag{1}$$

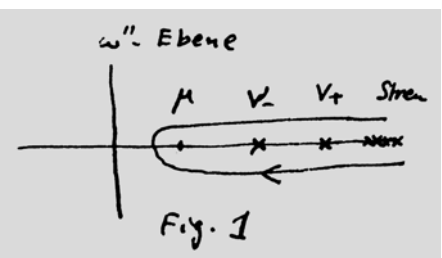
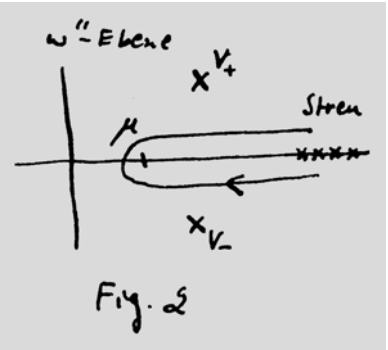


Fig. 1

wobei über den Weg $C$ der Figur 1 integriert wird. Wenn alle Wurzeln reell sind, liegen sie innerhalb des Weges und geben deshalb alle Beiträge in Gleichung (6) des vorigen Briefes. Speziell bekommt man genau Gleichung (6), wenn man eine Doppelwurzel hat. Für komplexe Wurzeln sieht es aber wie in der zweiten Figur aus. Hier geben nur die Streuzustände Beiträge, weshalb $\omega_3 = 1$ wird.




Wenn aber der Imaginärteil der Wurzeln gegen Null geht, *überqueren sie den Integrationsweg*, weshalb ein Beitrag *diskontinuierlich* bei der Doppelwurzel auftritt. Allein aus $\omega_3 = 1$ für komplexe Wurzeln folgt also nicht, daß das auch im Limes so sein muß. Es handelt sich wirklich um den Betrag des Residuums, d. h. um die Ableitung der Funktion $\varphi(\omega'')$.

Ihr sehr ergebener Gunnar Källén

Um die andere Frage „in zwei Zeilen“ zu beantworten, darf ich vielleicht auf den Appendix in der Arbeit mit Glaser hinweisen. Wir haben dort gezeigt, wie man in „natürlicher“ Weise die komplexen Integrationen einführen kann. Speziell Gleichungen (A.10) drücken die Wahrscheinlichkeitsamplituden in dieser Weise aus. Zwar sind diese Rechnungen nur in dem „uninteressanten“ Unterraum des Hilbertraumes gemacht, aber die Methode sollte allgemein sein. Damit kommen immer komplexe Integrationen im Ergebnis, und das Argument von Heisenberg ist nicht mehr gültig. Auf diesem Punkt bin ich also mit Ihnen vollständig einverstanden.

Ich warte sehr gespannt darauf, Ihre Meinung über die Parität zu hören. Jetzt gibt es auch „Preprints“ der Messungen, und da ich nicht die experimentellen Untersuchungen zu beurteilen verstehe, muß ich das Ergebnis als eine Tatsache ansehen. Das heißt, die asymmetrischen Winkelverteilungen sind Tatsachen, aber was sie eigentlich bedeuten, kann ich mir augenblicklich nicht vorstellen. Daß ein wirklicher Unterschied von rechts und links existiert, weigere ich mich ganz einfach zu glauben.

Ihr sehr ergebener Gunnar Källén

## [2448] Heisenberg an Pauli

Göttingen, 13. Januar 1957

Lieber Pauli!

Vielen Dank für Deinen Brief vom 10.[1] Mit der Antwort Källéns bin ich ganz einverstanden; das Herausfallen der Übergänge in den Dipolzustand soll ja nicht trivial sein, da es nach meiner Meinung erst eine Frage der nichtlinearen Wechselwirkung sein kann.

Abgesehen davon habe ich jetzt, durch etwas Arbeit an dem $2N + \theta$-Problem, eingesehen, daß an dieser Stelle das Lee-Modell doch sehr weit von der Realität entfernt ist. Wenn es sich um den Streuprozeß

$$2N + \theta \rightarrow \begin{cases} 2N + \theta \\ V_+ + \theta \\ V_- + \theta \end{cases}$$

handeln würde, müßten die Verhältnisse wohl genau so wie beim $N + 2\theta$-Problem liegen. Aber im Lee-Modell wird ja die vereinfachende Annahme gemacht, daß die Energie der N- oder V-Teilchen nicht von ihrem Impuls abhängen soll, daß sie also sozusagen unendlich große Masse besitzen. Dadurch wird es möglich, die beiden N-Teilchen an gegebene Stellen des Raums zu setzen und die Frage nach dem „Potential“ zu stellen, *die ja eigentlich schon eine lokale Frage ist*. Es entsteht also das Problem, ob man durch die Annahme unendlich schwerer Elementarteilchen nicht die Theorie schon grundsätzlich verdorben hat. Trotzdem glaube ich einstweilen, daß auch beim $2N + \theta$-Fall nur Dipolgeister herauskommen, halte aber für möglich, daß Källén in sehr komplizierte Grenzübergänge hineingerät, in denen die Annahme, daß die Energie der N-Teilchen nicht von ihrem Impuls abhängt, eine sehr unangenehme Rolle spielt. Aber jedenfalls finde ich es gut, daß Källén das Problem rechnen lassen will.

Wenn Haag hier mit seinen Rechnungen weiter ist, will ich Dir wieder schreiben.

Viele Grüße Dein W. Heisenberg

[1] Vgl. den Brief [2442].

## [2449] Pauli an Heisenberg

Zürich, 15. Januar 1957

Lieber Heisenberg!

Dank für Deinen Brief vom 13.[1]

Inzwischen habe ich starke Bedenken gegen mein eigenes Stetigkeits-Argument bekommen, gemäß welchem die S-Matrix* beim Dipolgeist davon unabhängig sein soll, ob man diesen von den komplexen oder von den reellen Wurzeln her approximiert.[2] Im letzteren Fall braucht nämlich die S-Matrix für

die Streuzustände nicht notwendig unitär zu sein. Damit dies doch der Fall ist, muß eine sehr spezielle Bedingung gelten und ich sehe nicht, wie diese folgen kann.

Ich bezweifle jetzt deshalb sehr das in Deinem Brief vom 9. des Monats[3] mitgeteilte Ergebnis von Haag, dessen Rechnung ich ja nicht gesehen habe, und warte seine endgültigen Ergebnisse ab.

Viele Grüße Dein W. Pauli

[1] Vgl. den Brief [2448].
* Einfacher Fall $N + \theta + \theta'$ im Anfangszustand.
[2] Wie wir im folgenden Schreiben [2450] an Källén erfahren, war diese Meinungsänderung durch eine Diskussion mit Fierz zustande gekommen.
[3] Vgl. den Brief [2441].

## [2450] Pauli an Källén

Zürich, 15. Januar 1957

Lieber Herr Källén!

Ich kann nun Ihre beiden Briefe vom 10. und 12.[1] zusammen beantworten, was die Sachlage etwas vereinfacht. Der zweite dieser Briefe kam mir sehr gelegen: Gestern war nämlich Fierz in Zürich, mit dem ich die zeitabhängigen Lösungen bei Dipolgeistern (die ich Ihnen im letzten Brief geschrieben habe[2] und die ich Fierz erzählte) diskutiert habe. Auf Grund dieser zeitabhängigen Lösungen hat Fierz eben mein *Stetigkeits*argument für die S-Matrix (Approximation des Doppelpoles einerseits von reellen, andrerseits von komplexen Wurzeln her) *heftig kritisiert*. Und ich hatte es gestern nach dieser Diskussion fallengelassen.

Ich komme sogleich auf diesen Gegenstand. Zuerst muß ich einen kleinen mathematischen Fehler Ihrer beiden Briefe berichtigen, der aber *nichts* Wesentliches an Ihrem Argument ändert. Kommt man von den *reellen* Wurzeln her, so handelt es sich um den Limes von

$$\chi \equiv \frac{\varphi(\omega_+)}{\chi'(\omega_+)} + \frac{\varphi(\omega_-)}{\chi'(\omega_-)} \qquad \begin{array}{ll} \text{für } \omega_+ \to \omega_0 & \chi'(\omega_0) = 0 \\ \omega_- \to \omega_0 & \chi(\omega_0) = 0. \end{array}$$

$$\chi(\omega_+) = \chi(\omega_-) = 0\,.$$

Eine elementare (im Reellen bleibende) Rechnung ergibt

$$\lim \chi = -\frac{2}{3}\frac{\chi'''(\omega_0)}{[\chi''(\omega_0)]^2}\varphi(\omega_0) + \frac{2}{\chi''(\omega_0)}\varphi'(\omega_0) = C_{-1} \qquad \text{(I)}$$

{N. B. Den ersten Term hatte ich, für $\varphi(\omega_0) \equiv 1$, schon ausgerechnet, anläßlich Heisenbergs Renormierungsvorschrift für die Felder. Siehe meinen früheren Brief.}

Eleganter ergibt dasselbe die komplexe Ebene, da man dann nicht einen Limes zu bilden braucht; vielmehr hat man das Residuum im Doppelpol $\omega_0$ zu bilden

$$\omega'' = \omega + \omega' - z$$

$$\chi^0 = \frac{1}{2\pi i} \oint_{k_0} \frac{\varphi(z)}{\chi(z)} dz \quad \{\text{Mein } \varphi(z) \textit{ ist} \text{ Ihr } \varphi(\omega'').\}$$



$$\omega_0'' = \omega + \omega' - \omega_0.$$

Man hat also die Laurent-Entwicklung von $(\varphi|\chi)$ im Doppelpol zu bilden

$$\frac{\varphi(z)}{\chi(z)} = \frac{C_{-2}}{(z-\omega_0)^2} + \frac{C_{-1}}{z-\omega_0} + C_0 + \dots .$$

Und es ist einfach

$$\chi_0 = C_{-1}.$$

Die Rechnung ergibt natürlich für $C_{-1}$ *Übereinstimmung mit der rechten Seite von (I).*

Die „sehr spezielle Bedingung“ (Punkt 1 Ihres Briefes vom 10. des Monats), die gelten muß, damit $\omega_1 + \omega_2 = 0$ für den Dipolgeist zutrifft, ist also *das Verschwinden der rechten Seite von (I).* (*Beziehung zwischen* $\varphi$ *und* $\varphi'$, diese müssen *nicht einzeln* verschwinden.)

Diese Beziehung müßte übrigens gleich für alle $\omega_0''$ bestehen. Wie das aus der Integralgleichung für $\Phi_1(k, k_0)$ herauskommen kann, sehe ich gar nicht. Kurz: wir sind einig, daß nicht der geringste Grund dafür vorhanden ist und daß es Heisenbergs Sache wäre, sie zu beweisen. (Übrigens hat er Herrn Haag in Göttingen, der über solche Sachen rechnet und der ja ein ganz guter Mathematiker ist.)

Für uns braucht es nicht solche Wunder bzw. „Zufälle“ zu geben.

---

Was mir interessanter ist, das ist der Zusammenhang mit den *zeitabhängigen* Lösungen (siehe oben). Da möchte ich noch einiges lernen.

Fierz sagte sogleich, man solle die U-Matrix für *endliche* Zeiten betrachten, dasjenige $U(t, t')$, das in Dysons Rechnungen (in der Wechselwirkungsdarstellung) immer auftritt und das normalerweise für $t' \to +\infty$, $t \to -\infty$ in die S-Matrix übergeht.

Man kann ja nun z. B. auch in der Darstellung rechnen, wo $\eta$ diagonal ist, $H$ aber nicht (Summe und Differenz der Zustände A und B meines letzten Briefes).

Diese U-Matrix ist ja im Falle der indefiniten Metrik nicht unitär, was physikalisch schon überaus verdächtig ist. Es ist nun anzunehmen, daß im Falle des Dipolgeistes die Terme mit $te^{i\omega_0 t}$ hier ein Unglück anrichten werden, da sie nämlich den sonst üblichen Limes zu $(-\infty, +\infty)$ in der Zeit stören werden. Kurz: es wird in diesem Limes im Falle des Dipolgeistes gar nicht wie sonst die durch eine $\delta$-Funktion $\delta(E - E')$ gekennzeichnete „Energieschale" herauskommen, sondern das Resultat wird Unbestimmtheiten (Verschiedenheiten von Fall zu Fall) enthalten!

Wenn nun hier eine „Energieschale" sich gar nicht vernünftig definieren läßt, so ist auch kein Grund vorhanden, daß eine S-Matrix dort noch unabhängig davon ist, von welcher Seite her man den Dipolgeist approximiert.

Da Sie nun ein Experte sind im *adiabatischen Einschalten* von Wechselwirkungsenergien, so möchte ich meine Vermutung hinzufügen, daß beim Dipolgeist gerade dort ein Unglück (Unbestimmtheit) passieren wird.

Es ist ja richtig, daß die scharfen Zeitpunkte in $U(t, t')$ physikalisch ein Unsinn sind. Aber man kann ja auch noch mitteln über Spielräume von $t$ und $t'$. Jedenfalls aber sind die Werte $t = -\infty$ und $t' = +\infty$ nur eine mathematische Idealisation, physikalisch sind nur *endliche* (aber große) $(t, t')$.

Heisenberg hat in Pisa sehr viel über diesen Limes zu unendlich großen Zeiten geredet und phantasiert, aber *nichts* darüber gerechnet und nichts bewiesen.[3]

Vielleicht können Sie mir darüber noch einiges sagen. Ich will auch selbst darüber noch nachdenken; es könnten sich da noch weitere physikalische Absurditäten der Dipolgeister herausstellen, die vielleicht amüsant sind.

Heisenberg werden wir höchstens so weit bringen können, daß er das *Lee*-Modell als für seine Zwecke ungeeignet aufgeben wird – um sich dann weiter seinen Hoffnungen hinzugeben auf ein Modell, in welchem die Dipolgeister funktionieren.

Ich komme zurück auf meine Idee vom Anfang, daß eine indefinite Metrik „des Teufels" sei. D. h. im Sinne der alten Kopenhagener Faust-Aufführung:[4] der „faustische Mensch" (womit natürlich Heisenberg gemeint ist) gräbt an einer Stelle, wo die Wünschelruten in Göttingen Ausschläge zeigen, um einen Schatz zu finden, findet aber statt dessen dort nur den berühmten Pudel, dessen „Kern" sich entsprechend bald herausstellt (der Mephisto).

Möchte aber noch mehr daraus lernen. Für heute viele Grüße Ihr W. Pauli

[1] Vgl. die Briefe [2444 und 2447].
[2] Vgl. den Brief [2443].
[3] Vgl. im Brief [2473] die Bemerkung über Heisenbergs Pisa-Report (1956b) vom Juni 1955.
[4] Weitere Angaben hierzu bei Meyenn, Stolzenburg und Sexl [1985, S. 308ff.].

## *Paritätsverletzung*

Pauli war schon frühzeitig durch seine Beschäftigung mit der Relativitätstheorie zu der Überzeugung gelangt, daß Invarianzprinzipien und die mit ihnen einhergehenden Erhaltungssätze zu den verläßlichsten Fundamenten der physikalischen Theorienbildung gehören, denen auch in der künftigen Forschung eine wichtige Rolle zukommen würde. Seinem Festhalten an der absoluten Gültigkeit solcher einmal erkannter Zusammenhänge verdankte Pauli auch viele seiner physikalischen Entdeckungen.

Als Bohr zur Umgehung der in der Atom- und Kernphysik auftretenden Paradoxien wiederholt die strenge Gültigkeit des bewährten Energiesatzes in Frage stellte, war es vor allem Pauli, der energischen Widerstand leistete und seine Auffassung schließlich auch durchzusetzen vermochte. Pauli hatte dem einst von Bohr, Kramers und Slater unternommenen Versuch, durch Einführung eines virtuellen Strahlungsfeldes mit nur noch statistischer Energieerhaltung das inkonsequente Nebeneinander von Wellenfeld und Lichtquanten in der Strahlungstheorie zu beseitigen, von Anfang an „vollkommen ablehnend gegenübergestanden“ [66]. Noch lange nachdem dieses von ihm als „Kopenhagener Putsch“ bezeichnete Unternehmen im Sommer 1924 durch die Experimente von Bothe und Geiger endgültig gescheitert war [97], empfahl Pauli spöttisch dem Kopenhagener Institut, stets „am Jahrestag des Erscheinens der Arbeit von Bohr, Kramers und Slater auf Halbmast zu flaggen“.[1] Weniger glücklich war Paulis Intervention bei der Einführung des Spinkonzeptes, obwohl die theoretische Beschreibung des Spins im Rahmen einer unanschaulichen relativistischen Theorie ihm auch hier eine gewisse Rechtfertigung widerfahren ließ, so daß Sommerfeld später vom Elektron sagen konnte: „Und es dreht sich doch nicht.“[2]

Ebenso bekannt ist aber auch Paulis Vertrauen auf die Erhaltungssätze, als Bohr in dem von James Chadwick beim radioaktiven Kernzerfall entdeckten kontinuierlichen Energiespektrum der $\beta$-Strahlen abermals einen Hinweis auf „ein tiefgehendes Versagen der raum-zeitlichen Bilder“ im Inneren der Kerne zu erblicken vermeinte. Erneut begann er Bohr zu tadeln, weil dieser jetzt „den armen Energiesatz noch weiter maltraitierte“ [217]. Andererseits hob er aber auch gebührend Bohrs voraussehende Bemerkung hervor, man müsse beim $\beta$-Zerfall noch auf „weitere Überraschungen“ gefaßt sein [2464, 2476 und 2484]. Als endlich im Frühjahr 1956 – nach über zwanzig Jahren – das durch Cowan und Reines bei dieser Gelegenheit postulierte Neutrino experimentell nachgewiesen werden konnte, wurde sein Vertrauen in die Erhaltungssätze weiterhin gefestigt.

Großen Eindruck hinterließen bei den Theoretikern auch die 1927 durch Eugen Wigner und andere in die Atomphysik eingesetzten gruppentheoretischen Methoden.[3] Aus der „Invarianz der Differentialgleichungen gegenüber Drehungen und Spiegelungen des Koordinatensystems“ ließ sich auch eine durch Otto Laporte (Paulis „Praktikums- und Leidensgenossen von früher“ [64]) bei der Entwirrung des komplizierten Eisenspektrums gefundene Regel[4] auf eine Symmetrieeigenschaft der Eigenfunktionen zurückführen: „Nach Wigner ist unmittelbar klar,“ folgerte Pauli damals [185], „daß eine *Laportesche Regel* für Moleküle

von folgender Form existieren muß: Die Terme zerfallen in *gestrichene* (gespiegelte) und *ungestrichene* (normale), derart, daß bei Sprüngen $\Delta j = \pm 1$ ($j$ Gesamtdrehimpuls von Kernen + Elektronen) nur Übergänge von gestrichenen in gestrichene oder von ungestrichenen in ungestichene, bei Sprüngen $\Delta j = 0$ (Nullzweig) aber nur Übergänge von gestrichenen in ungestrichene und umgekehrt vorkommen."[5]

Auf diese Weise war Laportes empirisch gefundene Regel in einfacher Weise mit der Spiegelungsinvarianz der elektromagnetischen Wechselwirkung in Zusammenhang gebracht. Sie besagte, daß bei einem atomaren Übergang – sofern man auch das dabei absorbierte oder emittierte Photon mitberücksichtigt – die *Parität* von Anfangs- und Endzustand erhalten bleibt.[6]

In eine noch engere Berührung mit den wirkungsvollen Methoden der Gruppentheorie gelangte Pauli durch seinen „Quantensprung von Hamburg nach Zürich", wo er nun seinen bisher nur „gequantelten Kontakt" mit Hermann Weyl intensivieren konnte [181]. Dieser hatte nämlich dort im Wintersemester 1927/28 die durch Schrödingers Weggang nach Berlin entstandene Lücke mit einer anspruchsvollen Vorlesung über „Gruppentheorie und Quantenmechanik" zu füllen gesucht, in der er auch die neuesten Entwicklungen der Theorie berücksichtigte und unter einem gruppentheoretischen Gesichtspunkt behandelte.[7] Das aus dieser Vorlesung hervorgegangene Buch ersetzte rasch die schon damals überholten und noch mit dem Beiwerk der Bohr-Sommerfeldschen Theorie der Phasenintegrale befrachteten Darstellungen der Quantentheorie. Auch Pauli erhielt Gelegenheit, durch „seine Kritik im allgemeinen und durch eine Reihe nützlicher Winke" bei der Abfassung dieses Werkes mitzuwirken[8] und in direktem Kontakt mit Weyl „viel Gruppentheorie zu lernen".

Doch die Frage, inwiefern die Existenz der Erhaltungsgesetze in den Naturgesetzen selbst begründet oder an die spezielle Natur der Wechselwirkungen gebunden ist, wurde erst 1949 in Wigners Ansprache über „Invarianz in der physikalischen Theorie" anläßlich Einsteins 70. Geburtstag aufgeworfen:[9] „Aber die allerwichtigste Frage ist zweifellos diese: Ist die Existenz eines Erhaltungssatzes ein besonderer Zug der elektromagnetischen Art von Wechselwirkung? Oder sind wir im Begriffe, ähnlichen Erhaltungssätzen für andere Arten von Wechselwirkung zu begegnen oder sind wir solchen gar schon begegnet?" In einer Fußnote zu dieser Bemerkung hatte Wigner außerdem noch die für die weitere Entwicklung der Elementarteilchenphysik so wichtige Frage eines Zusammenhanges zwischen Erhaltung der Baryonenzahl und Protonenstabilität angesprochen:[10] „Es ist zum Beispiel denkbar, daß ein Erhaltungssatz für die Anzahl der schweren Teilchen (Protonen und Neutronen) für die Stabilität der Protonen in gleicher Weise verantwortlich ist, wie die Erhaltung der Ladung für die Stabilität des Elektrons. Ohne ein derartiges Erhaltungsgesetz könnte das Proton unter Aussenden eines Lichtquants in ein Positron übergehen, genau wie das Elektron in ein Lichtquant und in ein Neutrino zerfallen könnte, wenn es den Erhaltungssatz für elektrische Ladungen nicht gäbe."

Viktor Weisskopf, der ebenfalls Wigners Manuskript erhalten hatte, dankte ihm am 1. Juni 1949 für diesen „excellent article" mit der Empfehlung, „to make this footnote a little longer and more explicit, since to me it seems to contain a point which could act quite stimulating upon the present research in

meson theories. (Especially the Gedankenexperiment. How does it apply to this case?)“ [11]

Wigners Hinweis, daß der der Paritätserhaltung zugrundeliegenden Spiegelungsinvarianz der Naturgesetze nur eine eingeschränkte Gültigkeit zuzukommen braucht, sollte bald eine konkretere Gestalt gewinnen.

Als der seit 1949 am *Institute for Advanced Study* in Princeton tätige Chen-Ning Yang im April 1956 in einem Übersichtsreferat[12] während der Rochesterkonferenz[13] die damals neu entdeckten Teilchen behandelte,[14] schenkte er dem schon mehrfach erwähnten $\tau$-$\theta$ *puzzle* seine besondere Aufmerksamkeit:[15] Es war ungeklärt, ob es sich bei den beiden besonders durch Richard Henry Dalitz und E. Fabri untersuchten Zerfällen

$$\tau \rightarrow \pi + \pi + \pi \qquad (\tau)$$

und

$$\theta \rightarrow \pi + \pi \qquad (\theta)$$

tatsächlich um unterschiedliche Zerfallsarten eines und des gleichen K-Mesons oder zweier verschiedener Teilchen handelte.[16]

Yang hat die Problematik in seiner *Nobel lecture* erläutert:[17] „Es war früher festgestellt worden, daß die Parität eines $\pi$-Mesons ungerade ist (d. h. $= -1$). ... Um die Parität in den Zerfallsvorgängen zu erhalten, muß das $\theta$-Meson die Gesamtparität oder in anderen Worten das Produkt der Paritäten von zwei $\pi$-Mesonen haben, das gerade ist (d. h. $= +1$). In ähnlicher Weise muß das $\tau$-Meson die Gesamtparität von drei $\pi$-Mesonen haben, die ungerade ist.“ Deshalb lag auch die Annahme nahe, daß $\theta$ und $\tau$ – trotz ihrer identischen Masse – doch nicht dasselbe Teilchen sein könnten. Diese Auffassung wurde von Yang sogar noch im September 1956 während der Konferenz über theoretische Physik in Seattle vertreten.[18]

Ein schon 1956 in Rochester durch Feynman mitgeteilter Vorschlag des Physikers Martin Block, bei den $\theta$ und $\tau$ handle es sich vielleicht nur um verschiedene Paritätszustände eines und desselben Teilchens, welchem selbst keine bestimmte Parität zukommt,[19] blieb dagegen unberücksichtigt.

Nachdem Yang und sein jüngerer Kollege Tsung-Dao Lee von der *Columbia University* in New York eingehend das experimentelle Material gesichtet hatten, stellten sie zu ihrer Überraschung fest, daß bei allen bisherigen Experimenten die Frage der Paritätserhaltung bei den schwachen Wechselwirkungen überhaupt noch nicht systematisch geprüft worden war.[20] Wie Yang erklärte, war sie wegen ihrer uneingeschränkten Gültigkeit im Bereich der Atom- und Kernphysik stillschweigend auch bei *allen* Wechselwirkungen vorausgesetzt worden. „Dr. Lee and I proposed in the summer of 1956 a number of these tests concerning $\beta$-decay, $\pi$-$\mu$, $\mu$-$e$ and strange-particle decays.[21] The basic principle in these experiments are all the same: One constructs two sets of experimental arrangements which are mirror images of each other, and which contain weak interactions. One then examines whether the two arrangements always give the same results in terms of reading of their meters (or counters). If the results are not the same, one would have an unequivocal proof that the right-left symmetry, as we usually understand it, breaks down.“

Anfang Dezember 1956 wurde „die Frage der Erhaltung der Parität beim Zerfall der $\tau$-Mesonen“ auch schon in einem Schreiben von Heisenberg angeschnitten [2407]. Pauli hatte damals gerade beschlossen, sich von einer weiteren Beschäftigung mit der Feldquantisierung abzuwenden [2422], so daß ihm dieses Thema jetzt um so willkommener war. Obwohl er zunächst von einer Verletzung der Spiegelinvarianz nichts wissen wollte, begrüßte er Lees und Yangs verdienstvollen Vorschlag, die Angelegenheit experimentell prüfen zu lassen: „I am glad to hear,“ teilte er Pais am 9. Dezember mit [2409], „that such an experiment (with directed nuclear spins) is actually be performed in the *Bureau of Standards Laboratory* in Washington. I am ready to *bet* for an outcome in agreement with reflection invariance. (The mathematics involved I know well, I do not need to repeat it here.)“

Und am 14. Dezember berichtete er Källén nach Kopenhagen, daß auch er sich in den letzten Monaten „etwas mit dem Betazerfall beschäftigt“ habe: „Sie will ich gar nicht mit Einzelheiten plagen, für Interessenten will ich aber bemerken, daß ich – entgegen den Zweifeln von Lee und Yang und von Salam[22] – von der Reflexionsinvarianz der Natur (auch bei den schwachen Wechselwirkungen) fest überzeugt bin. Daher bin ich bereit, in diesem Sinne zu *wetten* über das Resultat des von Yang und Lee angegebenen Experimentes mit gerichteten Kernspins.“[23] Seine Bereitschaft, Wetten zugunsten der Spiegelungsinvarianz einzugehen, hat Pauli nochmals am 22. Dezember in einem Brief [2422] an seinen ehemaligen Assistenten Schafroth signalisiert.

Dabei störte ihn offenbar „*nicht* der Umstand, daß ‚der Herrgott schlechthin ein Linkshänder‘ ist, sondern der Umstand, daß er *dennoch* sich links-rechts symmetrisch zeigt, wenn er sich *stark* äußert“ [2455, 2476]. Und außerdem, so argumentierte Pauli weiter [2422], „besteht auch gar keine logische Verbindung zwischen dem $\beta$-Zerfall einerseits und denjenigen Eigenschaften der K-Mesonen, welche Yang und Lee verführt haben, ein Aufgeben der Spiegelinvarianz für *schwache* Wechselwirkungen in Betracht zu ziehen.“ Am 17. Januar wiederholte er gegenüber Weisskopf nochmals [2455] das Wettangebot, weil er noch immer „keine logische Verbindung von *Stärke* einer Wechselwirkung und ihrer Spiegelinvarianz“ erkennen konnte.

In dieser Auffassung wurde Pauli noch durch Källén bestärkt, der im Oktober 1956 von Experimenten in Amerika mit nur *symmetrischer* Winkelverteilung gehört hatte [2432 und 2447].

Wie eine Bombe traf dann am 18. Januar die Nachricht von der Paritätsverletzung durch einen Brief [2451] von John Blatt in Zürich ein. Blatt war ein früherer Mitarbeiter von Pauli, der jetzt zusammen mit Schafroth an der Universität von Sydney tätig war. Er hatte sich damals von seiner Universität beurlauben lassen und hielt sich vorübergehend in Princeton auf. So wurde er ein unmittelbarer Zeuge des auch durch die Presse verbreiteten Ereignisses,[24] das er noch am gleichen Tage in einem Schreiben [2451] an Pauli weiterleitete: „I don’t know whether anyone has written you as yet about the sudden death of parity. Miss Wu has done an experiment with beta-decay of oriented Co nuclei which shows that parity is *not* conserved in $\beta$ decay;[25] indeed, the preliminary data are best understood with a neutrino Hamiltonian of type $H = c\boldsymbol{\sigma} \cdot \boldsymbol{p}$; i. e., the neutrino is a right-handed screw, the anti-neutrino a left-handed screw. Le-

derman has used this to measure the magnetic moment of the $\mu$ meson, since the forward $\mu$ meson beam from the decay of $\pi$ mesons is 100% polarized. The magnetic moment has the Dirac value to whithin a few percent.[26] We are all rather shaken by the death of our well-beloved friend, parity. At present they are concocting an experiment to test for time reversal symmetry in $\beta$ decay."

Als am 21. Januar „um 17 Uhr" eine weitere Mitteilung von Valentin L. Telegdi aus Chicago einging,[27] – welche darüber hinaus auch noch die Sonderdrucke der drei entscheidenden experimentellen Untersuchungen (über polarisierte $\mu$-Mesonen beim Pion-Zerfall von Friedman und Telegdi und von Lederman et al., sowie über den $\beta$-Zerfall von Co-Kernen von Wu et al.) einschloß –, war Pauli von der Richtigkeit der neuen Entdeckung vollständig überzeugt. Weitere Nachrichten, die in den folgenden Tagen eintrafen [2461, 2462, 2466 und 2475], konnten die gewonnene Einsicht nur noch bestätigen.

So konnte er diese Neuigkeit auch gleich in seinem für diesen Tag angesetzten Vortrag „Zur älteren und neueren Geschichte des Neutrinos" vor der Versammlung der *Naturforschenden Gesellschaft* in Zürich bekannt geben.[28] In einem Brief an Fierz [2464] hat Pauli die dramatische Situation nochmals eindrucksvoll geschildert: „Gestern hielt ich also abends meinen Vortrag über ‚ältere und neuere Geschichte des Neutrino'. Nach einem Brief von Herrn Blatt aus Princeton, der Freitag hier eintraf und über das Resultat des Experimentes mit dem gerichteten Kernspin berichtete, kamen gestern um *17 Uhr*, freundlicherweise von Herrn Telegdi geschickt, die Manuskripte dreier experimenteller Arbeiten von ihm und anderen, Lederman und anderen, C. S. Wu und anderen; die ersten beiden über $\mu$-Mesonen (Lederman hat noch das magnetische Moment des $\mu$-Mesons gemessen und findet den g-Wert $2.00 \pm 0.10$).

Bald nachher kam ein Eilbrief [2575] aus Genf von Villars mit dem Zeitungsausschnitt der *New York-Times*, den Sie auch erhalten haben. Vorher kamen zwei theoretische Arbeiten. ... So hatte ich eben noch Zeit, den Schluß meines Vortrages (Beginn *20 Uhr 15*) neu zu improvisieren."

Wenige Tage später, nachdem er die in der Physik durch die neue Erkenntnis eingetretene Situation nochmals überdacht hatte, formulierte Pauli seine inzwischen berühmt gewordenen Briefe an Weisskopf und an Salam.[29] Er sprach darin von einem „Erdrutsch" [2472] und von einem „ersten Schock, der nun vorüber ist" [2476]. Ganz besonders freute er sich darüber, „daß ich keine Wetten gemacht habe," denn das „hätte schwer ins Geld gehen können". Wie sehr ihn dieses „Versagen der sonst so allgemein bewährten" Symmetrieprinzipien innerlich aufgewühlt hatte, hat Pauli später in seinem Schreiben [2682] vom 5. August an C. G. Jung beschrieben. Pauli hat auch einen anschaulichen Bericht über „Die Verletzung von Spiegelungs-Symmetrien in den Gesetzen der Atomphysik" für die Zeitschrift *Experientia* verfaßt,[30] bei dem ihm jedoch die Frage einer bildlichen Darstellung des Problems noch vor besondere Schwierigkeiten stellen sollte [2769].

Pauli griff nochmals auf seine schon bei anderen Gelegenheiten bewährtes Verfahren zurück: Er verschickte Mitteilungen [2457] um anzuzeigen, daß „unsere langjährige, liebe Freundin Parity" am 19. Januar[31] „sanft entschlafen" sei. So konnte sich die Nachricht von der Paritätsverletzung „like a new

gospel“[32] rasch über den gesamten Globus verbreiten. „The sudden liberation of our thinking on the very structure of the physical world was overwhelming“, erklärte später C. S. Wu.[33] „Activities along these lines advanced at an unprecedented pace. First, the nonconservation of parity was also observed in the decay of the muon. The assymmetry effect of the beta particles from the polarized $^{60}$Co was also used to examine the validity of time reversal and it was found sound. Therefore, in weak interactions, the charge conjugation $C$ and the parity $P$ were both violated and the time reversal $T$ was still intact. This suggested the combined $CP$ invariance.“

„We are reminded,“ erklärte Wigner damals, noch unter dem direkten Eindruck der neuen Entdeckungen,[34] „of Mach's axiom that the laws of nature depend on the physical content of the universe, and the physical content of the universe certainly shows no symmetry. This suggests – and this may also be the spirit of the ideas of Yang and Lee – that all symmetry properties are only approximate. The weakest interaction, the gravitational force, is the basis of the distinction between inertial and accelerated coordinate systems, the second weakest known interaction, that leading to $\beta$ decay, leads to the distinction between matter and antimatter. Let me conclude this subject by expressing the conviction that the discoveries of Wu, Ambler, Hayward, Hoppes, and Hudson, and of Garwin, Lederman, and Weinrich will not remain isolated discoveries. More likely, they herald a revision of our concept of invariance and possibly of other concepts which are even more taken for granted.“

[1] Vgl. Band **III**, S. 792.

[2] Siehe hierzu Meyenn (1988, S. 38). – Der damals durch Pauli angegriffene Goudsmit versuchte hier eine Parallele aufzuzeigen, als er sich am 22. März 1959 anläßlich der Paritätsverletzung an John van Vleck wandte: „Pauli in a 1924 note was the first one to think of nuclear spin and the resulting hyperfine structure. It is therefore very surprising that he was so opposed to the concept of spin of elementary particles. (I believe that the Dirac theory of the hydrogen fine structure is certainly nearer in spirit to the finger of God than to the image of a spinning ping-pong ball.) … – I have a similar feeling about the violation of parity conservation. I would be so much happier if it could be described at least in part in terms of a model like the spin. … Vicky Weisskopf in his semi-popular article about parity in *Science* came, however, very near to a model. Roughly it is as follows. If the neutrino with its spin were not a spherically symmetric particle, but if it were pear shaped, one could describe many of the features of parity conservation break down with this model.“

[3] Vgl. Wigner (1927), von Neumann und Wigner (1928) sowie Hermann Weyls im Wintersemester 1927/28 in Zürich gehaltenen Vorlesungen über *Gruppentheorie und Quantenmechanik*, die allerdings erst im Herbst 1928 im Druck erschienen.

[4] Laporte (1924).

[5] In einer am 8. September 1927 nachgereichten Berichtigung zu seiner Arbeit machte Wigner (1927, S. 602) darauf aufmerksam, daß er diesen Hinweis auf die Laportesche Regel durch Pauli erhalten habe.

[6] Als Parität wird dabei die bei einer Inversion an einem Punkt eintretende Vorzeichenänderung (bei Wigner damals *Spiegelungscharakter* und bei Weyl *Signatur* genannt) der entsprechenden Eigenfunktionen bezeichnet.

[7] Siehe hierzu von Meyenn (2003).

[8] Vgl. Weyl [1928, S. VI].

[9] Wigner (1949). Siehe hierzu auch den ausgezeichneten Aufsatz in den *Naturwissenschaften* von G. Lüders (1957a).

[10] Vgl. hierzu Weinberg (1974).

[11] In der veröffentlichten Version seines Aufsatzes (1949) folgte Wigner diesem Ratschlag und fügte eine längere Beschreibung seines Gedankenexperimentes zur Ladungserhaltung hinzu.
[12] Yang (1956a).
[13] Vgl. den Kommentar im Band **IV**/3, S. 547ff.
[14] Einen allgemeinen Bericht über diese neuen instabilen Teilchen hatte M. Deutschmann (1955) damals gerade in den *Naturwissenschaften* veröffentlicht.
[15] Yang (1956a). Siehe hierzu auch Yangs Kommentar zu seinen *Selected Papers* [1983, S. 25f.] sowie die historischen Beiträge von Yang (1982) und Telegdi (1987, S. 437).
[16] Vgl. Band **IV**/3, S. 233, 786. Siehe auch Dalitz' Bericht (1989) während des Fermilab Symposiums zur Geschichte der Elementarteilchenphysik. Eine sorgfältige Diskussion der verschiedenen damals diskutierten Lösungsansätze findet man auch bei Lüders (1957a, S. 274).
[17] Yang (1957b). Siehe auch Band **IV**/3, S. 790, Anm. 8.
[18] Über den Verlauf dieser Konferenz vom 17.–21. September 1956 war Pauli, der nicht teilnehmen konnte, durch Jost unterrichtet worden (vgl. Band **IV**/3, S. 643 und 700).
[19] Vgl. Band **IV**/3, S. 549.
[20] Eine frühe Beobachtung von Paritätsverletzung bei Streuversuchen mit $\beta$-Strahlen von Richard T. Cox et al (1928) ist erst nachträglich bekannt geworden (vgl. hierzu die historische Darstellung bei Maglic [1973, S. 145–153]).
[21] Lee und Yang (1956b). Einen Preprint dieser Publikation mit dem Titel „Is parity conserved in weak interactions?" hat Pauli Ende Juni 1956 erhalten {vgl. Enz [2002, S. 517]}.
[22] Siehe hierzu den Kommentar zum Brief [2482].
[23] Vgl. Band **IV**/3, S. 795 und 813.
[24] Die *New York Times* widmete am 16. Januar 1957 dieser Entdeckung der Paritätsverletzung sogar ihr Titelblatt (vgl. die Briefe [2464 und 2465]).
[25] Die Ergebnisse von Wu et al (1957) und Garwin et al. (1957) waren am 15. Januar 1957, dem gleichen Tag, als Blatt diesen Brief schrieb, bei der Redaktion des *Physical Review* eingegangen. Weitere Hinweise über die begleitenden Umstände dieses Experimentes findet man in der Anmerkung zum Brief [2526]. Die Entdeckungsgeschichte der Paritätsverletzung ist zusammen mit den Berichten der Beteiligten und einem Abdruck ihrer Publikationen auch durch Maglic in seinen *Adventures in Experimental Physics*, *$\gamma$-Volume*, S. 94–162 dargestellt worden (siehe dort insbesondere auch die ausführliche Beschreibung des $^{60}$Co-Experimentes durch Wu (1973)).
[26] Auf diesen „interessanten Seiteneffekt" hat auch Weisskopf in seinem Brief [2493] hingewiesen.
[27] Vgl. die Briefe [2464, 2465 und 2476] und den Kommentar zum Brief [2465].
[28] Pauli (1957a). – Vgl. hierzu die im Band **IV**/3, S. 676–682 wiedergegebenen Vortragsaufzeichnungen {welche noch nicht den in der veröffentlichten Version (1958k) enthaltenen Paragraphen über Paritätsverletzung enthalten} und den Kommentar zum Brief [2461] im vorliegenden Band.
[29] Übersetzte Auszüge dieser Briefe an Weisskopf, die wir auch als Anlagen zu den Briefen [2455, 2459 und 2476] in der vorliegenden Edition wiedergeben, wurden auch in der Einleitung zu den von Kronig und Weisskopf herausgegebenen *Collected Scientific Papers* [1964] von Pauli aufgenommen.
[30] Pauli (1958d).
[31] Es ist nicht erkennbar warum Pauli gerade dieses Datum wählte.
[32] Nach einem Ausspruch von Otto Robert Frisch.
[33] Wu (1973, S. 118).
[34] Wigner (1957, S. 259), in seiner Ansprache als *retiring president* der *American Physical Society* vom 31. Januar 1957.

## [2451] Blatt an Pauli

Princeton, 15. Januar 1957
[Maschinenschriftliches Duplikat]

Dear Professor Pauli!

I am sorry that I am changing my travel plans so much;[1] but I have now received an invitation from Aage Bohr to visit Copenhagen on my way, also.

As a result, I will come to Zurich somewhat later than I wrote you in my last letter, namely on Saturday, February 9, at 13: 50 on Swissair flight 211. As it turns out, the plane from Zurich to Sydney leaves on Monday night (BOAC flight 706, leaving 21: 10), so I will have very little time in Zurich, which I regret; but I would have to wait a whole week for the next plane, and after an absence of more than 5 months I shall be quite eager to get home to my wife and children, to say nothing of the sunny Sydney summer.

In addition to low temperature physics, I have also some material about the nuclear forces in the deuteron; the high energy n p and p p scattering data are still not clearly interpreted, and I think we will start doing something along these lines in Sydney when I get back there. I am not at all happy with the analysis of Gammel, Christian and Thaler[2] – nor are they themselves, for that matter. Can you think of any sensible reason why the nucleon–nucleon interaction in the ${}^3P_0$ state should be much larger than in the ${}^3P_1$ and ${}^3P_2$ states? That is how the data look.

I don't know whether anyone has written you as yet about the sudden death of parity. Miss Wu has done an experiment with beta-decay of oriented Co nuclei which shows that parity is *not* conserved in $\beta$ decay;[3] indeed, the preliminary data are best understood with a neutrino Hamiltonian of type $H = c\boldsymbol{\sigma} \cdot \boldsymbol{p}$; i. e., the neutrino is a right-handed screw, the anti-neutrino a left-handed screw. Lederman has used this to measure the magnetic moment of the $\mu$ meson,[4] since the forward $\mu$ meson beam from the decay of $\pi$ mesons is 100% polarized. The magnetic moment has the Dirac value to whithin a few percent. We are all rather shaken by the death of our well-beloved friend, parity. At present they are concocting an experiment to test for time reversal symmetry in $\beta$ decay.[5]

Looking back a few years, one can only be amazed at the audacity of people like Eddington who pretend that all this could have been guessed just by analyzing the nature of our human sensory apparatus. Any physicist who would have guessed, 5 years ago, say, what we now know to be experimental facts about strange particles, $\beta$ decay, and the like, would have been called a madman, and rightly so.

I am looking forward to seeing you in Zurich.

Sincereley Yours John Blatt

P. S. If there should be any need for you to get in touch with me before I leave the U S A, please use the following address: care of: H. Epstein, 360 Brook avenue, Passaic, N. J. I shall leave the U S A on Sunday, February 3.

[1] Paulis ehemaliger Mitarbeiter John Blatt war durch sein 1952 gemeinsam mit Viktor Weisskopf publiziertes Werk *Theoretical Nuclear Physics* allgemein bekannt geworden. Nach einer vorübergehenden Tätigkeit an der *University of Illinois* hatte er zusammen mit T. Ma, R. Schafroth und S. T. Butler eine Theoriegruppe am *Physics Department* der *University of Sydney* aufgebaut (vgl. Millar [1987, S. 26f.]). Ende 1956 hatten Butler und er einen Forschungsaufenthalt am *Palmer Physical Laboratory* der *Princeton University* wahrgenommen. Während seiner bevorstehenden Rückreise nach Australien wollte Blatt nun auch noch Pauli in Zürich aufsuchen. Dieser kurze Besuch bei Pauli fand am 11. Februar 1957 statt [2511].

[2] Vgl. Gammel, Christian und Thaler (1957).

[3] Vgl. Wu et al. (1957).

[4] Vgl. Garwin, Lederman und Weinrich (1957). Die korrekte Helizität des Neutrinos wurde erst durch das Experiment von Goldhaber et al. (1958) bestimmt. Siehe hierzu auch die Bemerkungen von Lee und Yang in ihrem Brief [2513].
[5] Blatt hatte für das Augustheft 1956 von *Scienific American* gerade einen Aufsatz über „Time reversal" verfaßt.

## [2452] Heisenberg an Pauli

Göttingen, 15. Januar 1957

Lieber Pauli!

Bei längerem Nachdenken wird mir der Fall $2N + \theta$ immer unklarer, und ich möchte Deinen Rat einholen. Weinberg[1] rechnet doch offenbar so: er setzt die beiden Teilchen $N$ und $V$ in einen bestimmten Abstand r, sieht zu, ob es eine Lösung der Hamiltonfunktion gibt, in der die kinetischen Energien der N- und V-Teilchen weggelassen sind, und berechnet, wenn es sie gibt, das zugehörige $E = w_0(r)$. Das ist aber doch noch *kein* stationärer Zustand des Gesamtsystems $N + V$ bzw. $2N + \theta$. Es ist ein *Potential* zwischen beiden Teilchen. Ein stationärer Zustand wird es erst, wenn außerdem

$$\frac{\partial \omega_0(r)}{\partial r} = 0$$

und

$$\frac{\partial^2 \omega_0(r)}{\partial r^2} > 0,$$

d. h., wenn sich die Massen N und V in einem stabilen Gleichgewicht befinden.

Also muß man doch zwei ganz verschiedene Fragen unterscheiden:

1. Gibt es Zustände negativer Norm, bei denen ein $\omega_0(r)$ als Lösung der Hamiltongleichung existiert, bei dem

$$\frac{\partial \omega_0(r)}{\partial r} = 0 \quad \text{und} \quad \frac{\partial^2 \omega_0}{\partial r^2} > 0$$

ist?

2. Gibt es überhaupt Zustände negativer Norm mit einer Energie $\omega_0(r)$ für gegebenes $r$?

Nach meiner allgemeinen Philosophie muß ich natürlich vermuten, daß es die Zustände 1. *nicht* gibt. Aber ich darf eigentlich gar nicht vermuten, daß es die Zustände 2. nicht gibt. Denn in 2. handelt es sich um eine lokale Fragestellung, und für lokale Probleme halte ich die Geister grundsätzlich für zulässig.

Man sieht natürlich im Lee-Modell nicht recht ein, was der prinzipielle Unterschied von 1. und 2. sein soll. Aber man kann doch so sagen: Die Zustände 1. sind mit der S-Matrix mathematisch zwangsläufig verkoppelt (die stationären Zustände entsprechen Polen auf der imaginären Achse), während die Zustände 2. nicht mehr mit der S-Matrix verbunden sind, sie gehören in das Gebiet außerhalb

der „Energieschale“. Also was meinst Du, darf es Zustände 2. geben oder nicht geben? Oder habe ich an Weinbergs Arbeit etwas mißverstanden?

Viele Grüße! Dein W. Heisenberg

[1] Vgl. Weinberg (1956) und Källéns Bemerkungen im Brief [2432].

## [2453] Fierz an Pauli

[Basel], 16. Januar 1957
[2 Fassungen]

Lieber Herr Pauli!

Als Spiel hier die Übungsaufgabe zur Mechanik.

Sei

$$1. \qquad \frac{d}{dt}[(x^2+\dot{x}^2)x0] = -x.$$

Multipliziere 1. mit

$$(x^2+\dot{x}^2-1)\dot{x},$$

so folgt

$$\frac{dE}{dt} = 0$$

mit

$$2. \qquad E = \frac{1}{2}(u+v-1)^2(v+1/2),$$

wobei

$$u = x^2, \quad v = \dot{x}^2.$$

Daraus folgt die Bewegung. Wir geben $E$ vor und setzen $v = 0$, so finden wir für die Librationspunkte:

Wenn

$$0 < E < \tfrac{1}{4} : u_0 = 1 \pm 2\sqrt{E}$$
$$E = 1/4 \text{ ist das Gleichgewicht}$$
$$E > 1/4 : u_0 = 1 + 2\sqrt{E}.$$

Für $E = 0$ ist die Lösung

$$x = \cos(t+\delta), \quad u+v = 1.$$

Multipliziert man 1. mit

$$x^2+\dot{x}^2-1,$$

so folgt

$$\frac{d}{dt}\frac{\partial L}{\partial \dot{x}} - \frac{\partial L}{\partial x} = 0$$

3. $$L = v(u+v)(u-1) + v^2\left[\frac{3}{5}v + \frac{1}{3}u\right] - E.$$

Der kanonische Impuls ist

$$p = \left[\frac{3}{5}v^2 + \left(\frac{4}{3}u - 1\right)v + u(u-1)\right]\dot{x}.$$

$p(\dot{x})$ hat für

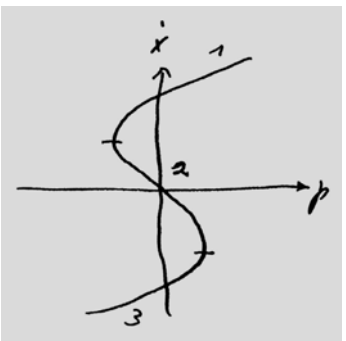
| | |
|---|---|
| $u = 0$ | eine 3-fache Wurzel bei $\dot{x} = 0$<br>und zwei einfache Wurzeln bei $\pm\dot{x}_1$ |
| $0 < u < 1$ | eine einfache Wurzel bei $\dot{x} = 0$<br>und zwei einfache Wurzeln bei $\pm\dot{x}'$ |
| $0 = 1$ | eine dreifache Wurzel bei $\dot{x} = 0$ |
| $u > 1$ | eine einfache Wurzel bei $\dot{x} = 0$ |

Wenn also $u < 1$ ist, so hat $\dot{x}(p)$ drei Zweige, und es gibt drei Formen für

$$H(p,x) : H_k : k = 1, 2, 3.$$

$\dot{x}(p)$ sieht so aus

$u < 1$




Die Nummern bezeichnen die drei Zweige.

$H_2(p,x)$ beschreibt die Lösungen mit $E < 1/4$ und $u_0 = 1 - 2\sqrt{E}$.
$H_1$ und $H_3$ beschreiben die Lösungen mit $u_0 = 1 + \sqrt{4E}$.

Wählt man insbesondere $u < 1$ und $p$ derart, daß $\frac{\partial \dot{x}}{\partial p} = \infty$, d. h. so, daß man an der Grenze der Zweige 1, 2 oder 2, 3 ist, dann ist $E = 0$. In der Tat:

$$\frac{\partial p}{\partial \dot{x}} = 3v^2 + (4u-3)v + u(u-1) \text{ verschwindet für } u + v = 1.$$

Die Verzweigung verschwindet, sobald $u > 1$. Wählt man im Verzweigungsgebiet $H_1(p, x)$ und verfolgt das Verhalten in der Zeit, so bleibt man, solange die Verzweigung besteht, im 1. Zweig. Wenn nun z. B. $\dot{x} > 0$, $x > 0$, $u < 1$, so nimmt $\dot{x}$ ab, $u$ nimmt zu. Bevor $\dot{x} = 0$ geworden ist, ist $u > 1$, und man hat keine Verzweigung mehr. Wenn diese erneut erscheint, ist man im 3. Zweig. $H_1$ und $H_3$ wechseln also periodisch ab.

$H_2$ ist dagegen ein System für sich, bei dem $|x| < 1$ und $|p| < \pi(x)$ sein muß.

Die kanonische Beschreibung ist also recht kompliziert. Das ganze ist passend für's Kuriositätenkabinett. Wer freilich wie P. Bergmann die Gravitationstheorie kanonisch beschreiben will,[1] kann daran ein abschreckendes Beispiel nehmen.

Mit bestem Gruß Ihr M. Fierz

[1] In dem „von Einstein gleichsam sanktionierten" Lehrbuch von Peter Gabriel Bergmann [1942] werden die Feldgleichungen der allgemeinen Relativitätstheorie aus dem Hamiltonschen Prinzip hergeleitet.

## [2454] Pauli an Kröner

Zürich, 17. Januar [1957][1]

Lieber Herr Kröner!

Nun habe ich also endlich von Ihnen gehört, ich hatte die ganze Zeit schon eine Art „Intuition", Sie seien *nicht* nach Zürich gekommen. Von einer Krankheit wußte ich bisher nichts, weiß auch nichts über deren Natur; der Name der Klinik läßt mich schließen, daß sie zwar vielleicht unangenehm, aber nicht gefährlich ist.[2]

Während der Weihnachtsferien (d. h. schon nach Neujahr) habe ich Ihnen noch zwei längere Briefe geschrieben;[3] einen über das Buch von Dijksterhuis speziell über Galilei, den anderen über Nikolaus von Cues (anhand eines Buches von Volkmann-Schluck). Diese beiden Briefe steckte ich in *dasselbe* Couvert und schickte sie an die Hegibachstraße 144. Da ich selbst auf das Couvert geschrieben habe „bitte nicht nachsenden, auf Ankunft warten", liegt das Couvert vielleicht noch dort. Es hatte ja keine Eile, hat immer noch keine.

Nun können Sie, je nach Ihrem Befinden, sie dort liegen lassen oder kommen lassen.

Vielleicht kommt Ihre Krankheit in ein Stadium, wo Sie zwar nicht ausgehen dürfen, aber Muße haben werden.

In diesem Falle wäre also eine schriftliche Fortsetzung unserer Gespräche schon vor dem Sommer-Semester nicht ausgeschlossen.

Am Montag beim Neutrinovortrag[4] werde ich Sie sehr vermissen. Ein kurzes Autoreferat bekommen Sie bald. Später werde ich den Vortrag wohl auch aufschreiben.

Gute Besserung und sehr herzliche Grüße Ihr W. Pauli

[1] Der Brief war 17. Januar 1956 datiert. Laut Poststempel muß das korrekte Datum 1957 lauten.
[2] Das Schreiben war an die *Urologische Abteilung* der *Chirurgischen Universitätsklinik* in Innsbruck gerichtet.
[3] Vgl. die Briefe [2427 und 2429].
[4] Es handelte sich um den historischen Vortrag, den Pauli am 21. Januar in der Versammlung der *Naturforschenden Gesellschaft* in Zürich halten wollte (vgl. hierzu den Kommentar zum Brief [2461]).

## [2455] Pauli an Weisskopf

Zürich, 17. Januar 1957

Lieber Herr Weisskopf!

Nun muß ich wohl endlich Ihren Brief vom 22. Dezember beantworten.[1] Ich habe aber beschlossen, über Ihren Kandidaten diesmal *keinen* Brief zu schreiben, denn sowohl ihn persönlich als auch seine Arbeiten kenne ich nur sehr oberflächlich. Der nötige background fehlt also.

Dagegen folgen einige Bemerkungen über Physik, die teilweise auch für *Thirring* bestimmt sind (ich lasse ihn grüßen, was ist übrigens Ihr Eindruck von ihm?),[2] der frühere Diskussionen über diesen Gegenstand ja selbst mitgemacht hat (insbesondere an der Pisa-Konferenz* 1955, wo er auch anwesend war).[3]

Einer der Gründe, warum ich Ihren Brief so spät beantworte, ist sehr einfach: the line is busy. Etwa seit Neujahr muß ich etwa *je* 2 Briefe pro Woche nach Göttingen (Heisenberg) und nach Kopenhagen (Källén) schreiben. A battle is going on.

Etwa um Neujahr schrieb mir Heisenberg (= H.),[4] daß durch eine sehr einfache (und übrigens bekannte) Erweiterung des Lee-Modells sein geliebter *Dipol-Geist* einer mathematischen Behandlung zugänglich wird. Die Erweiterung besteht einfach darin, daß die Forderung, $\omega_0 = 0$ solle in K P Gleichung (27) („K P“ bedeutet die Arbeit von Källén und mir)[5] ein Eigenwert sein, fallengelassen wird. Dies gibt die Möglichkeit, in die Eigenwertbedingung (36) eine weitere zunächst willkürlich bleibende *additive* Konstante A einzuführen.

Diese kann man nun im Falle der *indefiniten Metrik* so wählen, daß, wie bei Källén und mir, die beiden Wurzeln reell sind (Zustände $V_+$ mit positiver, $V_-$ mit negativer Norm) oder auch so, daß die beiden Wurzeln konjugiert komplex sind.

Zwischen diesen beiden Gebieten liegt ein *Grenzfall*, nämlich der einer reellen *Doppel*wurzel. {Ist $\chi(z)$ die Verallgemeinerung von $h(z)$, K P (36), so sei dort $A = A_0$, $\chi(z_0) = \chi'(z_0) = 0$.} Eine solche Doppelwurzel nannte ich in Pisa „Dipolgeist“.

Bei dieser schlagen nun alle Wünschelruten von Göttingen mächtig aus, es sei dort ein großer Schatz vergraben. Dort sei nämlich eine neue physikalische Interpretation des Modells möglich, gemäß der nur die Streuzustände von N und $\theta$-Teilchen „physikalisch“ sind, der Dipolgeist (kein physikalischer „Einteilchen-V-Zustand“) jedoch könne auf der Energieschale niemals outgoing werden, wenn er nicht schon ingoing war, und die S-Matrix sei dort schon von selbst unitär für die Streuzustände allein. Richtig ist, daß bei komplexen Wurzeln, die ja nicht

auf der reellen Energieschale liegen, die S-Matrix für die Streuzustände unitär ist. Dort aber stimmt wegen der komplexen Pole der S-Matrix die *Kausalität* nicht. Aber in Göttingen meint man (zur Zeit noch), daß im Grenzfall, wo der Kausalitäts-trouble in Unitaritäts-trouble umschlägt,[6] alles in Butter sein soll.

Aber Heisenberg hat sich beim Lee-Modell nun ins Offene gewagt, bisher wohl verborgen in einem „Hilbert-Raum II" genannten Unterstand. In dem von den Zuständen $|1_V, 0, 0\rangle$ und $|0, 1_N, 1_k\rangle$ aufgespannten Teilraum des Lee-Modells besteht aber jener geheimnisvolle „Hilbert-Raum II" von Heisenberg nur aus diesem *einen* Dipolgeist: Heisenberg hat seinen Kopf herausgestreckt und kommt unter Feuer; beim Lee-Modell kann man alles rechnen.

Schon hat sich gezeigt, daß die *S-Matrix gar nicht unitär* ist, falls der Dipolgeist von reellen Wurzeln her approximiert wird. Genauer gesagt: Källén hat gezeigt, daß zur Unitarität eine sehr spezielle Bedingung (die noch von einer Variablen abhängt) identisch erfüllt sein müßte, wofür nicht der geringste Grund vorhanden ist.

Die Unstetigkeit der S-Matrix an der Doppelwurzel beim Übergang von reellen zu komplexen Wurzeln hat offenbar etwas zu tun mit dem singulären Verhalten der zeitabhängigen Lösungen im Falle der Doppelwurzel. Es gibt einen Zustand verschwindender Norm mit der gewöhnlichen Zeitabhängigkeit $e^{-i\omega_0 t}$, aber noch einen anderen mit der abnormalen Zeitabhängigkeit $(u_1 + u_2 t)e^{-i\omega_o t}$ Das hat Heisenberg auch schon bemerkt (in Pisa berichtet) und bestätigt sich auch beim Lee-Modell. Aber ich glaube, Heisenberg hat nicht die richtigen Konsequenzen daraus gezogen. Es muß so herauskommen, daß hier in der üblichen Matrix $U(t, t')$ der limes $t \to +\infty$, $t' \to -\infty$ sich nicht eindeutig vollziehen läßt, d. h., daß hier das übliche $\delta(E - E')$, die Energieschale, in diesem Limes gar nicht herauskommen wird (eben wegen der $te^{-i\omega_0 t}$-Terme). Und diese Undefiniertheit der Energieschale spiegelt sich auch im Sprung der S-Matrix beim Übergang von reellen zu komplexen Wurzeln wider.

Ich hoffe bald mehr darüber zu wissen, werde vielleicht später noch an Thirring selbst schreiben, wenn das System (Heisenberg + Källén + Pauli) einen gewissen Gleichgewichtszustand erreicht haben wird.

Wir werden aber Heisenberg höchstens so weit bringen können, daß er das Lee-Modell als für seine Zwecke ungeeignet aufgeben wird, um sich dann weiter süßen Träumen über ein erhofftes anderes Modell hinzugeben, das seine Wünsche erfüllen wird.

Um nun aber die Situation im Stile der alten Kopenhagener Faustaufführung vorläufig zusammenzufassen: Das Graben an der Stelle, wo die Wünschelruten in Göttingen ausgeschlagen haben, hat *nicht* zur Aufdeckung eines Schatzes geführt, sondern hat nur den alt-bekannten Pudel aufgestört, eingewickelt in sein neuestes Gewand der indefiniten Metrik, der alsbald seinen mephistophelischen Kern enthüllt.[7]

---

Sonst war ich anläßlich einer starken Nachfrage nach Vorlesungen über das Neutrino nach dem Experiment von Cowan und Reines (Montag, den 21. muß ich wieder eine halten)[8] ein wenig mit der Theorie des Betazerfalls beschäftigt.

Die Idee, daß es *zwei* Sorten Neutrinos geben soll, das eine $\nu$ zugleich mit $e_+$, das andere $\bar{\nu}$ zugleich mit $e_-$ emittiert, leuchtet mir sehr ein.

Zusammen mit der von Konopinski, Reviews of Modern Physics **27**, 254, 1955,[9] am Schluß dieser Arbeit formulierten Regel, kann man das, so scheint mir, am besten mit Hilfe einer nicht-elektromagnetischen „Lepton-Ladung" formulieren, die nur für leichte Fermionen von Null verschieden ist und deren Summe immer erhalten bleibt.[10] Die Zuordnung ist

$$\begin{array}{cccc} +1 & e_-, & \nu, & \mu_+ \\ \hline -1 & e_+, & \bar{\nu}, & \mu_- \end{array}$$

(N. B. Man könnte ebensogut in der oberen Zeile $-1$, in der unteren $+1$ schreiben, das ist reine Konvention.)

Daß man es bei $\mu$ umgekehrt macht wie bei $e$, erklärt nach Konopinski das Nicht-Auftreten des Prozesses $N + \bar{\nu} \to P + e_-$. Das negative Resultat des Experimentes von *Davis* (Brookhaven) über die Reaktion

$$\mathrm{Cl}^{37} + \bar{\nu} \to \mathrm{Ar}^{37} + e_-$$

(man hat nur Pile-Neutrinos $\bar{\nu}$) spricht ja auch sehr für diesen Erhaltungssatz einer „Leptonladung". Ich hoffe aber, daß er seine Versuchsgenauigkeit erhöhen kann.[11]

*Denn:*

Macht man die Annahme eines solchen neuen Erhaltungssatzes (proportional zugehöriger Eichgruppe mit konstanter Phase) *nicht*, d. h. begnügt man sich mit Lorentz-Invarianz und den Spiegel-Invarianzen in Raum und Zeit, so kann man leicht noch weitere Hamiltonians zusammenpanschen von der Form

$$g[A(\bar{\chi}_P 0 \chi_N)(\bar{\chi}_e 0 \chi_n) + B(\bar{\chi}_P 0 \chi_N)(\bar{\chi}_e 0 C^{-1} \bar{\chi}_n)] + \text{hermitesch konjugiert}$$

$A, B$ reell $\qquad A^2 + B^2 = 1$

Matrix $C$ erfüllt $\qquad \gamma_\mu^{\mathrm{T}} = -C\gamma_\mu C^{-1}.$

Diese Zwitter-Theorien, bei denen zugleich mit $e_-$ eine lineare Superposition von $\nu$ und $\bar{\nu}$ emittiert wird, ergeben z. B. für die Reaktion von Davis ein Resultat proportional zu $A$, $B$, das irgendwo *zwischen* 0 und dem der Majorana-Theorie[12] liegt. Letztere erhält man für $A^2 = B^2 = 1/2$.

Kannten Sie schon diese Sachen über Lepton-Ladung und Zwitter-Theorien durch mündliche Gerüchte? Die letzteren scheint der Japaner *Sakata* schon gekannt zu haben, er hat aber nichts darüber publiziert.[13]

Es gibt noch einen anderen Mischungstyp, wo im zweiten Term $C^{-1}$ durch $\gamma_5 C^{-1}$ ersetzt ist (was hier die Spiegelinvarianzen *nicht* verletzt). Ich habe aber gesehen, daß für *Neutrinomasse Null* diese Mischung bei geeigneter kanonischer Transformation der $\psi$ wieder in die gewöhnliche Form mit $A = 1$, $B = 0$

und nur anderen Buchstaben statt der $\psi$ zurücktransformiert werden kann. Nur die Korrekturen wegen eventueller Neutrinomasse $m_\nu$ werden bei der zweiten Mixtur verändert, und der Wirkungsquerschnitt der Davis-Reaktion würde proportional zu $m_\nu^2$.

Ich habe also eine Neutrino-Pansch-Abteilung für jüngere Herren hier errichtet, aber ich glaube es nicht, sondern die Erhaltung der Leptonladung scheint mir vernünftig.

Ich habe auch die Arbeit von Yang und Lee im Physical Review, November 1956,[14] gelesen, wo sie diskutieren, wie formal die Spiegelinvarianz (d. h. sowohl räumliche als auch zeitliche Spiegelung, nur das Produkt *beider* $x'_\nu = -x_\nu$, $\nu = 1, 2, 3, 4$, bleibt bestehen – siehe meine Arbeit im Bohr-Festbuch)[15] verletzt werden kann. Es war verdienstvoll, darauf hinzuweisen, daß durch ein Experiment mit gerichteten Kernspins (ich höre, daß es sowohl in Washington als auch in Leiden gemacht wird)[16] die Spiegelinvarianz beim $\beta$-Zerfall geprüft werden kann.

Ich glaube aber *nicht, daß der Herrgott ein schwacher Linkshänder* ist und wäre bereit, hoch zu wetten, daß das Experiment symmetrische Winkelverteilung der Elektronen (Spiegelinvarianz) ergeben wird. Denn ich sehe keine logische Verbindung von *Stärke* einer Wechselwirkung und ihrer Spiegelinvarianz. Und außerdem: das Aufgeben dieser Rechts-Links-Invarianz beim $\beta$-Zerfall hilft zunächst immer noch nichts bei den K-Mesonen.

Das große Resultat ist: *warum* findet die Reaktion $\pi \to e + \nu$ *nicht* statt?? Ich habe keine Ahnung!

Viele Grüße von Haus zu Haus

Stets Ihr W. Pauli

[Zusatz am oberen Briefrand:] In diesem Jahr komme ich *nicht* nach U. S. A., vielleicht aber in 1958.

*Wann* gehen Sie nach Genf?[17]

*Wieweit ist Schwinger mit seinem Handbuchartikel?*[18] (Existiert er überhaupt?)

## Anlage zu [2455]

### Übersetzung eines Briefauszugs[19]

Zürich, 17. Januar 1957

I also have read the paper by Yang and Lee in the November issue of Physical Review 1956, where they discuss how the mirror invariance formally could be violated. It goes to their credit that they have pointed out that this could be examined by an experiment with oriented nuclear spin. I hear that this is carried out in the Bureau of Standards as well as in Leiden.

I do *not* believe that the Lord is a weak left-hander, and I am ready to bet a very high sum that the experiment will give symmetric angular distribution of the electrons. I do not see any logical connection between the strength of an

interaction and its mirror invariance. Furthermore, if we give up the right-left invariance in the beta decay, it does not help at all with the K mesons. The great problem is: Why does the reaction $\pi = e + \nu$ not take place? I have not the slightest idea.

[1] Dieser Briefwechsel liegt nicht vor.
[2] Walter Thirring hatte 1956 eine Stelle als *Visiting Professor* am MIT in Cambridge, Mass. angenommen. Zum Wintersemester 1957/58 ging er dann in der gleichen Eigenschaft an die *University of Washington* in Seattle, bevor er 1958 als Ordinarius wieder nach Bern zurückkehrte.
* Warum mein report von damals in den Supplemento des *Nuovo Cimento* immer noch nicht gedruckt erschienen ist – das ist ein Geheimnis der Redaktion. Muß aber jetzt wohl bald kommen. {Vgl. Pauli (1956b).}
[3] Vgl. Band **IV**/3, S. 232ff.
[4] In der Transkription wurden die Namen stets ausgeschrieben.
[5] Källén und Pauli (1955h).
[6] Vgl. hierzu die Briefe [2430, 2440, 2441 und 2442].
[7] Zusatz von Pauli: „Daß so viele Leute mit dem Lee-Modell beschäftigt sind, nur *nicht* dessen Urheber T. D. Lee, nehme ich diesem ein wenig übel. Spricht das nicht etwas gegen das amerikanische ‚System'?"
[8] Vgl. den Kommentar zum Brief [2461].
[9] Konopinski (1955).
[10] Ein solcher Erhaltungssatz für Leptonen war schon 1953 durch Konopinski und Mahmoud (1953) gefordert worden. Vgl. hierzu auch Band **IV**/3, S. 743, 754f. und 789.
[11] Davis berichtete kürzlich in seinen „Memories of a Nobel laureate" (2002, S. 16), „Pauli and many others did not believe all was as it seemed, and urged that another and more sensitive chlorine-37/argon-37 experiment be performed. To complicate matters, many physicists measured the spins of electrons from many $\beta$-decay sources. They found that the electrons were not necessarily polarized as expected. After a couple of years of improved experiments, thes polarization studies ultimately found that the two-component theory was correct."
[12] Vgl. Majorana (1937).
[13] Vgl. hierzu Sakata (1956).
[14] Vgl. Lee und Yang (1956b).
[15] Pauli (1955d).
[16] Von Wu et al. (1957) und Postma et al. (1957).
[17] Wie Weisskopf in seiner Autobiographie [1991, S. 200f., 218f.] berichtete, beabsichtigte er sein *second sabbatical* 1957/58 beim CERN in Genf zu verbringen.
[18] Vgl. die Angaben über die ursprüngliche Disposition dieses Bandes und das Schicksal des Schwingerschen Beitrags in Band **IV**/2, S. 794 und 796. – Pauli hatte Schwinger im Juni 1955 in Pisa getroffen und sich dort mit ihm über dessen geplanten Beitrag über Feldquantisierung unterhalten (vgl. Band **IV**/3, S. 287).
[19] Die hier wiedergegebene Übersetzung eines Auszugs aus Paulis Schreiben [2455] an Weisskopf wurde (zusammen mit Auszügen aus den Briefen [2459 und 2476]) am 29. Mai 1962 von Abdus Salam via Darrow an die Mitarbeiter des Projektes *Sources for the history of quantum physics* zugeleitet und dort in einem File: *Letters Pauli* abgelegt. Aus diesem und dem folgenden Brief [2476] zitierte Salam auch schon am 17. Mai 1957 während seiner Inaugural lecture (1957c) am *Imperial College* der Universität von London.

## [2456] Heisenberg an Pauli

Göttingen, 17. Januar 1957

Lieber Pauli!

Eben kam Dein Brief vom 15.,[1] der mir Veranlassung gibt, zu meinen Rechnungen über den Fall $N + 2\theta$ noch einen Kommentar anzufügen.

Ich schrieb Dir[2] für das Streuproblem eine inhomogene Integralgleichung, die etwa so lautet:

$$\Phi(k)\chi(\omega) = \int \Phi(k')dk' f(\omega, \omega') + \text{inhomogenes Glied},$$

wobei $\chi(\omega) = 0$ im Falle $N + \theta$ die Eigenwerte definiert. Solange die beiden Nullstellen von $\chi(\omega)$ noch getrennt liegen, ergibt sich für diese Werte von $\omega$ jeweils eine Streuwelle, deren Amplitude den Faktor $\frac{1}{\chi'(\omega)}$ enthält, da in der Nähe der Nullstelle $\omega_0$

$$\chi(\omega) \approx (\omega - \omega_0)\chi'(\omega_0) + \ldots;$$

$$\Phi(k) \sim \frac{1}{\chi'(\omega_0)(\omega - \omega_0)} + \text{const.}\delta(\omega - \omega_0).$$

Der andere Faktor hängt vom inhomogenen Glied ab, das durch das Rückkopplungsglied (das Integral rechts) *etwas* modifiziert ist.

Wenn jedoch $\chi(\omega)$ einen Doppelpol an der Stelle $\omega = \omega_0$ hat (Dipolgeist!), so kann $\Phi(k)$ sich in der Nähe von $\omega = \omega_0$ *nicht* wie $\frac{1}{(\omega-\omega_o)^2}$ verhalten, da dann das Integral rechts unendlich würde. Es gibt vielmehr jetzt eine Lösung, wo immer noch

$$\Phi(k) \sim \frac{1}{\omega - \omega_0} + \text{const.}\,\delta(\omega - \omega_0)$$

und wo die Konstante bei der $\delta$-Funktion so gewählt werden muß,[3] daß die rechte Seite der Integralgleichung an der Stelle $\omega = \omega_0$ verschwindet (von 1. Ordnung!) (die Bedingung: „nur auslaufende Welle“ wird hier sinnlos!). Die Rückkopplung wird also jetzt entscheidend und bewirkt das Verschwinden der rechten Seite und damit des Beitrages der beiden Zustände zur S-Matrix.

Die genauen Rechnungen von Haag,[4] der die S-Matrix direkt ausrechnen will, sind noch nicht abgeschlossen, aber grundsätzlich haben sich bisher keine Bedenken gegen diese Analyse ergeben. Du siehst also: die Rückkopplung sorgt für das Verschwinden der unerwünschten Übergänge.

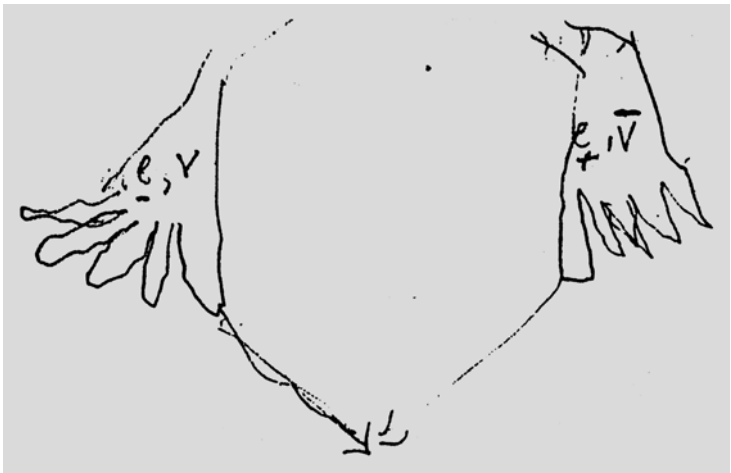
Viele Grüße! Dein W. Heisenberg

[1] Vgl. den Brief [2449].
[2] Vgl. den Brief [2441].
[3] Zusatz von Pauli: „Aber wie?“
[4] Heisenbergs Mitarbeiter Rudolf Haag (geb. 1922 in Tübingen) hatte unter Erwin Fues an der *Technischen Hochschule* in Stuttgart mit dem Physikstudium begonnen und 1951 bei Fritz Bopp

in München mit einer Untersuchung der „korrespondenzmäßigen Methoden in der Theorie der Elementarteilchen“ promoviert. Anschließend war er als wissenschaftlicher Assistent in München tätig. Ab 1953 wirkte er für ein Jahr bei der *Theory Division* des CERN mit, die damals noch ihren Sitz in Kopenhagen hatte. Aus Vorträgen, die er dort während seines Aufenthaltes für die CERN-Theoretiker hielt, entstand seine auch in den Briefen erwähnte Abhandlung „On quantum field theories“. Nach seiner Rückkehr nach München habilitierte er sich dort und lehrte als Privatdozent, bevor er 1956 zu Heisenberg nach Göttingen kam. Zum Herbst 1957 hatte Haag von Wigner eine Einladung nach Princeton erhalten, wo er insbesondere mit A. Wightman die feldtheoretische Untersuchung von Streuprozessen zusammengesetzter Teilchen fortsetzen wollte.

## [2457] Pauli an Bohr

[Zürich], 19. Januar 1957[1]




Es ist uns eine traurige Pflicht, bekanntzugeben, daß unsere langjährige, liebe Freundin

*Parity*

am 19. Januar 1957 nach kurzem Leiden bei weiteren experimentellen Eingriffen sanft entschlafen ist.

Für die Hinterbliebenen $e$, $\mu$, $\nu$

[1] Siehe hierzu den Kommentar zum Brief [2451].

## [2458] Pauli an Heisenberg

Zürich, 19. Januar 1957

Lieber Heisenberg!

Dies ist heute eine nur sehr vorläufige Antwort auf Deinen letzten Brief (und noch gar keine auf den vorletzten).[1] Ich beabsichtige, ausführlicher zu schreiben

etwa im Laufe der kommenden Woche. Warte doch, bitte, ab und bereite Dich auf einige Kritik im old-Pauli-style vor. (Ich fürchte, die Wünschelruten in Göttingen, die so stark ausschlagen bei der Doppelwurzel, zeigen – um im Stil der alten Kopenhagener Faust-Aufführung zu reden – keinen Schatz an, sondern nur jenen alt-bekannten Pudel, ins neue Gewand einer indefiniten Metrik gekleidet, der dann alsbald seinen Kern enthüllt, besonders wenn „faustische Menschen“ sich ihm nähern.)[2]

Zunächst bin ich einigermaßen entsetzt, wie Du mit der Mathematik umspringst: die gesuchte Lösung ist ja dadurch *festgelegt*, daß im Anfangszustand außer der ebenen Welle *keine weitere einlaufende Kugelwelle* vorhanden sein soll.

Dann kann man aber über den Koeffizienten der $\delta$-Funktion im Endzustand *gar nicht mehr willkürlich verfügen*. Trotz Deiner schönen Worte über starke Wechselwirkung, die für mich aber recht leer tönen, wäre es an Dir, die Existenz einer Lösung zu beweisen, die im Anfangszustand $N + \theta + \theta'$ keine einlaufende Kugelwelle und *zugleich* bei der Doppelwurzel keine auslaufende besitzt.

Darum aber drückst Du Dich mit bloßen Worten, *und durch Grenzübergang von dem Fall der zwei getrennten Wurzeln $V_+$ und $V_-$ her geht es auch nicht*. Da müßte eben eine sehr spezielle Bedingung erfüllt sein.

Ich wundere mich nicht, daß der arme Herr Haag (ich bitte Dich sehr, ihm meine Sympathie zu übermitteln) keine Fortschritte macht, wenn Du ihn zwingst, etwas zu beweisen, was gar nicht stimmt!

Darauf brauchst Du also vorläufig gar nicht antworten, warte, bitte, meine weiteren Nachrichten ab. (Ich denke inzwischen weiter nach.)

---

Nun kommt eine ganz andere Sache. Gestern erhielt ich einen Brief[3] von Herrn Blatt aus Princeton mit einer aufregenden Nachricht: die Frau C. S. Wu hätte nun das Experiment mit dem *$\beta$-Zerfall* bei gerichteten Kernspins gemacht und die Winkelverteilung der Elektronen sei *a*symmetrisch![4] Die „Parität sei gestorben“, das eine Neutrino sei eine Links-, das andere (*Anti*-Neutrino) sei eine Rechtsschraube. (N. B. Ich weiß jetzt nicht mehr, which is which.)

Daß man bei einem solchen Experiment einen Versuchsfehler machen kann, halte ich für unmöglich.

Übrigens paßt das Resultat zu einem Vorschlag, den kürzlich *Salam* gemacht hat,[5] wobei er den Mangel an Links-Rechts-Symmetrie mit dem *Verschwinden der Ruhmasse des Neutrinos* in Verbindung zu bringen versuchte. Sein Vorschlag ist äquivalent damit (das war allerdings nicht ganz seine Formulierung), daß das Neutrino durch einen *zwei*-komponentigen Spinor allein beschrieben werden kann. (Gleichung

$$\frac{\partial \psi}{\partial t} + \boldsymbol{\sigma} \frac{\partial \psi}{\partial \boldsymbol{x}}$$

für freies Neutrino mit $\psi$ zweikomponentig, $\boldsymbol{\sigma}$ meine alten Spin-Matrizes; geht nur mit Ruhmasse 0.)

Für die „Lepton-Ladung“

$$Q = \int \frac{1}{2}[\psi^*(x), \psi(x)]\, d^3x$$

(die $\psi$'s sind wie üblich *anti*-kommutierende Spinoren) gelten dann folgende Spiegelinvarianzen (ich schreibe die Transformationen im einzelnen nicht hin, Du kennst sie)

a) Links $\rightleftarrows$ Rechts: $\boldsymbol{x}' = -\boldsymbol{x}$, $t' = t$, $Q' = -Q$ (Teilchen $\rightarrow$ Antiteilchen)

b) Vergangenheit $\rightleftarrows$ Zukunft: $\boldsymbol{x}' = \boldsymbol{x}$, $t' = -t$, $Q' = +Q$

c) Das Produkt von a) und b) meine „Strong Reflection (S R)“ aus der Arbeit in der Bohr-Festschrift.[6]

Diese Invarianzeigenschaften *bleiben bei der Fermi-artigen Wechselwirkung bestehen*, falls immer dann, *wenn Q das Vorzeichen wechselt, auch* $e_+$ *in* $e_-$ *übergeht.* ($e_+$ und $e_-$ haben auch verschiedene „Leptonladung“, und die Summe der „Leptonladungen“ bleibt in der Natur erhalten. Läßt sich auf $\mu$-Mesonen erweitern).

Es ist wohl nicht nötig, daß ich Dir die Transformationen im einzelnen hinschreibe. Natürlich ist Elektron-Positron durch *4* Komponenten = 1 *Paar* zweikomponentiger Spinoren wie üblich beschrieben.

Du hast ja in Deiner letzten Arbeit[7] Ideen darüber geäußert. *Wie verhält sich diese* (Salamsche) *Möglichkeit zu Deinen Ideen* (die ja übrigens von den Dipolgeistern bis zu einem gewissen Grad unabhängig sind)?

Ich würde es schon akzeptieren (es hat ja auch eine gewisse Schönheit in sich), aber da ist ein sehr dunkler Punkt, über den ich nicht hinwegkomme.

Warum erscheint diese Einschränkung der Spiegelinvarianz *nur bei den „schwachen“, nicht auch bei den „starken“ Wechselwirkungen?*

Ich kann theoretisch gar keinen Zusammenhang mit der „Stärke“ der Wechselwirkung sehen? *Empirisch* ist es aber so. *Weißt Du etwas darüber?*

Also für heute viele Grüße. Fortsetzung folgt! Stets Dein W. Pauli

[1] Vgl. die Briefe [2452 und 2456].
[2] In seinem Exemplar von Nietzsches *Unzeitgemäßen Betrachtungen* [1930, S. 236] hatte Pauli eine Bemerkung angestrichen, an die er hierbei gedacht haben mag: „Wenn der Deutsche aufhört, Faust zu sein, ist keine Gefahr größer als die, daß er ein Philister werde und dem Teufel verfalle – nur himmlische Mächte können ihn hiervon erlösen.“
[3] Vgl. den Brief [2451].
[4] Vgl. Wu et al. (1957).
[5] Salam (1957).
[6] Pauli (1955d).
[7] Heisenberg und Ascoli (1957).

## [2459] Pauli an Weisskopf

[Zürich], 19. Januar 1957

Lieber Weisskopf!

Schnell ein *Nachtrag* zu meinem letzten Brief.[1] Blatt schreibt mir,[2] das Experiment von C. S. Wu mit den gerichteten Kernspins habe *a*symmetrische Winkelverteilung der Elektronen ergeben! Sehr aufregend.* Er sagt auch, daß Neutrino und Antineutrino räumliche Spiegelbilder sind.

Der Herrgott hat in der linken Hand $(e_-, \nu)$, in der rechten $(e_+, \bar{\nu})$.

Dies entspricht einer Idee von *Salam*, die eine Verbindung mit dem Verschwinden der Neutrinomasse herstellt.[3] Sie ist äquivalent mit der Beschreibung des Neutrinos durch einen zwei-komponentigen Spinor (Masse 0!); Gleichung

$$\frac{\partial \psi}{\partial t} + \boldsymbol{\sigma} \frac{\partial \psi}{\partial \boldsymbol{x}} = 0 \qquad \text{für freies Neutrino.}$$

(*oder* – ?)

Invarianzen nur

a) $\boldsymbol{x}' = -\boldsymbol{x}, \quad Q' = -Q, \quad t' = t$ *auch* für Elektronen → Positron)

oder

b) $\boldsymbol{x}' = \boldsymbol{x}, \quad Q' = Q, \quad t' = -t$

oder

c) = a) · b) = Strong-reflexion (S R) meiner Bohrarbeit.

Aber *warum* ist diese Einschränkung der Spiegelinvarianz *nur* bei den *schwachen* Wechselwirkungen vorhanden?

Weiß jemand etwas darüber?

Viele Grüße Ihr W. Pauli

## Anlage zum Brief [2459]

### Übersetzung eines Briefauszugs[4]

[Zürich], 19. Januar 1957

A quick addition to my last letter: Blatt has written to me that the experiment of Wu with the oriented nuclear spin gives asymmetric angular distribution for the electrons. Very exciting! How sure is this news? He also says that the neutrino and antineutrino are spatial mirror images. The Lord has in his left hand $e_-, \nu$, in his right hand $e_+, \bar{\nu}$!

This corresponds to an idea of Salam, who introduces a connection with the vanishing of the neutrino mass. This is equivalent with the description of the

neutrino being a two-component spinor with 0 mass, but why is this restriction of the mirror invariance only present with the weak interactions? Does anybody know about that?

[1] Vgl. den Brief [2455].
[2] Vgl. den Brief [2451].
* Wie sicher ist die Nachricht?
[3] Vgl. Salam (1957).
[4] Vgl. hierzu den Hinweis in der Anlage zum Brief [2455].

## [2460] Pauli an Wu

Zürich, 19. Januar 1957
[Auszug][1]

Dear C. S. Wu!

Exciting news is coming from the States (Blatt wrote it to me in a letter from Princeton)[2] about an asymmetric angular distribution in your beta-decay experiment with directed nuclear spins, indicating a restriction of the left-right asymmetry of the theory in such a way that the left-right interchange must be coupled with a change of sign of the ‚lepton-charge' (means neutrino $\rightleftarrows$ antineutrino, $e^+ \rightleftarrows e_-$. So it is if I understood Blatt correctly.

When I considered such formal possibilities in my paper in the Bohr-Festival Volume (1955),[3] I did not think that this could have something to do with Nature. I considered it merely as a mathematical play, and, as a matter of fact, I did not believe in it when I read the paper of Yang and Lee.[4] I did not believe Salam either,[5] when I read this proposal to establish a connection between the above restriction in parity and the vanishing of the rest-mass of the neutrino. Salam's proposal has a certain beauty in itself; namely, it is equivalent with the description of the neutrino with a *two*-component spin only.

What prevented me *until now* from accepting this formal possibility is the question why this restriction of mirroring appears only in the ‚weak' interactions, not in the ‚strong' ones. *Theoretically*, I do not see any interpretation of this fact, which is empirically so well established. Do you know somebody in the States, who has real ideas about that?

Can you write me more about your work – of course only when you have time for it and when you are sufficiently sure about the results – and can you send me a preprint,[6] when there will be one?

In any case, I congratulate you (to the contrary of myself). This particle neutrino – on which I am not innocent – still persecutes me. On Monday, I have to give a more general lecture on old and new history of the neutrino.[7] I have read much literature this autumn, including your article in K. Siegbahn's Handbook.[8] It is fine, but I disagree with your discussion of the upper limit of the neutrino rest-mass which seems to me too high.

[1] Dieser Text wurde der Darstellung in *Adventures in Experimental Physics*, $\gamma$ Volume, *Discovery of parity violation in weak interactions*, S. 122 entnommen.

[2] Vgl. den Brief [2451].
[3] Pauli (1955d).
[4] Vgl. Lee und Yang (1956b).
[5] Vgl. Salam (1957).
[6] Vgl. Wu et al. (1957).
[7] Vgl. den Kommentar zum Brief [2461].
[8] Wu (1955).

## *Paulis historischer Neutrinovortrag*

Die Früh- und Vorgeschichte des Neutrinos ist aus der Sicht der Briefe bereits in der Einleitung zu dem vorangehenden Band **IV**/3 behandelt worden. Dort und in einem Kommentar zum Brief [2350] wurde auch schon mitgeteilt, daß Pauli am 21. Januar 1957 einen Vortrag „Zur älteren und neueren Geschichte des Neutrinos" während der Versammlung der *Naturforschenden Gesellschaft* in Zürich halten wollte, „nachdem durch das Experiment von Cowan und Reines das Interesse wieder auf dieses Gebiet gelenkt ist" [2383]. Der Vortrag wurde später in erweiterter Form auch in der Ausgabe seiner *Aufsätze und Vorträge über Physik und Erkenntnistheorie* aufgenommen.

Die Notizen, die Pauli während der Weihnachtstage 1956 für diesen Vortrag anfertigte, sind ebenfalls in diesem Band **IV**/3 auf S. 676–682 abgedruckt.[1] Weitere Hinweise zur Entstehungsgeschichte der Neutrinohypothese hatte Pauli auch schon in seinem Briefwechsel [2350, 2356, 2379 und 2410] mit Franco Rasetti mitgeteilt, als dieser Informationen für die Kommentierung von Fermis Werken einzog, an deren Herausgabe er mitwirkte.[2]

Pauli selbst ist dann im November 1956 auch an Lise Meitner [2383] herangetreten, um bei ihr Erkundigungen über das Neutrino für seinen historischen Vortrag einzuziehen. Eine besondere Freude bereitete sie ihm mit der Zusendung[3] seines berühmten Schreibens [259] an die *radioaktiven Damen und Herren*, von „dessen Datum und Inhalt" er „nicht mehr gewußt habe" [2412] und das er nun in seinem Vortrag wiedergeben konnte. Das Schreiben fand von da an immer wieder in den zahlreichen dem Neutrino gewidmeten Aufsätzen und Vorträgen Eingang.

Wir erwähnten auch schon im vorangehenden Kommentar zum Brief [2451], daß Pauli am 21. Januar noch kurz vor seinem Vortrag Telegdis Schreiben mit den drei experimentellen Abhandlungen zur Paritätsverletzung erhielt und so dieses Ergebnis noch kurzfristig in seinem Vortrag einbauen konnte. Die Disposition dieses Vortrages, die weitgehend mit der Gliederung des später veröffentlichten Aufsatzes (1958k) übereinstimmt, vermerkte Pauli auf einem Zettel.

1. Problem der Deutung des kontinuierlichen Energiespektrums der Betastrahlen
2. Neutrino und Kernbau
3. Entstehung einer Theorie des Betazerfalls
4. Experimenteller Nachweis der Absorption des Neutrinos. Erhaltung einer leptonischen Ladung. Neutrino und Antineutrino

5. Verletzung der Parität. Gesetz der schwachen Wechselwirkung

Im letzten Abschnitt 5 sind die neuen experimentellen Resultate und weiteren Entwicklungen berücksichtigt, die Pauli dann noch bis zum Herbst 1958 in das Manuskript eingearbeitet hat, bevor er es am 3. Oktober 1958 an Lise Meitner zu ihrem 80. Geburtstag sandte [3073]. Lise Meitner bedankte sich daraufhin am 14. Oktober für das „(sehr erwünschte) Geburtstagsgeschenk“ und teilte noch einige Ergänzungen zu Paulis Darstellung mit [3091].

[1] Die in diesen Notizen wiedergegebenen Literaturhinweise lassen erkennen, daß diese Aufzeichnungen noch vor der Entdeckung der Paritätsverletzung entstanden sind.
[2] C. S. Wu hat sich später ebenfalls bei Pauli nach einigen Episoden aus der Neutrinogeschichte erkundigt (vgl. die Briefe [3077 und 3082]), weil sie ebenfalls etwas für eine Festschrift zu Lise Meitners 80. Geburtstag schreiben sollte{vgl. Wu (1959a)}.
[3] Vgl. die Briefe [2408 und 2412].

## [2461] Fierz an Pauli

[Basel], 21. Januar 1957[1]

Lieber Herr Pauli!

Am Samstag habe ich von Max Chrétien einen Brief sowie Ausschnitte aus der New York Times erhalten.[2] Man hat in Columbia (Lederman)[3] und in Washington (Wu)[4] Experimente über die Paritätserhaltung gemacht.

1. $\pi$-Mesonen ergeben $\mu$-Mesonen:

$$\pi^+ = \mu^+ + \nu.$$

Das $e^+$, welches gemäß $\mu^+ = e^+ + 2\nu$ entsteht, hat eine Winkelverteilung $1 - 1/3\cos\vartheta$ bezüglich der Flugrichtung des $\mu^+$-Mesons. Das zeigt, daß die $\mu^+$-Mesonen in der Bewegungsrichtung polarisiert sind und daß bei keinem der beiden Zerfälle die Parität erhalten bleibt.

2. Man hat die Winkelverteilung der $\beta$-Elektronen von bei 0,01° magnetisch orientiertem Kobalt 60 gemessen. Auch diese ist parallel und antiparallel zum Magnetfeld sehr verschieden!

In der Nacht Samstag/Sonntag hat mich das in wirren Träumen verfolgt, in denen auch von einer Hochzeit die Rede war. Und auch jetzt kommt mir das traumhaft vor. Hat Gott die Welt zur linken Hand erschaffen? Aus anderen Gründen mag man das ja glauben.

Gelten Erhaltungssätze nur bei genügend starken Wechselwirkungen? Der isotope Spin ist nur bei den allerstärksten erhalten. Die Parität auch noch bei weniger starken. Gelten vielleicht Energie und Impulssatz dann nicht mehr, wenn man eine quantisierte Gravitationstheorie ins Auge faßt? Wenn sich die Sache bewahrheitet – und auch Sie sind ja der Meinung, man mache z. Z. gute Experimente – so wären das Entdeckungen von wirklich umwälzender Art – ganz anders als z. B. das Antiproton, auf das ja jedermann gewartet hat.[5]

Wenn die Stärke der Wechselwirkung die Erhaltungssätze erst gültig macht, wenn sie die sogenannten Integrale erst sozusagen stabilisiert, dann würde das bedeuten, daß die kräftefreie Theorie wenig Sinn hat. Ich meine so: In der kräftefreien Theorie gelten die Erhaltungssätze streng. Gerade die sogenannten schwächsten Wechselwirkungen zerstören sie, während die starken es nicht tun – das älteste Beispiel ist der isotope Spin. Das erinnert mich auch an die Theorie der Flüssigkeiten: Wenn die Viskosität verschwindet, ist Flüssigkeit ideal. Wenn aber $\eta \neq 0$, so kann sie turbulent werden, wobei die Reynoldsche Zahl desto größer ist, je *kleiner* $\eta$ ist. Die Theorie der idealen Flüssigkeit ist darum für sehr kleine $\eta$ unbrauchbar, obwohl sie $\eta = 0$ voraussetzt.

Kurios!

Mit besten Grüßen und wankender Spiegelsymmetrie Ihr M. Fierz

[1] Von diesem Schreiben existiert eine weitere am 26. Januar 1957 datierte Fassung. [PLC 16, 375r; Karton 2/599].
[2] Dieser Artikel mit dem Titel „Basic concept in physics is reported upset in tests“ ist auch bei Meier [1992, S. 213–219] wiedergegeben.
[3] Vgl. Garwin, Lederman und Weinrich (1957).
[4] Vgl. Wu et al. (1957).
[5] Vgl. hierzu die Beschreibung dieser Entdeckung durch Segré und Wiegand (1956a).

## [2462] Heisenberg an Pauli

Göttingen, 21. Januar 1957

Lieber Pauli!

Der erste Teil Deines letzten Briefes[1] beruht auf einem jener beliebten Mißverständnisse, bei denen man zunächst voraussetzt, der andere habe gar nicht nachgedacht. Das habe ich aber in diesem Fall doch getan und mir sehr genau überlegt, inwieweit die Forderung ein- oder auslaufende Kugelwelle physikalisch berechtigt ist. Ich will es ausführlich erklären. Fassen wir das Streuproblem *nicht* in der Form

$$N + 2\theta \rightarrow \begin{cases} N + 2\theta \\ V_+ + \theta \\ V_- + \theta \end{cases}$$

auf, sondern in der anderen

$$2N + \theta \rightarrow \begin{cases} N + 2\theta \\ V_0 + \theta \\ V_{\mathrm{Dip}} + \theta, \end{cases}$$

wobei $V_0$ Deinen „Nullzustand“ und $V_{\mathrm{Dip}}$ den berüchtigten Dipolzustand (negativer Norm) bedeutet.

Nehmen wir für einen Moment an, daß (was noch zu beweisen wäre) die Übergänge in $V_{\mathrm{Dip}} + \theta$ nicht vorkommen und daß für den Rest Deine Beziehung $\eta^{S*}\eta^{S} = 1$ gelte.[2] Dann, behaupte ich, gilt schon für die Übergänge $N + 2\theta \rightarrow N + 2\theta$ *allein* $S\tilde{S}^* = 1$.

Denn der Zustand $V_0$ tritt in der Wahrscheinlichkeit überhaupt nicht in Erscheinung, da er auf den anderen Zuständen orthogonal ist und selbst die Norm 0 hat. In anderen Worten $V_0$ ist überhaupt kein „Teilchen“, sondern ein rein virtuelles Feld, dem keine physikalische Bedeutung als Teilchenwahrscheinlichkeit zukommt. Man kann dieses virtuelle Feld als ein- und auslaufendes addieren oder subtrahieren, ohne an der physikalischen Interpretation etwas zu ändern. Also kann man auch für dieses Feld (und *nur* für dieses) nicht verlangen, daß es keinen Anteil $\frac{1}{r}e^{-ikr}$ geben soll, denn ein solcher Anteil bedeutet ja gar nicht, daß irgend etwas „einläuft“. Am deutlichsten sieht man das, wenn man vom Grenzfall der beiden komplexen Eigenwerte den Dipol annähert. Die Lösung, die sich im Unendlichen manierlich verhält, hat hier sicher die *beiden* Streuwellen

$$\frac{1}{r}e^{ik_r r - k_i r} \quad \text{und} \quad \frac{1}{r}e^{-ik_r r - k_i r} \qquad (k = k_r + ik_i \text{ gesetzt}).$$

Wenn man nur „auslaufende“ Wellen haben wollte, müßte man $e^{ik_r + k_i r}$ zulassen, was unsinnig ist. Bei $e^{-ik_r r - k_i r}$ kann man aber auch nicht sagen, daß etwas „einläuft“.

Also für das Feld eines Nullvektors sind die Randbedingungen ein- oder auslaufende Welle frei, weil der Vektor kein Teilchen [bedeutet];[3] das so definierte virtuelle Feld umgibt das N-Teilchen wie ein Coulombfeld (in beiden Formen: $\frac{1}{r}e^{+ikr}$ und $\frac{1}{r}e^{-ikr}$) und hat indirekt gewisse Abweichungen von der Kausalität zur Folge (wie halt das Coulombfeld auch!); aber es bedeutet nicht, daß irgend etwas ein- oder ausläuft.

Aus diesem Grunde halte ich die Lösung mit dem nur *einfachen* Pol von $\phi(k)$ bei $\omega = \omega_0$ für völlig legitim. Ich bin sogar überzeugt, daß es eine andere mit einem Doppelpol

$$\frac{1}{(\omega - \omega_0)^2}$$

nicht gibt, da eben sonst das Integral

$$\int \Phi(k') f(\omega, \omega')\, dk'$$

unendlich wird. Dagegen wirst Du nichts machen können. Man kann sich übrigens leicht davon überzeugen, daß die Welle, bei der ich den Faktor der $\delta$-Funktion zur Lösung ausnütze, eben den Nullzustand bedeutet.

Haag, der entgegen Deinen Prognosen sehr schnell weitergekommen ist, hat auch inzwischen zeigen können, daß für die Streumatrix

$$N + 2\theta \to N + 2\theta$$

allein (d. h. nach Streichung aller anderen Übergänge) bereits

$$S\tilde{S}^* = 1$$

gilt. In diesem Beweis geht allerdings das Verhalten von $\Phi(k)$ an der kritischen Stelle $\omega = \omega_0$ entscheidend ein.

Wenn $\phi(k)$ einen Doppelpol hätte, wäre S nicht unitär. Der einfache Pol von $\phi(k)$ genügt aber zum Beweis der Unitarität. Wir werden uns also zunächst über die Zulässigkeit dieser Lösung einigen oder streiten müssen. Wenn wir uns hier in meinem Sinne geeinigt haben, glaube ich, sind wir schon ganz dicht bei dem Beweis, daß die S-Matrix in sämtlichen Sektoren unitär ist und es stationäre Zustände mit negativer Norm nicht gibt. Aber darüber schreibe ich später. Einstweilen würde ich vorschlagen, daß wir die physikalische Interpretation zunächst undiskutiert lassen (Kausalitätsabweichungen?) und uns rein auf die mathematische Frage beschränken: ist die S-Matrix im Sektor $N + 2\theta$ unitär? Es spitzt sich also alles auf die Frage: „einfacher Pol oder Doppelpol“ zu. Bis dahin wollen wir die Faustzitate noch ruhen lassen.[4]

Viele herzliche Grüße! Dein W. Heisenberg

P. S. Die Nichterhaltung der Parität hatte ich, wie Du aus meiner Arbeit weißt, schon erwartet.[5] Allerdings soll man sie bestimmt nicht nur auf's Neutrino schieben, denn beim $\tau$-Zerfall kommt das Neutrino gar nicht vor. Ich bin einstweilen überzeugt, daß sie mit Nullvektoren und Dipolgeistern zu tun hat; aber davon später.

[1] Vgl. den Brief [2458].
[2] An dieser Stelle schrieb Pauli „falsch!“ an den Rand.
[3] Unleserliches Wort.
[4] Vgl. hierzu die Bemerkung im vorangehenden Brief [2458].
[5] In der mit R. Ascoli im Dezember 1956 eingereichten Untersuchung (1957, S. 187) über die „Quantentheorie nichtlinearer Wellengleichungen“ wurde „bei Wechselwirkungen, die den Isotopenspin um $\pm 1/2$ ändern,“ auf die *merkwürdige Konsequenz* hingewiesen, „daß die bloße Addition von zwei der Symmetrie nach zulässigen Gliedern bereits einen Schraubensinn auszeichnet,“ was „also für die von Lee und Yang im Zusammenhang mit den $\tau$-Mesonen vertretene These [sprach], daß die Parität beim radioaktiven $\beta$-Zerfall nicht allgemein erhalten bleibt.“

## [2463] Källén an Pauli

Kopenhagen, 21. Januar 1957
[Maschinenschrift][1]

Lieber Professor Pauli!

Vielen Dank für Ihren Brief vom 15. 1.[2] Selbstverständlich muß ich den Rechenfehler zugeben, wodurch die explizite Bedingung ein wenig geändert wird und wie

$$-\frac{2}{3}\frac{\chi'''(\omega_0)}{[\chi''(\omega_0)]^2}\varphi(\omega_0) + \frac{2}{\chi''(\omega_0)}\varphi'(\omega_0) = 0 \qquad (1)$$

aussieht. Das ändert aber im Argument nichts Wesentliches.

Leider kann ich nicht ganz verstehen, worin Ihre Schwierigkeit mit der S-Matrix eigentlich besteht. Wenn Ihre Zustände $|A\rangle$ und $|B\rangle$ dabei sind $\{\langle A|\eta|A\rangle = \langle B|\eta|B\rangle = 0, \langle A|\eta|B\rangle = 1$; wobei also die indefinite Metrik benützt wird}, lautet die „Vollständigkeitsrelation“ offenbar

$$E \equiv \sum |\text{Streu}\rangle\langle\text{Streu}|\eta + |A\rangle\langle B|\eta + |B\rangle\langle A|\eta = 1. \tag{2}$$

Dies bedeutet

$$E|n\rangle = |n\rangle \tag{2a}$$

$$\langle n|\eta E = \langle n|\eta \tag{2b}$$

$$|n\rangle = |\text{Streu}\rangle, \quad |A\rangle \text{ oder } |B\rangle. \tag{2c}$$

Diese Gleichung läßt sich wie gewöhnlich mit komplexer Integration nachprüfen. Nur möchte ich hier die Bemerkung machen, daß weder der Zustand $|B\rangle$ noch der Zustand $|A'\rangle$ in Ihrem Brief vom 10. Januar[3] einen Eigenzustand der Hamiltonfunktion ist. Es gilt nämlich

$$H|A'\rangle = (m_N + \omega_0)|A'\rangle - \frac{c'}{c}|A\rangle. \tag{3}$$

{Vgl. $\frac{\partial}{\partial t} = (|A'\rangle e^{\mathrm{i}m_N t}) = -i(m_N + \omega_0)|A'\rangle e^{-\mathrm{i}m_N t} + i\frac{c'}{c}|A\rangle e^{-\mathrm{i}m_N t} = -iH|A'\rangle e^{-\mathrm{i}m_N t}$.}

Die Tatsache, daß die Eigenzustände der Hamiltonfunktion (d. h. $|\text{Streu}\rangle$ und $|A\rangle$ oben) kein vollständiges Funktionensystem bilden, scheint mir eben eine Eigentümlichkeit des Dipolzustandes zu sein. Wenn man jetzt z. B. für $t = 0$ von einem beliebigen Zustand ausgeht, folgt aus der Vollständigkeitsrelation, daß man bei späteren Zeiten allgemein eine nicht-verschwindende Amplitude für $|B\rangle$ erwarten muß. In entsprechender Weise muß man in den anderen Unterräumen des Hilbertraumes im allgemeinen auf Zustände wie z. B. $|B + \theta\rangle$ vorbereitet sein. Wenn man dann die Matrix $U(t, t_0)$ ausrechnet, kommen auch Glieder wie $te^{-\mathrm{i}Et}$ vor. Diese Glieder geben aber keine wesentliche Schwierigkeit, denn sie ergeben *nur eine Ableitung der Deltafunktion*. Diese Ableitung definiert auch eine Energieschale und gibt, scheint es mir, genau das letzte Glied in (1) oben. Die „normalen" Glieder in $|A\rangle$ und $|B\rangle$ geben das erste Glied in (1). Soweit kann ich keine wesentliche Schwierigkeit sehen. Ein wenig ernster scheinen mir die Verhältnisse bei komplexen Wurzeln zu sein. Dort kommen im allgemeinen anwachsende Exponentialfunktionen, und ich verstehe augenblicklich nicht, daß man dann überhaupt einen vernünftigen Grenzübergang $|t| \to \infty$ ausführen kann. Das adiabatische Einschalten, so wie es gewöhnlicherweise gemacht wird, funktioniert offenbar dann nicht mehr. Das ist wohl aber nicht so wichtig, da wir uns wohl um diesen Fall nicht so viel kümmern. Komplexe Energien sind sowieso nicht so interessant. Bei dem Doppelzustand kann „nur" passieren, daß der Ausdruck (1) nicht verschwindet (und vielleicht negativ wird). Die Definition der Energieschale gibt aber hier keine Schwierigkeit.

Ihr sehr ergebener Gunnar Källén

P. S. Auch bei komplexen Energien kann man selbstverständlich die Wahrscheinlichkeit $\omega_3$ ausrechnen. Nach der Bemerkung in meinem vorigen Brief gilt sogar $\omega_3 = 1$ (wobei also über alle Streuzustände summiert wird). Das bedeutet aber *nicht*, daß der Zustandsvektor im Limes $|t| \to \infty$ existiert. Nur kann man trotzdem die Wahrscheinlichkeit einer Streuung ausrechnen. G. K.

[1] Zusatz von Pauli: „Beantwortet 23. I."
[2] Vgl. den Brief [2450].
[3] Vgl. den Brief [2443].

## [2464] Pauli an Fierz

Zürich, 22. Januar 1957
1 Beilage[1]

Lieber Herr Fierz!

Dank für Ihre Zeilen.[2] Gestern hielt ich also abends meinen Vortrag über „ältere und neuere Geschichte des Neutrino".[3] Nach einem Brief von Herrn Blatt[4] aus Princeton, der Freitag hier eintraf und über das Resultat des Experimentes mit dem gerichteten Kernspin berichtete, kamen gestern um *17 Uhr*, freundlicherweise von Herrn Telegdi geschickt, die Manuskripte dreier experimenteller Arbeiten von ihm und anderen,[5] Lederman und anderen,[6] C. S. Wu und anderen;[7] die ersten beiden über $\mu$-Mesonen (Lederman hat noch das magnetische Moment des $\mu$-Mesons gemessen und findet den g-Wert $2.00 \pm 0.10$).[8]

Bald nachher kam ein Eilbrief aus Genf von Villars mit dem Zeitungsausschnitt der New York-Times,[9] den Sie auch erhalten haben. Vorher kamen zwei theoretische Arbeiten

1. Yang-Lee-Oehme[10] über Folgerungen aus Hamiltonian, die weder Charge-Konjugation (genannt C) noch räumliche Spiegelung (genannt P nach Parität), noch zeitliche Spiegelung (genannt T) gestatten. Dabei wird von dem „Lüders-Pauli-Theorem" (siehe meine Arbeit in der Bohr-Festschrift) ausgiebig Gebrauch gemacht. (Bei dem Namen des Theorems ist Schwinger entschieden zu kurz gekommen.)[11] Es besagt, daß das Produkt P T C (in irgendeiner Reihenfolge) als Folge der Invarianz gegenüber der kontinuierlichen Lorentzgruppe und der Spin-Statistik-Beziehung von selbst gilt.

2. Eine Arbeit von Yang und Lee[12] über die Möglichkeit, das Neutrino (Ruhmasse 0) mit einem Spinor mit nur 2 Komponenten zu beschreiben (die alte 2-Komponenten-Theorie von Weyl). Einen damit gänzlich äquivalenten Vorschlag kannte ich schon früher aus einem preprint von Salam.[13] Ich nannte das immer „den Fall von Salam".

So hatte ich eben noch Zeit, den Schluß meines Vortrages (Beginn *20 Uhr 15*) neu zu improvisieren. Dabei knüpfte ich daran an, daß Bohr – damals als er den Energiesatz beim $\beta$-Zerfall aufgeben wollte (nach der Wellenmechanik!), stets die Phrase wiederholte, man müsse beim Betazerfall „auf Überraschungen vorbereitet" sein.* Er hatte unrecht mit dem Energiesatz, aber er hatte recht mit den Überraschungen und damit, daß diese schwachen Wechselwirkungen etwas Besonderes seien und daß Überraschungen *gerade dort* zu erwarten seien. In der Tat: warum die *starken* Wechselwirkungen dann spiegelinvariant sind, „bleibt ein Geheimnis des Alten" (wie Einstein das auszudrücken pflegte).[14]

[1] Wahrscheinlich handelte es sich um den weiter unten erwähnten Artikel aus der *New York Times*.
[2] Vgl. den Brief [2461].

[3] Siehe hierzu den Brief [2378] und den Kommentar zum Brief [2461].
[4] Vgl. den Brief [2451]. – Entgegen einer von Telegdi (1987, S. 450) im September 1983 während der historischen Veranstaltung in Sant Feliu de Guixols über die Rolle der Symmetrie in der Physik vertretenen Ansicht hat Pauli die Nachricht von der Paritätsverletzung hiernach zuerst durch Blatt erhalten.
[5] Friedman und Telegdi (1957).
[6] Garwin, Lederman und Weinrich (1957).
[7] Wu et al. (1957).
[8] Vgl. auch den Brief [2451].
[9] Es handelte sich um einen längeren Aufsatz „Basic concept in physics is reported upset in tests", der am 16. Januar 1957 in der *New York Times* erschienen war. Vgl. auch den Hinweis in [2461].
[10] Lee, Oehme und Yang (1957). Siehe hierzu auch den Kommentar von Yang in seinen *Selected Papers* [1983, S. 32ff.].
[11] Siehe hierzu auch die Bemerkungen in den Briefen [2496 und 2505].
[12] Lee und Yang (1957a).
[13] Vgl. Salam (1957). Vgl. hierzu auch das Manuskript mit der Überschrift „Zweikomponentige Neutrinotheorie (Salam)" im *Pauli-Nachlaß* 2/603–608.
* Faraday-Lecture 1932 und Solvay-Kongreß 1933.
[14] Der Schluß des Briefes ist nicht erhalten.

## *V. L. Telegdis Erinnerungen an W. Pauli*

Gerne folge ich der Einladung, meine Erinnerungen an Pauli aufs Papier zu bringen, denn von all den großen Physikern, denen zu begegnen es mir gegeben war (u. a. Stückelberg, Fermi, Gell-Mann und Feynman), war es er, der auf mich den größten und bleibendsten Eindruck ausübte.

Im Herbst 1946 kam ich von Lausanne als frisch diplomierter Chemie-Ingenieur an das Physikinstitut der ETH, aufgrund einer Empfehlung von Stückelberg an dessen Leiter, Paul Scherrer. Nach einer kurzen Übergangsperiode als Radiochemiker wurde ich Übungsassistent und promovierte 1950 bei Scherrer; Pauli war Korreferent meiner Doktorarbeit.[1]

Meine erste Begegnung mit Pauli war am Weihnachtsfest 1946 des Institutes, in einer für die damaligen Gewohnheiten relativ lockeren Atmosphäre. Pauli war sehr heiter und durchaus gewillt, Scherze der Jüngeren über sich gehen zu lassen. So bemühte er sich z. B. ehrlich, die ihm gestellten „Prüfungsfragen" korrekt zu beantworten. Die Frage: „Was ist das Gewicht des Elektrons in Tonnen?" brachte ihn zwar in Verworrenheit, aber die Frage: „Wer zerbrach die Büchse der Pandora?" beantwortete er sofort richtig.[2] Bei einem kurzen Tischgespräch frug er mich dann „Wann sind Sie aus Wien fortgegangen?" und erwiderte auf meine Antwort „1938, Herr Professor", mit höhnischem Gelächter: „Ich schon viel früher! Ich hatte schon immer eine gute Intuition!" Er zeigte mir auch seinen (amerikanischen) Paß, voller Visa. Fast alle diese trugen den Vermerk „gratis ausgestellt"; beim Schweizer Visum stand jedoch der Vermerk: „Jede berufliche Tätigkeit, auch ohne Entgelt, verboten". Mit dieser Begegnung war das Eis gebrochen und ich hatte nie mehr Angst vor dem Menschen Pauli (wohl aber dem Professor!). Am Weihnachtsfest im drauffolgenden Jahr trug ich eine von mir verfaßte Parodie der „Glocke" vor, die bei Pauli großen Anklang fand.

Er belohnte mich mit einer Kopie der Kopenhagener Faust-Parodie (in der er als Mephisto erschien). Aus dieser „Glocke“ kann ich kurz zitieren:*

Jetzt Gesellen frisch
Prüft das Möller-Rosenfeld-Gemisch,
Ob das Starke mit dem Weichen,
Sich verbindet zum rechten Zeichen!

Drum prüfe, wer Mesonen bindet,
Ob er das richtige Zeichen findet.
Der Wahn ist kurz, die Reu’ ist lang.

Während meiner Doktorandenzeit besuchte ich Paulis Vorlesungen. Trotz seiner stockenden Vortragsweise und seiner etwas unübersichtlichen Tafelschreiberei waren diese höchst eindrucksvoll. Was mir besonders auffiel, war, wie wenig Pauli, mathematisch höchst begabt, das Ixen betonte. Der Akzent lag immer auf der Ausgangsgleichung, auf den Grundannahmen. Der Weg von diesen zum Endergebnis wurde als Routine dargestellt. Paulis Ziel war nicht verführerische Einfachheit, sondern messerscharfe Logik. Die Vorlesungen enthielten viele Diamanten, aber man mußte sie selbst polieren!

Pauli verpaßte nie das wöchentliche Kolloquium und beteiligte sich gerne an der Diskussion, oft mit bissigen, jedoch geistreichen Kommentaren. So sagte er einmal zu einem Experimentalphysiker, der etwas Theorie in seinen Vortrag einflechten wollte: „Ihre erste Gleichung ist zwar falsch, aus ihr folgt aber die zweite längst noch nicht!“ Aber ich merkte bald, daß sein Zorn nicht auf den Vortragenden selbst, sondern auf dessen Aussagen gerichtet war. Er war auch sehr „demokratisch“: Er behandelte lokale Doktoranden und berühmte Gäste im gleichen Stil. Nur sein Doktorvater, Sommerfeld, war eine auffallende Ausnahme: Hände an der Hosennaht verbeugte sich Pauli und sagte: „Ja, Herr Geheimrat“, „Bitte, Herr Geheimrat“, usw.

Dank meines österreichischen Akzents und meines guten Gehörs fiel es mir relativ leicht, Pauli nachzumachen. Diese Imitationen fanden im Institut guten Anklang, nur mein Freund Schafroth, damals Paulis Assistent, hielt sie für schlecht. Eines Tages telefonierte ihm jedoch sein Chef und Schafroth reagierte „Telegdi, hör’ auf, blöde Witze zu machen!“ – da war Schafroth endlich überzeugt. Pauli wußte auch von meinen Imitationen (insbesondere durch seinen Postdoc Glauber)[3] und war nicht auf mich böse. Im Gegenteil: er sagte „Ich kann auch jemanden nachmachen, nur kennen Sie ihn wohl nicht.“ Darauf folgte eine Imitation von Epstein, den Pauli noch aus München kannte.[4]

Am schärfsten bleibt meine Doktorprüfung (1950) in meiner Erinnerung. Da meine Dissertation einen erheblichen theoretischen Teil hatte, bestand Scherrer darauf, daß Pauli der Korreferent sein sollte. Ich hatte Angst, den Kopf in das Maul des Löwen zu stecken, um so mehr als Pauli das Prinzip „Schuster, bleib’ bei deinen Leisten!“ hochhielt. Schon vor der Prüfung schien alles schief zu gehen, denn ich überreichte Pauli meine Arbeit mit einem Tag Verspätung. Pauli schien wütend und sagte zu mir, „Was ist das wieder für eine k. und k. Schlamperei!“. Meine Geistesgegenwart rettete mich. Ich verbeugte mich tief vor ihm und erwiderte: „Mit Verlaub gesagt, Herr Professor kommen ja auch

aus der Gegend!“ Lachend sagte dann Pauli: „Ja, aber ich bin schon viel länger fort!“

Schlagfertigkeit war oft die Rettung vor Paulis Zorn. Die Prüfung verlief reibungslos und Pauli schrieb ein lobendes Korreferat, das im Satz „Ich empfehle diese Arbeit auf's wärmste zur Annahme“ gipfelte.[5] Nach der Prüfung lud mich Pauli zu einem Glas Wein in ein Gartenrestaurant ein. Er erzählte mir dort von seiner eigenen Doktorprüfung und vom Praktikum, das er zusammen mit Heisenberg absolviert hatte. Er erwähnte auch, daß der ehrgeizige Heisenberg nicht zu dem kleinen Fest, das Sommerfeld nach seiner Doktorprüfung veranstaltete, kam, weil er bei der Prüfung schlecht abgeschnitten hatte.[6]

Nach meiner Emigration nach Chicago (1951) kam ich regelmäßig nach Zürich zurück und hielt den Kontakt mit meinen Lehrern aufrecht. Als in Berkeley das Antiproton-Experiment vorbereitet wurde,[7] da frug ich Pauli, ob er erwarte, daß das Antiproton gefunden werden würde.[8] „Ganz sicher“, sagte Pauli. Ich entgegnete: „Wie können Sie so sicher sein? Das Proton ist ja kein normales Dirac-Teilchen, es hat ja ein anomales magnetisches Moment.“ Worauf er sagte: „Das zeigt nur, daß Sie von diesen Dingen nichts verstehen.“ Ein anderes, für den Historiker interessanteres Gespräch betraf das Fermigas. Ich frug ihn: „Zu Ihrer Zeit muß jeder junge Theoretiker vom Drude-Paradox (die fehlende spezifische Wärme der Leitungselektronen) gewußt haben. Warum wendete Fermi seine Statistik nicht auf die Leitungselektronen an?“ Er antwortete: „Das weiß ich nicht. Sie können aber fragen, warum ich es nicht getan habe. Die Elektronen im Coulombfeld der Ionen als frei zu betrachten, war mir zuwider, und ich überließ diese dreckige Näherung gern Sommerfeld und Bethe.“[9] Bei einem Gespräch (vor der Entdeckung der Paritätsverletzung) erwähnte ich, daß Lee und Yang in ihrer Arbeit[10] (die als Preprint existierte) die Verletzung von P *allein* angenommen hatten. Pauli erwiderte: „Das habe ich schon gemerkt und hab' es dann im Kopf korrigiert“.

Einmal nahm Pauli eine Einladung nach Chicago unter der Bedingung an, keinen Vortrag halten zu müssen.[11] Darauf kommentierte der junge Gell-Mann: „Aber Herr Professor Pauli, die Leute wollen Sie ja nur sehen und nicht hören!“ Nach Murrays Nobelpreis erinnerte ich ihn an diese Bemerkung und sagte: „Nun bist Du auch schon so weit!“

Nach Anfang 1957 stand ich mit Pauli in relativ regem brieflichen Verkehr. Von mir erhielt er die erste konkrete Nachricht über die Entdeckung der Paritätsverletzung.[12] Zusammen mit unserer Arbeit mit J. I. Friedman[13] schickte ich ihm Mitte Januar Preprints der Arbeit von Garwin, Lederman und Weinrich[14] und von der von Ambler, Wu et al. Diese drei Letters erhielt Pauli morgens an jenem Tag, an dem er später einen Vortrag über das Neutrino zu halten hatte.[15] Dieses korrekte Verhalten gegenüber unseren „Konkurrenten“ wurde von letzteren in keiner Weise honoriert. Weitere Korrespondenz betraf meine Arbeit mit Maria Goeppert-Mayer über Twin Neutrinos.[16] Dabei bat uns Pauli, auf Willard Libby (damals leitendes Mitglied der *Atomic Energy Commission*)[17] Einfluß auszuüben, so daß die A.E.C. den Versuch von Davis (Nachweis der Sonnenneutrinos) kräftig unterstützen würde. Die Intervention hatte auch Erfolg.

Ich sah Pauli das letzte Mal an einer großen Tagung in Venedig, im Herbst 1957[18] (von diesem Treffen ist ein gutes Bild erhalten).[19] Er starb im Jahr darauf. Ich kann ohne Scham sagen, daß mich dieser Tod schwerer traf als der meines eigenen Vaters. Aus meiner Sicht war Pauli nicht nur wissenschaftlich, sondern auch menschlich ein Vorbild.

[1] Valentin Telegdi wurde am 11. Januar 1922 in Budapest geboren. Als die Eltern 1930 nach Wien umzogen, besuchte er dort die Volksschule und das Realgymnasium. Nach Abschluß des Unterrealgymnasiums trat er in die *Bundeslehr- und Versuchsanstalt für chemische Industrie* ein. Der sog. *Anschluß* Österreichs unterbrach 1938 auch seine Ausbildung. Nach einem vorübergehenden Aufenthalt in Italien besuchte Telegdi die belgische *École Meurice Chimie*, um das Chemie-Ingenieur-Diplom zu erwerben. Doch die Kriegsereignisse zwangen ihn abermals, im Sommer 1940 sein Studium zu unterbrechen. Im Herbst 1946 konnte er schließlich an der *École Polytechnique* der Universität Lausanne mit einem Ingenieurs-Diplom abschließen. Als wissenschaftlicher Mitarbeiter kam Telegdi im Wintersemester 1946/47 an das *Physikalische Institut* der ETH Zürich. Anfang 1948 wurde er Scherrers Assistent. Unter dessen Leitung fertigte er eine Promotionsarbeit über die Photospaltung von $C^{12}$-Kernen in drei $\alpha$-Teilchen an {vgl. Telegdi (1951)}. Bei dieser „sehr gründlichen und an Resultaten reichen" Arbeit, die unter dem Motto „... e quindi uscimmo a riveder le stelle" aus Dantes *Inferno* veröffentlicht wurde, hatte Pauli als Korreferent mitgewirkt (Dieses Korreferat ist bei Enz, Glaus und Oberkofler [1997, S. 217f.] wiedergegeben).

[2] Siehe hierzu auch die Bemerkungen im Band **IV**/3, S. 482f., 493f. und 519f.

[*] Eine Anspielung auf die damaligen Interessen Gregor Wentzels, Paulis Kollegen an der Uni Zürich. {Siehe hierzu auch Paulis kritische Bemerkungen zur damaligen Theorie der Kernkräfte in Band **III**, S. 321.}

[3] Vgl. hierzu den Hinweise in Band **IV**/1, S. 114f.

[4] Siehe auch Band **IV**/3, S. XL.

[5] Vgl. Enz, Glaus und Oberkofler [1997, S. 218].

[6] Heisenberg hat über den Verlauf dieser mündlichen Prüfung am 23. Juli 1923 durch Wilhelm Wien, an der er beinahe scheiterte, in einem Interview mit T. S. Kuhn berichtet (vgl. Hermann [1976, S. 23f.]). – Siehe hierzu auch Band **I**, S. 124.

[7] Siehe hierzu die Bemerkungen über die Entdeckungsgeschichte des Antiprotons in Band **IV**/3, S. 387 und bei G. Lüders (1956).

[8] Vgl. auch die Bemerkungen in Band **IV**/2, S. 437 und die Bemerkung von Fierz im Brief [2461].

[9] Siehe hierzu Paulis Darstellung in seinem Schreiben [2379] an Rasetti (in Band **IV**/3, S. 746).

[10] Lee und Yang (1956b).

[11] Dieser Besuch bei Wentzel in Chicago hatte im März 1956 stattgefunden (vgl. Band **IV**/3, S. 529f.).

[12] Telegdi hat über seinen Anteil an diesen Experimenten zur Paritätsverletzung auch in einem *Personal account* berichtet {vgl. Telegdi (1973)}.

[13] Friedman und Telegdi (1957).

[14] Garwin et al. (1957) und Wu et al. (1957). Alle drei Publikationen wurden zusammen mit Kommentaren der Beteiligten in den 1973 von Bogdan Maglic herausgegebenen *Adventures in Experimental Physics*, $\gamma$-Volume wiedergegeben.

[15] Siehe den folgenden Brief [2465].

[16] Siehe Band **IV**/3, S. 298 und Telegdis Schreiben [2688]. Pauli nannte Maria Goeppert-Mayer wegen ihrer Beiträge zum Schalenmodell scherzhaft auch „Zwiebel-Madonna".

[17] Willard Libby war damals *acting chairman* der *Atomic Energy Commission* und besaß als solcher großen Einfluß auf die Vergabe von Forschungsmitteln. Die *Times* vom 22. Juni 1956 berichtete anläßlich des Neutrinonachweises durch Reines und Cowan, Libby „attaches great importance to this ‚magnificent accomplishment' which, he said, opened the way to further understanding of nuclear forces. ... Dr. Libby knew of no practical application of the discovery of the neutrino; but one of the greatest mysteries facing scientists to-day was the nature of the ‚glue' which held atomic nuclei together, and they should now be able to gain a greater understanding of this force, which Dr. Libby describes as one of the fundamental properties of matter. He said, that part of the energy from the stars apparently went into the neutrino state, where it interacted only very slightly with matter.

The important task now was to learn how much of the energy in the universe had been ‚lost' into the neutrino state." – Vgl. hierzu auch Libbys damaligen Bericht (1958) über „Chemistry and the atomic nucleus" sowie die Briefe [2612, 2625, 2626, 2627 und 2636] an Salam, Yang, Frauenfelder und Telegdi und dessen Antwortschreiben [2686], in denen Libby von der Notwendigkeit dieser Versuche überzeugt werden sollte.

[18] Siehe hierzu den Kommentar zum Brief [2701].

[19] Ein Ausschnitt aus dieser Aufnahme wurde auch in Telegdis Bericht (1973, S. 131) reproduziert.

## [2465] Pauli an Telegdi

Zürich, 22. Januar 1957

Dear Telegdi!

I thank you so much for having sent to me all 3 reprints of the experimental papers.[1] They arrived just in time (yesterday at 5 p. m.) to be used in my evening lecture on older and newer history of the neutrino (yesterday at $8^{15}$ p. m.).[2] I could change the end of this lecture and tell about the new results. I never had an experience like that with spectacular news in the last minute before a general lecture.

Villars has sent me in an express-letter from Geneva the New-York-Times-Columbia report,[3] which arrived just in time, too.

I quoted the phrase regarding beta decay (‚weak interactions'), which Bohr always repeated (Faraday lecture 1932, Solvay-Congress 1933),[4] when I had my struggle with him about violation of the energy conservation versus neutrino (*after* establishment of wave-mechanics). The phrase was „but we have to be prepared for surprises". He was wrong with the energy-law, but he was right, that the weak interactions are a very particular field where strange things could happen, which don't happen otherwise. So I said at the end ‚and *now* will come the surprises, which Bohr had expected'.

This time I was wrong in my expectations. But still I don't understand, why the *strong* interactions are reflection-invariant (parity-invariance-P in the notation of Oehme-Yang-Lee) *how* can the *strength* of an interaction *produce* or *enforce* an invariance-property? I am afraid, that it will take very long time, until somebody will be able to give an answer.

I also received, a little earlier, the paper of Oehme-Yang-Lee[5] (on which you told me) and a paper of Yang-Lee on the 2-component-theory of the neutrino.[6] The latter is the same, what Salam proposed in a short, more aphoristic paper,* a preprint of which arrived here about 2 months ago.[7] Therefore I assumed, that this will be known in U. S. A. and I referred to this possibility in some letters to the States as ‚the case of Salam'.

Historical remark on the two-component-theory for particles with zero rest-mass: H. *Weyl*, *Zeitschrift für Physik*, **56**, 330, 1929 (see p. 350 particularly).[8] He did not interpret this theory correctly (Dirac's idea of holes was not known yet), I had at that time some discussions with him about it, the result of which can be found in my Handbook-article on wave-mechanics, p. 226,[9] where the absence of left-right symmetry in this theory is emphasized and also [noticed],[10] that the current

$$j_0 = \psi^* \psi, \quad \boldsymbol{j} = \psi^* \boldsymbol{\sigma} \psi$$

in such a theory is identically a zero-vector,

$$j_0^2 - \boldsymbol{j}^2 = 0.$$

What will interest you much more is Salam's remark, that the Michel-parameter[11] in the $\mu$-meson decay must have the value either *3/4 or zero*. This is identical with the conclusion of Yang-Lee. The former being only possible empirically, one concludes that a neutrino and an antineutrino is emitted. This is the opposite as the earlier conclusion of Konopinski, *Reviews of Modern Physics*, **27**, 254, 1955.[12] It seems that his idea is now abandoned generally. *Do you know something about it?* What one thinks at present on the ‚conservation of the lepton-charge' (means of light particles)?

For me it seems more interesting, whether the invariance properties

$$C\,P \text{ and } T \tag{I}$$

hold in nature. I saw that all authors emphasize that the experiments until now neither exclude it nor prove it. {The question is *partly* overlapping with the other question, whether the two component-neutrino holds, as the latter, if free, has just this invariance property (I). I do not need to enter this, as I eventually had reached the same conclusions about it as Yang and Lee.}

The most general Fermi-interaction of the type, indicated in equation (23), p. 42 of my paper in the Bohr-festival volume[13] has to be amended with reality-conditions if additional invariance-requirements like (I) are postulated. In the quoted article I searched for an other invariance namely

$$C \text{ and } PT \tag{II}$$

and found the reality conditions in this case to be: the coefficients $C_1 \ldots C_{10}$ have to be all real (an additional common phase-factor in all $C$'s being always arbitrary).

I found now, that the *reality condition for (I)* is: $C_1 \ldots C_5$ *real,* $C_6 \ldots C_{10}$ *purely imaginary*. This is due to the additional factor $\gamma_4$ appearing in the transformation of *all* spinors in case of (I). (This factor changes the signs for $C_6 \ldots C_{10}$.)

One can also easily see which additional conditions appear, if the two-component postulate is introduced. This is getting more or less trivial.

To *physics:*

1. One should calculate theoretically the effect of the *magnetic* interaction of the nuclear magnetic moment with the outgoing electron in the experiment with the beta-decay of directed nuclear spins. For quantitative conclusions this may be necessary.

2. I still don't know why the reaction $\pi \to e + \nu$ does *not* occur. Has anybody some new ideas about it?

I have still another point to the Oehme-Yang-Lee paper, regarding the name Lüders-Pauli-theory. I think, one should not and one really can not drop *Schwinger* entirely in this way. It is true, that one cannot understand the theorem,

after one read Schwinger's paper. But *now*, after I know the theorem, *I am completely convinced that Schwinger had it before*: I left this simply open in my paper, but I heard afterwards from Weisskopf[14] that Schwinger's claims are particularly based on the following plans of his papers: Theory of quantized fields II, *Physical Review* **91**, p. 720 and p. 723,[15] and theory of quantized fields VI, *Physical Review* **94**, p. 1366, formula (54) and p. 1376, after formula (208).[16]

All this is not easy to read, as it is connected with Schwinger's variational method and I don't recommend to read it.

But it is something else to deny Schwinger's author-ship entirely. As the Americans seem to like so much strange abbreviations (compare: W K B-method) can the authors not invent something like „S L P-theorem" (where P does *not* mean parity)?

Well, this is only a proposal to Oehme-Yang-Lee. Please show this (directly or in copies) also to the three Oehme-Yang-Lee, and all good wishes to yourself and to your wife from both of us Yours W. Pauli

[Zusatz am oberen Briefrand:] I write this in english for I beg you to circulate this letter to → Oehme, Yang-Lee. Particularly to the latter two with my warmest regards.

[1] Vgl. auch den am gleichen Tag geschriebenen Brief [2464] an Fierz.
[2] Siehe den Kommentar zum Brief [2461] und Pauli (1957a).
[3] Vgl. auch den Hinweis im Brief [2461].
[4] Bohr (1932, 1933).
[5] Lee, Oehme und Yang (1957).
[6] Lee und Yang (1956b).
* ‚On parity conservation and neutrino mass'. {Vgl. Salam (1957).}
[7] Salam (1957).
[8] Weyl (1929). – Paulis erste Reaktion auf Weyls Vorschlag ist in seinem Brief [235] an Weyl enthalten.
[9] Pauli (1933a, S. 226).
[10] Unleserliche Briefstelle!
[11] Dieser von Louis Michel (1950) zur Beschreibung des Spektrums der Zerfallselektronen eingeführte Parameter $\rho$ sollte theoretisch den Wert 3/4 besitzen. Vgl. hierzu insbesondere den Übersichtsartikel von Michel (1957, S. 227).
[12] Konopinski (1955b).
[13] Pauli (1955d).
[14] Vgl. Weisskopfs Brief [2045] vom 21. März 1955.
[15] Schwinger (1953a).
[16] Schwinger (1954b).

## [2466] Källén an Pauli

Kopenhagen, 22. Januar 1957
[Maschinenschrift]

Lieber Professor Pauli!

Endlich bin ich dazu gekommen, die Aufspaltung des Dipolzustandes bei der Anwesenheit eines extra $N$-Teilchens wirklich auszurechnen. Dabei hat es sich

gezeigt, daß ich mich soweit getäuscht habe, daß die Rechnung zwar elementar war, aber *nicht* besonders mühsam. Das Ergebnis war etwa, wie ich erwartet habe. Wir suchen also Eigenzustände der Form {vgl. Weinberg Gleichung (7)[1]}

$$|z\rangle = \sum_{\boldsymbol{p}} \phi_1(\boldsymbol{p})|1_{\boldsymbol{p}_0-\boldsymbol{p}};\, 1_{\boldsymbol{p}};\, 0\rangle + \sum_{\boldsymbol{p}_1,\boldsymbol{p}_2} \phi_2(\boldsymbol{p}_1,\boldsymbol{p}_2|0;\, 1_{\boldsymbol{p}_1},\, 1_{\boldsymbol{p}_2};\, 1_{\boldsymbol{k}}\rangle \tag{1}$$

$$\boldsymbol{k} = \boldsymbol{p}_0 - \boldsymbol{p}_1 - \boldsymbol{p}_2\,. \tag{1a}$$

Nennen wir den Eigenwert $2m_N + z$, bekommen wir statt Weinbergs Gleichung (16±) die Gleichungen

$$\frac{z - m_V + m_N}{\gamma_0} + \int_\mu^\infty \frac{kf^2(\omega)}{\omega - z} d\omega = \pm\frac{1}{r}\int_\mu^\infty \frac{f^2(\omega)d\omega}{\omega - z}\sin(kr)\,. \tag{2}$$

Statt $m_V$ und $\gamma_0$ führen wir die zwei Konstanten $A$ und $B$ ein und erhalten

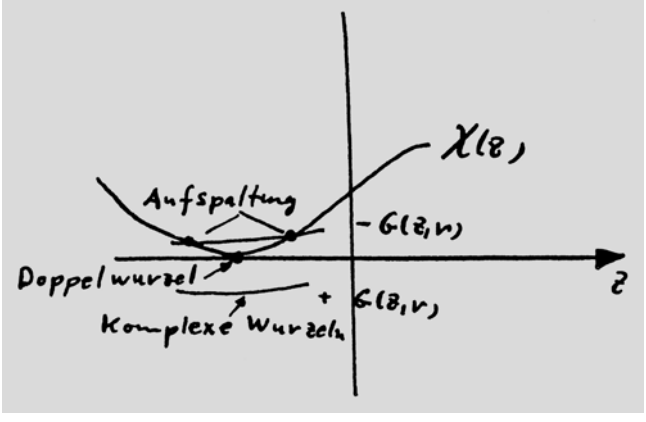
$$\frac{z - m_V + m_N}{\gamma_0} + \int_\mu^\infty \frac{kf^2(\omega)}{\omega - z} d\omega = A + Bz + z^2 \int_\mu^\infty \frac{f^2(\omega)kd\omega}{\omega^2(\omega - z)} \equiv \chi(z)\,. \tag{3}$$

Die Eigenwertgleichung ist dann

$$\chi(z) = \pm G(z, r) \tag{4}$$

$$G(z, r) = \frac{1}{r}\int_\mu^\infty \frac{f^2(\omega)d\omega}{\omega - z}\sin(kr)\,. \tag{5}$$

Die Funktion $G(z, r)$ ist eine „besselartige“ Funktion von $r$, die nicht identisch verschwindet.* Für sehr große Werte von $r$ geht $G(z, r)$ gegen Null für alle Werte von $z$. Für große Abstände sind also die Eigenwerte gleich den Wurzeln von $\chi(z) = 0$, wie zu erwarten war. Für endliche Werte von $r$ und für eine Doppelwurzel von $\chi(z)$ hat man dann die in der Figur




gezeigte Situation. Für das eine Vorzeichen in (4) hat man also *komplexe* Wurzeln, und für das andere Vorzeichen ist der Dipol aufgespaltet. Dann ist selbstverständlich jede Wahrscheinlichkeit $\omega_1$ und $\omega_2$ für sich beobachtbar, und

die Nichtunitarität der $S$-Matrix ist wahrscheinlich wieder da. Die letzte Aussage ist zwar nicht bewiesen, aber da man hier *unvermeidlich* (bei der einen Parität) komplexe Wurzeln hat, ist meiner Meinung nach das Modell schon verloren. Das (für mich unerwartete) Auftreten der komplexen Wurzeln hat die Rechnung also erheblich vereinfacht.

Wissen Sie, daß in „The Herald Tribune“ es etwa vor einer Woche ein Interview gab, wo die Leute in Columbia University sagen, sie hätten eine Asymmetrie in der Winkelverteilung des $\beta$-Zerfalls von $Co^{60}$ gefunden? Eine ähnliche Asymmetrie sollte auch bei dem Zerfall des $\mu$-Mesons vorhanden sein. Die Messung von $Co^{60}$ wurde von Fräulein Wu gemacht und das Experiment mit dem $\mu$-Meson von Lederman. (Abgesehen von Lederman sollte es sich also um eine chinesische Konspiration gegen die Parität handeln!) Wie gut die Experimente sind, läßt sich wohl kaum aus einer Zeitung entnehmen, aber man bekommt den Eindruck, daß diese Leute selber wirklich meinen, daß sie den Effekt gefunden haben. Was soll man dazu sagen? An eine fundamentale Asymmetrie der Welt weigern wir uns wohl zu glauben. Eher könnte wohl das Nukleon und das $\mu$-Meson selbst nicht spiegelsymmetrisch sein, und auch das wäre schon etwas. Dies ist also alles unter der Voraussetzung gesagt, daß die Experimente bestätigt werden. Was meinen Sie dazu?

Viele Grüße von Haus zu Haus Ihr sehr ergebener Gunnar Källén

[1] Weinberg (1956, S. 286).
[*] Vergleiche Appendix B in der Arbeit von Weinberg.

## [2467] Pauli an Källén

Zürich, 23. Januar 1957
[1. Brief]

Lieber Herr Källén!

Dank für Ihren Brief vom 21.[1]

Mit der $S$-Matrix habe ich keine *mathematische* Schwierigkeit. Physikalisch kann aber die $\delta'$-Funktion der Energie vielleicht schon als Beginn von Akausalität gedeutet werden („Beginn“ im Sinne des Grenzüberganges zu komplexen Wurzeln).

Heisenberg schreibt mir Briefe,[2] in denen er immer beweisen will, daß die $S$-Matrix beim Dipolgeist unitär sein müsse. Sein Argument beruht darauf, daß die Funktion

$$\phi_1(k) \quad \text{bei} \quad \omega = \omega_0$$

keinen Doppelpol haben könne, da sonst das Integral

$$\int \phi(k') f(\omega, \omega') dk'$$

nicht konvergiere. Ich sehe aber nicht, wie man so ein Integral anders definieren kann, als indem man zu $\omega_0$ ein kleines $i\varepsilon$ hinzufügt. Und dann fällt dieses Argument fort.

Gerne möchte ich aber von Ihnen explizite hören, *wie* nach Ihrer Meinung *sich* $\phi_j(k)$ (es handelt sich also um die Amplitude, nicht um deren Absolut-Quadrat) *bei* $\omega = \omega_0$ *verhalten wird.*

*Gibt es denn überhaupt* eine Lösung, die sich dort *nur* wie

$$\frac{1}{\omega - \omega_0} + \text{const.}\,\delta(\omega - \omega_0)$$

verhält? Das *behauptet* Heisenberg immer und sagt, *diese* Lösung müsse man verwenden und für sie sei die $S$-Matrix unitär.

Ich verstehe es nicht ganz, aber vielleicht können Sie mir ein gutes (pädagogisches) Gegenargument schreiben. Ich habe den Eindruck, Heisenberg wolle hier etwas durch „Verordnungen" (es *soll* so sein!) erzwingen.

---

Sonst hatte Heisenberg eine Frage betreffend Weinbergs Kräfte zwischen $N$- und $V$-Teilchen (Sektor $N + N' + \theta$). Die völlige Vernachlässigung des Rückstoßes ist ja hier beim Lee-Modell etwas unphysikalisch.

Ich kann mir wohl denken, daß man für die Berechnung des Kräftepotentials zuerst den Rückstoß (Impulsabhängigkeit der Energie) ganz vernachlässigen und hinterher mit dem so ermittelten Potential auch Bewegungszustände ausrechnen kann.

Heisenberg interessiert sich speziell für „Gleichgewichtslagen" (wie die Atomkerne im Molekül), für die

$$\frac{\partial \omega_0}{\partial r} = 0 \quad \text{und} \quad \frac{\partial^2 \omega_0}{\partial r^2} > 0.^3$$

*Gibt es solche speziellen Zustände* (bei festem $\mu$) in Weinbergs Rechnungen?

Es wäre vielleicht doch interessant, wenn Sie jemanden über die $N$-$V$-Kräfte beim Dipolgeist rechnen ließen.[4]

Viele Grüße Ihr W. Pauli

[1] Vgl. den Brief [2463].
[2] Siehe z. B. den Brief [2462].
[3] Vgl. den Brief [2452].
[4] Pauli hatte zu diesem Zeitpunkt Källéns Brief [2466], in dem diese Rechnungen ausgeführt sind, noch nicht erhalten.

## [2468] Pauli an Källén

Zürich, 23. Januar 1957
[2. Brief]

Lieber Herr Källén!

Ich habe nochmals Heisenbergs Briefe durchgesehen.[1] Was er meint, muß auf folgendes hinauslaufen (in Ihrer Bezeichnung):

$$\varphi(\omega'') = U^*(k_0, k_0'; k'')U(k, k'; k'')$$

$$\phi_2(k, k', k'') = \frac{U(k, k'; k'')}{\chi(\omega + \omega' - \omega'')_+}.$$

(Es kommt $\phi_2$, nicht $\phi_1$, in Ihrer Bezeichnung.)

Offenbar meint Heisenberg, daß für $\omega + \omega' - \omega''$ (Doppelwurzel) *beide* Faktoren von $\varphi(\omega'')$ *einzeln* verschwinden *müssen*. Wäre es so, dann allerdings würden $\varphi$ *und* die Ableitung von $\varphi$ dort verschwinden.

Sein Argument dafür ist *nur*, daß

$$\int \phi_2(k') f(\omega, \omega') dk'$$

„sonst unendlich würde".

Dann spricht er immer von „*der* Lösung von $\phi_2(k)$, die bei $\omega = \omega_0$ nur einen einfachen Pol hat". (Meines Erachtens gibt es diese Lösung *nicht!*)

Es tut mir leid, Sie mit so etwas überhaupt zu beschäftigen. Es ist nicht Physik, sondern Heilpädagogik. Es genügt mir, wenn Sie nur in 2 Zeilen bestätigen könnten, daß das „Argument" Unsinn ist, da man beim $\int$ in's Komplexe gehen muß.

Herzlichen Dank im voraus

Stets Ihr W. Pauli

[1] Insbesondere die Briefe [2448, 2452, 2456 und 2462].

## [2469] Fierz an Pauli

[Basel], 23. Januar 1957

Lieber Herr Pauli!

Besten Dank für Ihren Brief.[1] Wenn Sie jemanden von der leptonischen Verwandtschaft der Lady Parity treffen sollten – diese Personen gehören ja zu Ihrem näheren Bekanntenkreis – so lassen Sie diese grüßen und drücken ihnen mein Beileid aus.[2] Freilich könnten Sie zart andeuten, daß wir wohl wissen, wer die lachenden Erben sind, und daß wir vermuten, diese seien am Siechtum sowie am Hinscheiden der „lieben Freundin" nicht unschuldig.

Ich erinnere mich wohl, daß ich Sie vor nicht allzulanger Zeit fragte, was Sie wohl zu jener Spiegeltheorie in der Bohrfestschrift getrieben habe. Ich vermutete

Hintergedanken, aber solche wußten Sie damals nicht anzugeben. Sie schrieben mir ferner am 25. Oktober 1956,[3] wie Sie neue „Möglichkeiten des Mischens (Koexistenz)“ gefunden hatten: „bin ich ein Vorzeichen-Masochist? – zumindest komme ich mir als ein famulus Wagner vor“.

So war der Homunculus eben doch in der Retorte – und Mephisto wird auch nicht fern gewesen sein – „am Ende hängen wir doch ab, von Kreaturen, die wir machten“, hat er gesagt.[4]

Die Weylsche Neutrinotheorie[5] soll übrigens nach Ansicht der Experimentatoren – so schreibt mir Chrétien – nicht der Erfahrung entsprechen. Ich weiß aber nicht, woraus das folgt.

Die Realitäts-Bedingung: $C_1 \dots C_5$ und $i(C_6 \dots C_{10})$ reell kommt mir richtig vor. Zudem glaube ich, daß Sie nach jener Mischorgie das nun mit größerer Sicherheit beurteilen, als ich das tun kann.

Mit den besten Grüßen – ich sollte ja eigentlich den van Hove studieren,[6] fühle mich aber gar nicht dazu aufgelegt, weil alle Schräubchen wackeln –

Ihr getreuer Fierz-Eckermann[7]

[1] Vgl. den Brief [2464].
[2] Pauli hatte offenbar das Beileidsschreiben über den Tod der Parität [2457] auch an Fierz geschickt.
[3] Vgl. den Brief [2370].
[4] Zitiert nach Goethes *Faust*, 2. Teil, 2. Akt, am Ende der Szene im Laboratorium.
[5] Weyl (1929). Siehe hierzu auch Paulis Bemerkungen in den Briefen [2464, 2465 und 2510].
[6] Fierz sollte im Züricher Seminar über van Hoves neue statistische Arbeiten referieren. Vgl. Band **IV**/3, S. 766.
[7] So bezeichnete ihn Pauli, nachdem einmal ein Student – in Anlehnung an Goethes Gespräche mit Johann Peter Eckermann – seine *Gespräche mit Markus Fierz* herauszugeben beabsichtigte (vgl. Band **III**, S. 429). – Wie Fierz in einem Schreiben vom 8. März 2001 erklärt, handelte es sich dabei um den Studenten Beno Eckmann (geb. 31. März 1917), der später zum Professor für Mathematik an der ETH in Zürich ernannt wurde. Weiter erläuterte Fierz: „Eckermann hat *Gespräche mit Goethe* geschrieben, die Goethe gebilligt hat, die er aber erst nach Goethes Tod publizieren durfte (vide Friedenthal, Goethe). Mit der Unterschrift Fierz-Eckermann deute ich an, daß der Briefwechsel *Gespräche von Pauli mit Fierz* genannt werden könnte: ich kam mir wie Eckermann vor. Die Analogie ist aber oberflächlich. Eckermann war von Goethe angestellt, und er sollte Goethe zum Reden bringen. Wenn ihm dies gelang, so redete Goethe wie er wollte, und Eckermann machte Notizen. Pauli aber kam von sich aus, mir zu schreiben, und fragte mich, was ich von seinen Ideen denke, oder was mir dazu einfalle. Er machte dies, weil ich ein Physiker war, und zudem ein ‚lebendes Conversations-Lexikon‘, wie mein Schwiegervater (Frauenarzt, Präsident der Zürcher Ärztegesellschaft) gesagt hat. – Wie ich Fierz-Eckermann unterschrieb, habe ich nicht an den Mathematiker B. Eckmann gedacht. Ich sah diesen erst wieder, wie ich 1960 nach Zürich kam. Aber wie ich Fierz-Eckermann unterschrieb, da ahnte ich, daß wohl einst ein Briefwechsel Pauli-Fierz publiziert werde.“

## [2470] Heisenberg an Pauli

Göttingen, 23. Januar 1957

Lieber Pauli!

Seit meinem Brief von vorgestern[1] sind wir noch ein gutes Stück weitergekommen und glauben den Beweis vor uns zu sehen, daß tatsächlich in *allen*

Sektoren des Lee-Modells mit Dipolgeist die $S$-Matrix unitär ist und die diskreten stationären Zustände niemals eine negative Norm haben. Ich will Dir den Gedankengang schreiben, obwohl im einzelnen noch nicht alles ausgeführt ist, da er zum Verständnis jenes gesuchten „allgemeinen mathematischen Prinzips" beiträgt.

Zunächst betrachte man (in den Sektoren $N+\theta$ und $N+2\theta$; das andere kommt später) die Eigenfunktionen nicht im Impulsraum, sondern im *Ortsraum*. Dabei kann man sich das $N$- und $V$-Teilchen im Schwerpunkt $\omega = 0$ vorstellen, die verschiedenen $\omega$-Koordinaten bedeuten also Abstände der $\theta$-Teilchen vom Schwerpunkt. Im Sektor $N+\theta$ hat man also eine Konstante $\psi_V = c$ und eine Funktion $\psi_{N,\theta} = \varphi(\omega)$ zur Charakterisierung eines Zustands. Die Eigenfunktion eines Zustands im Kontinuum wird sich für große $\omega$ wie eine Welle verhalten, im diskreten Spektrum wie $e^{-kr}$, wobei $k$ aus dem Energiewert in der üblichen Weise folgt.

Wir betrachten nun Lösungen der Hamiltongleichung im Sektor $N+2\theta$, charakterisiert durch zwei Funktionen:

$$\psi_{V+\theta} = \phi_1(\omega_1); \quad \psi_{N+2\theta} = \phi_2(\omega_1, \omega_2),$$

und fragen nach dem asymptotischen Verhalten in einem Raumgebiet, in dem $\omega_1$ sehr groß ist gegenüber $\omega_2$ und gegenüber der Ausdehnung der Wellenfunktionen in den stationären Zuständen von $N+\theta$. Auch in diesem Raumgebiet muß die Schrödingergleichung erfüllt sein. Hier zerfällt aber der Hamiltonoperator additiv in einen Teil, der sich auf $N+\theta$ bezieht, und einen anderen, der sich auf das zweite $\theta$ bezieht; die Wechselwirkung verschwindet wegen des großen Abstands. Also muß die Lösung sich hier, wegen der Separierbarkeit, additiv zerlegen lassen in Produkte von Lösungen des $N+\theta$-Problems und des $\theta$-Problems für sich.

Daraus folgt erstens, daß in dieser Zerlegung der Zustand $V_{\text{Dip}}$ des $N+\theta$-Systems nicht vorkommt, weil er keine Lösung der Schrödingergleichung ist. Zweitens folgt, daß $\phi_1(k)$ im Impulsraum an der bekannten kritischen Stelle einen *einfachen* Pol hat und keinen Pol 2. Ordnung haben kann. Denn die Schrödingergleichung für das einfache $\theta$-Teilchen lautet $\Delta\varphi = \text{const.}\,\varphi$, und nur der *einfache* Pol liefert eine Lösung dieser Gleichung, nämlich $\frac{1}{r}e^{ikr}$, während der Pol 2. Ordnung etwa zu

$$\frac{a+br}{r}e^{\pm ikr}$$

führen würde, was keine Lösung von $\Delta\varphi = \text{const.}\,\varphi$ ist. Man bekommt also einen unabhängigen Beweis dafür, daß es nur Lösungen mit dem einfachen Pol geben kann.

Weiter folgt aber sofort die Unitarität der $S$-Matrix; denn wenn der Zustand $V_{\text{Dip}}$ von $N+\theta$ in der asymptotischen Lösung nicht vorkommt, spielt sich das Streuproblem nur in der Form

$$\left.\begin{matrix} N+2\theta \\ N+V_0 \end{matrix}\right\} \leftrightarrow \left\{\begin{matrix} N+2\theta \\ N+V_0 \end{matrix}\right.$$

ab, und dabei kann man $V_0$ als eine Art Blindstrom einfach weglassen, die $S$-Matrix $N + 2\theta \leftrightarrow N + 2\theta$ wird unitär, wie man unmittelbar nachrechnet.

Es muß aber hervorgehoben werden, daß für *kleine* Werte von $\omega_1$ der Zustandsvektor sich *keineswegs* nur mit den Zuständen $V_0$ und Kontinuum des Systems $N + \theta$ aufbauen läßt; vielmehr wird hier auch $V_{\text{Dip}}$ sicher gebraucht. (Über die Konsequenzen dieses Sachverhalts für das System $2N + \theta$ siehe später!)

Betrachtet man jetzt die diskreten stationären Zustände des Systems $N + 2\theta$, so wird in ihrer Wellenfunktion sicher auch $V_{Dip}$ vorkommen. Trotzdem kann man beweisen (an dieser Stelle sind wir noch nicht ganz sicher!), daß die Norm nicht negativ sein kann. Man berechne nämlich die Norm im $k$-Raum, indem man zunächst nur über $k_2$ integriert:

$$-|\phi_1^2(k_1)| + \int dk_2 |\phi_2^2(k_1, k_2)|,$$

erst dann über $k_1$. Das Integral über $k_1$ läßt sich nach Ausführung der Winkelintegration umschreiben in eins über $dk_1$ von 0 bis $\infty$ und wegen der Symmetrie des Ausdrucks unter dem Integral auch in eines von $-\infty$ bis $+\infty$. In diese letztere Gestalt verschiebt man in der komplexen $k_1$-Ebene den Integrationsweg, so daß er nur an den Polen {das sind jetzt Pole 2. Ordnung, da $|\phi^2(k_1)|$} hängenbleibt. Die Pole aber entsprechen den Eigenwerten des $N + \theta$-Systems. Hier weiß man, daß alle Zustände des Kontinuums positive Beiträge zur Norm beisteuern, der Zustand $V_0$ aber *nichts* beisteuert, da seine Norm verschwindet. Also kann die Norm im Ganzen nicht negativ sein.

Dieser letzte Teil des Beweises ist aber noch nicht ganz hieb- und stichfest.

Damit hätte man für das System $N + 2\theta$ alles erledigt. Man sieht aber auch, daß der Schluß von $N + 2\theta$ auf $N + 3\theta$ genau so gezogen werden kann wie der von $N + \theta$ auf $N + 2\theta$. In anderen Worten:

Man kann immer ein weiteres Teilchen zufügen und nach dem gleichen Verfahren wie oben schließen, daß der behauptete Satz (unitäre S-Matrix und nicht-negative Norm aller stationären Zustände) auch für den höheren Sektor gilt.

Man erkennt jetzt auch, daß das, was ich über den Sektor $2N + \theta$ schrieb, zum Teil Unsinn war. Meine *beiden* Forderungen 1. und 2. waren falsch. Der Zustand $V_{\text{Dip}}$ wird immer in der Eigenfunktion vorkommen. Aber trotzdem ist die $S$-Matrix für $2N + \theta \leftrightarrow 2N + \theta$ unitär, da sie bis auf den „Blindstrom“ identisch ist mit der für

$$\left.\begin{matrix} 2N + \theta \\ N + V_0 \end{matrix}\right\} \leftrightarrow \left\{\begin{matrix} 2N + \theta \\ N + V_0 \end{matrix}\right.$$

und $V_{\text{Dip}}$ asymptotisch nicht vorkommen kann. Für eventuell vorhandene diskrete stationäre Zustände gilt nur, daß ihre Norm nicht negativ sein kann. Dabei ist allerdings die anständige quantenmechanische Behandlung, bei der der Abstand zwischen $N$ und $V$ in der Wellenfunktion vorkommt und beliebig groß werden kann, die Voraussetzung. Die Behandlungsmethode von Weinberg scheint mir hier von vornherein ungeeignet, da sie durch die Annahme der feststehenden Teilchen $N$ und $V$ die entscheidenden Effekte ruiniert.

Ob die Beweise alle genau so gehen wie hier skizziert, muß sich erst herausstellen. Aber Du siehst wohl jetzt, was die entscheidenden Elemente sind: Die Hamiltonfunktion muß die Eigenschaft haben, daß die Wechselwirkung bei großer Entfernung verschwindet. Diese Voraussetzung scheint beim Lee-Modell erfüllt und ist es wohl auch sicher in meinem Modell.

Hoffentlich kann ich Dir in einigen Tagen den Beweis in noch sorgfältigerer Form schicken.

Viele Grüße! Dein W. Heisenberg

[1] Vgl. den Brief [2462].

## [2471] Pauli an Fierz

Zürich, 24. Januar 1957

Lieber Herr Fierz!

Dank für Ihren Brief.[1]

Über den $\beta$-Zerfall werden Yang und Lee, mit den Experimentatoren an der Hand, wohl bald alles herausfinden. Da können wir, ohne die letzteren, nicht konkurrieren. Gerne warte ich die Resultate ab. Das wichtigste sind die Symmetrien und Erhaltungssätze.

1. Gilt CP und T?

2. Gilt die Erhaltung einer „Lepton-Ladung“? Letzteres ist wahrscheinlich.

In der Arbeit von Yang-Lee-Oehme[2] steht einiges, ich hatte aber noch nicht Zeit, diese genauer zu studieren. Der 2-komponentige Spinor* ist ein Spezialfall, es liegt mir nicht sehr viel daran, daß gerade *das* gilt.

Die Spiegelstudie[3] ist entstanden aus dem Versuch, über die diversen Ansichten a) von Wigner und Mitarbeitern (besonders Wightman), b) von Schwinger Klarheit zu gewinnen (Les Houches 1952).[4] Dann kam die Arbeit von Lüders,[5] die ich auch noch besser verstehen wollte. Kurz darauf kam mir der Verdacht, daß *Schwinger* wahrscheinlich das „Lüders-Pauli“ Theorem schon hatte, was ich in der publizierten Arbeit noch offen ließ.[6] Heute bin ich *sicher*, daß das tatsächlich der Fall ist, Weisskopf schrieb mir 1955 weitere Zitatstellen,[7] und Schwinger selbst bestätigte es mir 1956.[8] In seinen Arbeiten ist leider immer alles sehr cachiert dargestellt. Ich ließ deshalb die 3 Autoren[9] wissen, daß bei einer eventuellen Namengebung des Theorems Schwinger *nicht* übergangen werden soll und schlug – bei der amerikanischen Vorliebe für Abkürzungen – vor: SLP-Theorem (where P does *not* mean parity).

Wenn Sie Chrétien schreiben,[10] teilen Sie ihm das, bitte, auch mit, es liegt mir daran, daß sich das verbreitet; mein Gewissen dabei ist nämlich nicht gerade gut.

---

Meine Arbeit an dem Artikel in der Bohr-Festschrift[11] war begleitet von lebhaften Träumen parapsychologischer Art über Spiegelbilder. Ich war mit

einer „unbekannten Dame“ in einem Zimmer, und wir waren von allen anderen Anwesenden dadurch unterschieden, daß wir das „große Geheimnis“ wußten, daß alle Gegenstände nicht wirklich seien, sondern nur Spiegelbilder.

Ich will den Traum in meinen Notizen wieder heraussuchen.[12]

In der vorletzten Nacht (Dienstag auf Mittwoch) hatte ich einen sehr amüsanten Traum (mein Neutrinovortrag war Montag).[13] Ich träumte, mein Neutrinovortrag sei Freitag (morgen), und ich sagte allen Leuten, sie sollen nur ja bestimmt kommen .... Es bedeutet jedenfalls, daß die Auseinandersetzung mit dem Problem weitergeht.

---

Nun noch ein Nachtrag zu unserer Diskussion über die Dipolgeister bei Ihrem letzten Besuch in Zürich. Källén schrieb mir[14] nun noch über die Mathematik mit den zeitabhängigen Lösungen, von denen eine $(A)$, die „normale“ mit $e^{-\mathrm{i}Et}$ ein Energiezustand mit Norm 0, die andere $(B)$ „anormale“ Terme mit $te^{-\mathrm{i}Et}$ enthält, *kein* Eigenzustand der Energie ist und so gewählt werden kann, daß Norm $(B) = 0$, $(A|\eta|B) = 1$ ist. (Die Eigenzustände von $H$ sind *kein* vollständiges Orthogonalsystem.) Die $S$-Matrix läßt sich formal so definieren, daß $te^{-\mathrm{i}Et}$ *zur* $\delta'$ *Funktion* $\delta'(E - E_0)$ *Anlaß gibt*. Dann stimmt die Mathematik schon so weit, daß der $\lim_{t \to +\infty}^{t_0 \to -\infty}$ von $U(t, t_0)$ *formal* möglich bleibt.

Auch gilt immer die Erhaltung (zeitlich konstant) der Summe der Wahrscheinlichkeiten, die teilweise aber negativ sind. Unrichtig ist aber Heisenbergs Behauptung, der Zustand $B\rangle$ würde im *End*zustand auf der Energieschale $(t \to +\infty)$ nicht erscheinen, wenn er im Anfangszustand nicht vorhanden ist. Er erscheint *doch* und stört die Unitarität der $S$-Matrix in den Streuzuständen allein (entgegen Heisenbergs Behauptungen).[15]

Die indefinite Metrik *bleibt* ein Teufelswerk: In Göttingen haben die Wünschelruten bei der Doppelwurzel stark ausgeschlagen, Heisenberg meinte dort einen Schatz zu finden, aber beim Graben kam nur jener bekannte Pudel zum Vorschein, der alsbald seinen ‚Kern‘ enthüllte.

Auf Wiedersehen Montag. Für heute viele Grüße Ihr getreuer W. Pauli

[1] Vgl. den Brief [2469].
[2] Lee, Oehme und Yang (1957).
[*] Siehe dazu auch meinen alten Handbuch-Artikel, p. 226.
[3] Pauli (1955d).
[4] Pauli hatte im Sommer 1952 in Les Houches über *Time Reversal* vorgetragen. Ein damals angefertigtes Manuskript dieses Vortrags wurde in Band **IV**/2, S. 585–595 wiedergegeben.
[5] Lüders (1954).
[6] Pauli (1958).
[7] Vgl. die Briefe [2045 und 2051].
[8] Diese Aussprache mit Schwinger hatte wahrscheinlich im März 1956 stattgefunden, als Pauli das MIT in Cambridge, Mass. besuchte (vgl. Band **IV**/3, S. 547).
[9] Wigner, Wightman und Michel. Siehe hierzu auch Paulis Briefwechsel mit den Mitgliedern der *Wigner School* in Band **IV**/2, S. 952f. und 956.
[10] Chrétien hatte Fierz über die Unhaltbarkeit der Zweikomponententheorie des Neutrinos unterrichtet (vgl. den Brief [2469]).
[11] Pauli (1955d).

[12] Pauli hat seinen Traum ausführlich in seinem Brief [2682] an Jung beschrieben.
[13] Vgl. den Kommentar zum Brief [2461].
[14] Vgl. den Brief [2466].
[15] Zusatz von Pauli: „Es tritt auch wirklich *Dis*kontinuität der *S*-Matrix ein beim Übergang zu komplexer Spiegelung."

## [2472] Pauli an Salam

Zürich, 24. Januar 1957[1]

Dear Salam!

What a landslide! I got 3 experimental papers from the States {C. S. Wu et al. (directed Co nuclei, $\beta$-decay); Lederman et al. ($\mu$-Meson, counters); Telegdi et al. ($\mu$-Meson, photo-plates)}.[2]

Our old friend ‚parity' died – no doubt.[3] There is no really *quantitative* discussion yet.

I also received two theoretical papers a) Oehme, Yang, Lee,[4] b) Yang-Lee.[5] The latter is the two component-spinor-theory for the neutrino, *identical* with yours[6] ($\gamma_5$ diagonal). This is a special case, however.

In *principle* I may say: The main reason, why I doubted so much this possibility, was this, that I did not, and still do not, understand, *why* the *strength* of an interaction can *generate or produce symmetry-invariances* which are absent in *weaker* interactions. (N. B. What will happen, for *still weaker* interactions? Perhaps a violation of the energy law?)

*Main problem: Why* are the *strong* interactions *reflexion-invariant?*

I do *not* know any answer, shall think about it further.

It was premature, however, to use this ignorance as an a priori argument against the possibility (considered by Yang-Lee and by yourself), that in $\beta$-decay (for instance) there could be a violation of invariance for spatial-reflexion (= parity) invariance (called P) – as I tried until now.

This is namely not a single case for this *new principle*. We had already the rotational symmetry in isotopic spin space (in no way understood either) which is violated in the relatively *weaker* electromagnetic interaction. There seems to be a certain analogy.

More I do not know until today on the questions of principle.

---

Now follow more mathematical considerations. I would advice you to keep the two-component neutrino as a particular case in mind, but to investigate the *most general* possibilities, for instance for the $\beta$-decay Fermi-interactions, compatible with the experimental evidence (form of the $\beta$-spectrum, recoil angular distribution, empirical absence of the ‚Fierz-terms' etc.). I think that the conclusion, according to which only scalar and tensor interactions can be present, have to be re-examined.

What conservation laws still hold?

A) Conservation of a „lepton-charge“
(light particles minus anti-particles; particularly Fermions)

The Davis experiment is in favour of it.[7] But the evidence is not so good as I wished.

*If* we cling to *A*, the most general interaction is given *in equation (23), p. 42* of my paper[8] in the Bohr-festival-volume. Somebody should reexamine the empirical evidence for this interaction.

Denote charge conjugation C, time reversal T, space-reflexion P (notation of Yang-Lee-Oehme), then the „Schwinger-Lüders-Pauli-theorem“ (may I call it SLP-theorem? The quoted authors call it Lüders-Pauli-theorem, which is unjust against Schwinger) says that

*CPT-invariance*

holds as consequence of the invariance with respect to the proper Lorentz-group only.

While invariance with respect to C (and PT) is out of the game by the new experiments, the American authors say, that

B) *invariance for CP and T*

is not proved, but still possible. The reality conditions for this invariance in my quoted equation (23) is:

$$C_1 \ldots C_5 \text{ real, } i(C_6 \ldots C_{10}) \text{ real} \tag{B}$$

which can easily be checked.
(I recall that in my paper I have shown, that the reality conditions C and P T are $C_1 \ldots C_{10}$ all real.)

The invariance T and CP also holds for the *free* neutrino in the case of the two-component theory. The T-invariance and the two component theory are *compatible* for $\beta$-decay, but each of them has a wider domain as its common intersection.

These are the points of views, on which – according to my opinion – $\beta$-decay and $\mu$-Meson, neutrino-interactions should be investigated and compared with experiments at present.

Many people will do it anyhow. If you have some results, please let me know.

With all good wishes

Sincerely Yours W. Pauli

[1] Dieser Brief wurde auch in Salams Nobel lecture (1979) zitiert.
[2] Vgl. hierzu die Literaturhinweise zum Brief [2464].
[3] Siehe hierzu auch die im Brief [2457] wiedergegebene *Todesanzeige*.
[4] Lee, Oehme und Yang (1957).
[5] Lee und Yang (1957a).
[6] Vgl. Salam (1957).
[7] Vgl. hierzu auch die Bemerkungen in den Briefen [2455 und 2500]. Raymond Davis erhielt für seine bahnbrechenden astrophysikalischen Arbeiten den Physiknobelpreis des vergangenen Jahres {vgl. Davis (2002)}.
[8] Pauli (1955d).

## [2473] Pauli an Heisenberg

Zürich, 25. Januar 1957

Lieber Heisenberg!

Ich bin leider etwas in Eile, schreibe also nicht *so* ausführlich, als ich gerne möchte.

1. Anbei Kopie aus einem Brief von Källén,[1] der das Problem der $N$-$V$ Wechselwirkung beim Dipolgeist[2] erledigt. Er wird also in *Monopole* aufgespalten, sei es in reelle, sei es in komplexe. Ich vermute, daß auch Deine frühere Frage, ob (für spezielle $r$) Gleichgewichtslagen

$$\frac{\partial \omega}{\partial r} = 0, \quad \frac{\partial^2 \omega}{\partial r^2} > 0$$

mit negativer Norm vorkommen können, *bejahend* zu beantworten ist. Denn $G(z, r)$ ist ja oszillatorisch. Ihr könnt ja das sicher leicht selbst diskutieren.

Ich vermute, daß sich darin ein allgemeines Verhalten von Dipolgeistern widerspiegelt, das nicht nur für das Lee-Modell zutrifft.

2. Ich bin zu einer viel *negativeren* Meinung über Dein ganzes Gedankensystem gekommen, als ich sie am Anfang dieser Diskussion hatte (in der ich *viel* gelernt habe).

Nach meiner Meinung ist es *ebenso leicht, den Dipolzustand* $B\rangle$ (denjenigen, der $te^{-\mathrm{i}E_0 t}$ enthält) *anzuregen*, als *irgendeinen anderen Zustand*: Es gibt *keine* Auswahlregel! (Schon in Pisa habe ich Deine Argumente für letztere nicht verstehen können;[3] glaube, daß Du da eine *fixe Idee* hast, die Dich zu mathematischen Fehlschlüssen verführt.) Die $S$-Matrix ist daher *nicht unitär*! Sie ist *stetig*, wenn der Dipolgeist von den *reellen*, *unstetig* (Sprung), wenn er von den komplexen Wurzeln her angenähert wird (für letztere ist sie akausal, aber unitär).

Siehe unten komplexe Ebene.[4]

Die Null-Zustände $A\rangle$, $B\rangle$ (ersterer Eigenzustand der Energie mit $e^{-\mathrm{i}E_0 t}$), mit $(A|\eta|B) = (B|\eta|A) = 1$ bilden den von den Mathematikern vorgesehenen Fall, daß sich eine *nicht*-hermitesche Matrix mit entartetem Eigenwert nicht notwendig auf Diagonalform bringen läßt.

Ist erste Kolonne der Zustand $A$, zweite $B$, so wird
(Der Zustand $B$ gehört mit zu einem vollständigen Orthogonalsystem)[5]

$$\boldsymbol{H}\psi_A = E_0\psi_A, \quad \boldsymbol{H}\psi_B = E_0\psi_B + C\psi_A$$

$$\boldsymbol{H} = \begin{pmatrix} E_0 & C \\ 0 & E_0 \end{pmatrix}$$

(oder transponiert, je nach Konvention).

Entsprechend ist auch die Darstellung der Translationsgruppe $t' = t + \tau$; $i\tau\boldsymbol{H}$ ist die infinitesimale Translation, der Rest ist trivial. Es ist das, was die Mathematiker eine reduzible, *nicht*-zerfallende ($\equiv$ nicht voll-reduzible) Darstellung nennen.

Nichts hindert einen,

statt $e^{-iE_0t}$ $\delta'(p_0 - E_0)$.

statt $ite^{-iE_0t}$ $\delta'(p_0 - E_0)$
(Ableitung!)

zu schreiben.

{Die $S$-Matrix kann beim Dipolgeist immer noch durch $\lim_{t\to+\infty}^{t_0\to-\infty}$ aus $U(t_0, t)$ erhalten werden. Enthält dann die $\delta'$Funktion. Nicht mehr bei komplexen Wurzeln.}

Es gibt *überhaupt keinen mathematischen* Satz, der das Erscheinen des Zustandes $B\rangle$ im Endzustand (so verallgemeinerte Energieschale) verhindern würde, auch wenn er im Anfangszustand nicht vorhanden ist. (Ist $^\dagger$ = adjungiert, $^*$ konjugiert komplex, so ist

$$\psi_A^\dagger = \psi_B^*, \quad \psi_B^\dagger = \psi_A^*$$

kein Dipolgeist.)

Was gilt, ist nur die *zeitliche Konstanz* der Normen aller Zustände (auch bei Wechselwirkung), auch der Skalarprodukte.

Man kann ja auch unabhängig vom Lee-Modell *zeitabhängige* Störungen von Dipolgeistern mit normalen Zuständen (wie $N + \theta + \theta'$) ansetzen. Im allgemeinen hat die Störung Matrixelemente auch zum Zustand $B$.

Die Mathematik ist in Ordnung, aber ein Beitrag zu den Zuständen $A$ und $B$ bleibt bestehen. Er kann positiv oder negativ sein.

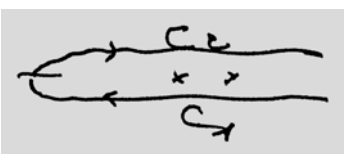
Zu Deinem *Brief vom 21. des Monats*[6] kann ich, soviel ich sehe, zugeben, daß die eine Deiner Ideen, der Zustand $B$ werde nicht angeregt und die andere, die Lösung enthalte keinen Doppelpol, *äquivalente Irrtümer* sind. Dein Gegenargument (S. 3 des Briefs), das

$$\int \phi(k'')\, f(\omega, \omega', \omega'')dk''$$

($\omega$: Energie von $\theta$, $\theta'$ am Anfang) würde im Fall des Doppelpoles unendlich, ist *Unsinn*. Denn man muß zur Definition des Integrals sowieso ins *Komplexe* gehen.

Setzt man

$$\phi = \frac{U}{\chi(\omega + \omega' - \omega'')}$$

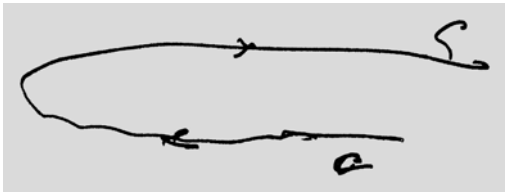


so soll die Integrationsvariable $\omega''$ immer einen kleinen Imaginärteil $\omega'' \to \omega'' \pm i\varepsilon$ haben (bei der einen Lösung einen positiven, bei der anderen einen negativen wie bei einem einfachen Pol auch). Solange $\varepsilon$ nicht durch Null geht,

kommt es auf seinen genauen Wert nicht an. Für den reellen *Doppelpol* passiert *gar nichts*.

Dagegen passiert etwas, wenn eine Wurzel $\omega_0$ von $\chi(\omega_0) = 0$ (bzw. der zugehörige Wert $\omega_0'' = \omega + \omega' - \omega_0$, $\omega$, $\omega'$ vorgegeben) *den Integrationsweg durchschreitet.* Dies ist der Fall beim Übergang von *komplexen* Wurzeln zur reellen Doppelwurzel! (Siehe oben.)

Die Vollständigkeitsrelation ist wie in der Arbeit von Källén und mir[7] durch ein Integral



$$\int_C \frac{\varphi(\omega'')}{\chi(\omega + \omega' - \omega'')} d\omega''$$

bestimmt. Hierin ist

$$\phi = \frac{U}{x}, \quad \varphi = U^*(\underbrace{k, k'}_{\downarrow}; k'')U(k, k'; k'').$$

Man *kann* aus $\varepsilon$-tischen Gründen hier $k_0, k_0'$ schreiben, ein wenig verschieden von den $k, k'$ des zweiten Arguments.

Hat $\frac{\varphi}{\chi}$ in der Nähe des Doppelpoles die Entwicklung

$$\frac{\varphi(\omega)}{\chi(\omega)} = \frac{C_{-2}}{(\omega - \omega_0)^2} + \frac{C_{-1}}{\omega - \omega_0},$$

so bestimmt $C_{-1}$, den Beitrag von $V_+$ und $V_-$ (auch im Limes von den reellen Wurzeln her) zur Bilanz der Matrix $S^* \eta S$. Man findet

$$C_{-1} = -\frac{2}{3} \frac{\chi'''(\omega_0)}{[\chi''(\omega_0)]^2} \varphi(\omega_0) + \frac{2}{\chi''(\omega_0)} \varphi'(\omega_0).$$

Die Bedingung dafür, daß die $S$-Matrix für die Streuzustände allein unitär sein soll, ist $C_{-1} = 0$

*Es gibt nicht den geringsten Grund dafür, zu glauben, daß diese Bedingung (für beliebige $\omega$, $\omega'$) erfüllt sei.* (Eine explizite Formel für die Lösung $\phi$ oder $U$ haben wir natürlich *nicht*.)

---

Mein Resultat ist also (zunächst) das entgegengesetzte von Deinem: ich halte die indefinite Metrik, in jeder Form, für *ungeeignet*, um das Problem der Elementarteilchen anzugreifen.

Es bleibt Dir natürlich unbenommen, ein anderes Modell als das Leesche zu suchen, das Deine Erwartungen erfüllen soll. Ich möchte aber betonen,

daß meines Erachtens Deine Behauptung der Unitarität der *S*-Matrix bei Dipolgeistern *allgemein auf einem mathematischen Fehlschluß beruht*. Ist sie bei irgendeinem Modell doch erfüllt, so muß sie einen von Dir nicht erkannten Grund haben.

Es tut mir leid; ich habe diesen Ausgang der Diskussion *nicht* antizipiert, als sie begann. Aber nun möchte ich mich gerne aus dieser Diskussion wieder (für eine *längere* Weile) zurückziehen. Für mich ist das Problem in negativem Sinne *erledigt*, was das Lee-Modell betrifft.

Viele Grüße Dein W. Pauli

[1] Vgl. den Brief [2466].
[2] Siehe hierzu den Brief [2452].
[3] Vgl. den Brief [2450].
[4] Zusatz von Pauli: „$B\rangle$ *kein Eigen*zustand der Energie. Diese Eigenzustände allein bilden *kein* vollständiges Orthogonalsystem."
[5] Zusatz von Pauli: „$\psi_B$ = *Lösung* der zeitabhängigen (mit $\partial/\partial t$ geschriebenen) Schrödingergleichung." {Siehe hierzu auch Paulis folgenden Brief [2480].}
[6] Vgl. den Brief [2462].
[7] Källén und Pauli (1955h).

## [2474] Fierz an Pauli

[Basel], 25. Januar 1957

Lieber Herr Pauli!

Schon gestern wollte ich Ihnen schreiben, unterließ es dann aber. Ihr Brief[1] bringt mich nun doch dazu, Ihnen nochmals etwas beschriebenes Papier zu schicken. Was ich zu sagen habe, bezieht sich auf das große Geheimnis, daß alle Gegenstände nur Spiegelbilder sind, und hat historischen Charakter.

Aus Panofskys Studie „Galilei as a Critic of Art"[2] lernt man einen typischen Unterschied zweier „platonischer" Weltansichten kennen. *Kepler* war der Meinung, die Welt spiegle die göttlichen Ideen wider. Weil aber die Welt materiell ist, so ist das Spiegelbild unvollkommen. Vollkommen ist z. B. der Kreis. Die Planetenbahnen sind nahezu kreisförmig, aber doch nicht ganz – eben weil die Planeten körperlich sind. Denn die ideale Figur kann in der (trägen) Materie nicht realisiert werden.

*Galilei* meinte dagegen, in der Materie sei die ideale Figur realisiert. Sie sei nicht bloß ein Spiegel der Idee, sondern sie verwirkliche diese. Eine materielle Kugel sei auch eine ideale Kugel oder habe auch die ideale Kugelgestalt. Ein Körper, der nicht genau kugelig ist, ist eben keine Kugel, sondern er hat eine andere, aber durchaus wohlbestimmte, ideal-geometrische Gestalt. Darum lehnte er die Keplerellipsen ab. Denn die Himmelskörper „müssen" auf Kreisen laufen.

Ähnlich gegensätzlich dachten Newton und Leibniz.[3] *Newton* glaubte nicht, daß der Energiesatz allgemein gültig sei. Er gilt nur für gewisse Kraftgesetze. Das Planetensystem, so meinte er weiter, ist zwar wohlgeordnet, aber doch gibt es die kleinen Störungen, welche dieser Ordnung entgegenwirken.

*Leibniz* machte aus dem Energiesatz ein allgemeines Prinzip. Auch wies er darauf hin, daß Gott nach Newtons Meinung ein schlechter Uhrmacher gewesen sei, wenn er dem Planetensystem keine ideale Drehung zu geben vermochte. Nach ihm, Leibniz, war die Welt die beste aller möglichen Welten – ja es scheint, die einzig mögliche. Ihre Möglichkeit folgt aus rein logischen, mathematischen Prinzipien a priori – d. i. ein Aspekt der prästabilierten Harmonie.

Bei Leibniz ist die Harmonie immanent, und insofern ist auch er ein Spinozist. Newton hielt die Naturgesetze zwar für einen Ausdruck der göttlichen Herrschaft, die aber viel umfassender ist, als es die Naturgesetze ausdrücken. Gott ist diesen Gesetzen übergeordnet, weshalb sie keine absolute Gültigkeit besitzen.

Meine *Frau* schließlich war der Meinung, daß Symmetrie, weil sie schön sei, auch notwendig da sein müsse. Die Naturgesetze müßten darum auch symmetrisch sein, wenigstens soweit, als dadurch Symmetrie zum Vorschein komme. Es beweise die *Großzügigkeit* des Alten, daß es dort, wo es für das Bestehen symmetrischer Gestalten unschädlich ist, auch das Geschraubte bestehen ließ. Denn das müsse doch wohl auch seinen Platz haben. – Damit wäre auch noch eine, wenn auch bekannte, Dame zu Wort gekommen.

Es ist das große Geheimnis des Alten, daß die Gegenstände die Ideen des Symmetrischen und des Geschraubten, des Großen und des Kleinen spiegeln sollen, ohne doch wirklich all dies zu sein. So glaube ich, hätte Kepler gesagt.

Das Große und Kleine offenbart sich hier *nicht* als räumlich, noch als groß und klein im Impulsraum – wie man bisher immer vermutete: in kleinsten Dimensionen, bei größten Energien gelten neuartige Gesetze. Vielmehr müssen die Kopplungen groß oder klein sein. Bei den größten gibt es neue Integrale: der isotope Spin, bei den kleinsten geht die Parität verloren. Das Neue tritt also gerade dort auf – bei den Kopplungskonstanten – wo man noch gar nichts versteht. Ich hoffe, daß damit auch ein Anfang zum Verständnis gemacht sei. Werden wir's noch erleben?

Mit herzlichem Gruß Ihr M. Fierz

[1] Vgl. den Brief [2471].
[2] Panofsky (1956).
[3] Mit den diesbezüglichen Auffassungen von Leibniz und von Newton hatte sich Fierz in zwei längeren Studien (1947 und 1954) auseinandergesetzt.

## [2475] Villars an Pauli

Genf, 25. Januar 1957
[Maschinenschrift]

Lieber Herr Pauli!

Nun ist es an Ihnen, besser informiert zu sein als wir.[1] Noch keines der Papers, die sie in Ihrem letzten Brief erwähnen,[2] ist in Genf angelangt. Ist irgend etwas Neues darin, außer Details über Experimente und deren Interpretation?

Unsere Theoretiker hier sind sehr aufgeregt, da sie einen „progress Report" schreiben müssen, mit einem Termin auf Ende Februar! Die Tendenz hier

ist natürlich, in diesem Debakel die PC-Invarianz zu retten, und in diesem Zusammenhang scheint nun ein (leider noch unvollständiges – aber vielleicht wissen Sie mehr darüber) Experiment von Lederman[3] ganz besonders wichtig: Der Zerfall[4] des langlebigen neutralen K-mesons ($\theta_2^0$). Beim neutralen K gibt es ja jetzt die 2 Zustände

$$\theta_1^0(PC = +1)\theta_1^0 \to 2\pi \qquad \text{(kurzlebig)}$$

und

$$\theta_2^0(PC = -1)$$

und

$$\theta_2^0(PC = -1) \quad \text{und} \quad \theta_2^0 \begin{matrix} \to \pi^{\pm} + \mu^{\mp} + \nu \\ \to \pi^{\pm} + e^{\mp} + \nu\,. \end{matrix}$$

Lederman's Resultate scheinen nun daraufhin zu deuten (nach mündlichem Bericht von Lévy), daß das Verhältnis der Zerfälle

$$\frac{\pi^- + e^+ + \nu}{\pi^+ + e^- + \nu}$$

nicht *eins* ist. Wir haben hier gefunden, daß mit der Hermitizität der Wechselwirkung und ihrer Invarianz unter PC dieses Verhältnis 1 sein müßte, falls es nur *eine* Art K-meson gibt. Sollte dieses Verhältnis wirklich nicht 1 sein, so ist
a) entweder auch keine PC Invarianz
b) oder es gibt 2 Arten K-Mesonen.

Im Falle b) hat man dann wieder Schwierigkeiten mit einer einzigen Zufallskonstanten für die $K^{\pm}$. Dies sind unsere größten Sorgen.

Amaldi war hier und äußerte sich dahin, daß man schon in ein paar Monaten auch die Polarisation der $\mu$-Mesonen beim $K \to \mu + \nu$ Zerfall gemessen haben werde. Vielleicht sind die ja unpolarisiert! Das wäre allerdings der Gipfel!

Wir sind alle (Ferretti, D'Espagnat, Prentki und ich) sehr „mixed up" und produzieren allerhand wilde Ideen, von denen keine noch bis zur Zeit mitteilungswürdig ist. Später vielleicht.

Mit besten Grüßen

Ihr ergebener F. Villars

## Anlage zum Brief [2475]

### Enz an Villars

Zürich, Anfang Februar 1957

Sehr geehrter Herr Professor!

Professor Pauli läßt für Ihren Brief bestens danken und hat mich gebeten, Ihnen zu antworten.

Ich habe mich bemüht, Ihre Aussagen über den Zerfall der langlebigen $K_2^0 - (\theta_2^0)$ zu vergleichen mit denjenigen in einer der neuen Arbeiten von Lee

und Yang,[5] die Sie vermutlich nun auch haben („Remarks on Noninvariance under Time Reversal and Charge Conjugation"; §4. „The $K^0$, $\bar{K}^0$ decay modes" und Appendix). Es ist mir aber nicht gelungen zu zeigen, daß der dortige Ausdruck (A 7) für die branching ratio

$$b = \frac{K_+ \to e^- + \pi^+ + \nu}{K_+ \to e^+ + \pi^- + \bar{\nu}}$$

allgemein = 1 ist, falls die Wechselwirkung invariant gegen PC ist, wie Sie unter a) angeben. {N. B: Lee und Yang nehmen an (Fußnote 7), daß $K^0$ (strangeness + 1) *ein einziges* Teilchen ist, so daß Ihre Alternative b) nicht zur Diskussion steht.} Dies liegt wohl daran, daß Ihre $\theta_1^0$, $\theta_2^0$ nicht mit $K_-$, $K_+$ sondern mit $K_2$, $K_1$ von Lee und Yang identisch sind, solange die Massendifferenz nicht vernachlässigbar ist. Ist diese aber vernachlässigbar, so folgt $b = 1$, ganz unabhängig davon, ob P und/oder C Invarianz gilt.

Ich lege Ihnen eine Einladung für unser nächstes Kolloquium bei, das Sie und Ihre Mitarbeiter sicher interessiert.

Mit besten Grüßen von Prof. Pauli und Jost und mir selber Ihr Charles Enz

[1] Felix Villars arbeitete damals am CERN in Genf und war einer der ersten, die Pauli von den amerikanischen Experimenten über die Paritätsverletzung unterrichtet hatten (vgl. die Briefe [2464 und 2465]).

[2] Dieses Schreiben von Pauli an Villars liegt nicht vor. Offenbar hatte ihn Pauli – ähnlich wie in dem Brief [2472] an Salam, über die neuesten Veröffentlichungen zur Paritätsverletzung unterrichtet.

[3] Vgl. Lande, Lederman und Chinowsky (1957). Vgl. hierzu auch Cronins Bericht (1997) über die Entdeckung der CP-Verletzung.

[4] Im Manuskript steht hier *Zufall*, was wohl auf ein Versehen der Sekretärin zurückzuführen ist, die diesen Brief abgetippt hat.

[5] Vgl. die Anfang Januar 1957 von Lee, Oehme und Yang (1957) beim *Physical Review* zur Veröffentlichung eingereichte Abhandlung, die allerdings erst am 15. April ausgegeben wurde.

## [2476] Pauli an Weisskopf

[Zürich], 27/28. Januar 1957

Lieber Herr Weisskopf!

Nun ist der erste Schock vorüber und ich beginne, mich wieder „zusammenzuklauben" = „zsamklaum" (wie die Leute in München sagten).

Ja, es war sehr dramatisch: Montag, den 21. um 20 Uhr 15 hatte ich einen Vortrag über „ältere und neuere Geschichte des Neutrinos" zu halten.[1] Um 17 Uhr kamen mit der Post 3 experimentelle Arbeiten: C. S. Wu, Lederman und Telegdi, von letzterem freundlicherweise mir geschickt. Am gleichen Morgen kamen 2 theoretische Arbeiten, eine von Yang, Lee und Oehme, die zweite von Yang-Lee über die zwei-komponentige Spinortheorie.* Letztere war im wesentlichen identisch mit einer Arbeit von *Salam*, die ich schon vor 6 bis 8 Wochen als preprint bekam und auf die ich mich in meinem letzten kurzen

Brief an Sie[2] bezogen habe. (War diese in U. S. A. bekannt?) (Zugleich kam ein Eilbrief aus Genf von Villars mit der New-York-Times.)[3]

Nun, *wo* soll ich anfangen? Gut, daß ich keine Wetten gemacht habe,[4] das hätte schwer ins Geld gehen können (was ich mir nicht leisten kann), so habe ich mich nur blamiert (was ich mir, glaube ich, leisten kann) – übrigens nur in Briefen und mündlich, nicht in etwas Gedrucktem. Aber die Lacher sind mit Recht auf seiten der anderen.

Was mich schockiert, ist *nicht* der Umstand, daß „der Herrgott schlechthin ein Linkshänder" ist, sondern der Umstand, daß er *dennoch* sich links-rechts symmetrisch zeigt, wenn er sich *stark* äußert. Kurz: das eigentliche Problem ist mir jetzt, warum die *starken* Wechselwirkungen links-rechts *symmetrisch* sind. Wie kann die *Stärke* einer Wechselwirkung Symmetriegruppen, Invarianzen, Erhaltungssätze *produzieren, hervorbringen?* – Diese Frage veranlaßte mich zu meiner voreiligen falschen Prognose. Ich weiß keine gute Antwort auf diese Frage, aber es ist zu beachten, daß hier bereits ein Präzedenzfall vorliegt: die Drehgruppe im Isotopenspinraum, die nicht mehr gilt im elektromagnetischen Feld. *Warum* sie dann überhaupt gilt, versteht man ja *auch* nicht. Es scheint da eine gewisse *Analogie* zu sein![5]

In meinem Vortrag[6] schilderte ich, wie Bohr (Faraday-lecture 1932, Solvay-Kongreß 1933),[7] als mein Hauptopponent beim Neutrino, die Durchbrechung des Energiesatzes beim $\beta$-Zerfall (was man heute „schwache Wechselwirkung" nennt) für plausibel hielt, wie seine Opposition dann schwächer wurde und er nur allgemeiner sagte (1933), man müßte „*auf Überraschungen vorbereitet*" sein – nicht irgendwo, sondern *speziell* beim $\beta$-Zerfall.[8] Dann sagte ich spontan (völlig improvisiert) „ich werde zum Schluß des Vortrages auf die Überraschungen zurückkommen, die Prof. Bohr hier in Aussicht gestellt hat."

Er hatte ja nicht recht beim Energiesatz,** aber wer weiß, gibt es nach dem neuen Prinzip noch ein Halten? Vielleicht sind, diesem gemäß, die Betawechselwirkungen noch „zu stark", um auch den Energiesatz zu durchbrechen: aber wenn es *noch schwächere* Wechselwirkungen gäbe, bei denen auch der Energiesatz nicht mehr gilt (wie Bohr es ursprünglich wollte)?

Man könnte ja auch *so etwas* mit dem allgemeinen Formalismus der Wellenmechanik (und Feldquantisierung) erfassen: Denken Sie sich im Hamiltonoperator einen mit einer sehr, sehr kleinen Konstante versehenen Wechselwirkungsterm, der explizite von der Zeit abhängt (z. B. oszillatorisch). Dann bekäme man ja so etwas.

Natürlich würde man sagen: die Zeitabhängigkeit ist ein *äußeres Feld*, das eben Energie liefert und entzieht. Damit dreht man allerdings den Spieß um. Aber das könnte man bei der Links-Rechts-Asymmetrie ja *auch* versuchen. Nehmen wir die Gleichung (23), p. 42 meiner Arbeit in der Bohr-Festschrift[9] her (sie scheint jetzt modern zu werden, siehe unten). Denken wir uns z. B. die Terme mit $C_1 \ldots C_5$ mit einem Skalarfeld $\phi(x)$, die Terme mit $C_6 \ldots C_{10}$ mit einem Pseudo-Skalarfeld $\hat{\phi}(x)$ multipliziert. Für den Herrgott, der das Vorzeichen von $\hat{\phi}(x)$ umdrehen kann, wäre eine solche Theorie natürlich rechts-links-invariant – nicht aber für uns sterbliche Menschen, die wir gar nichts wissen über jenes hypothetische neue Feld, außer daß es praktisch auf der Erde raum-zeitlich

konstant (statisch-homogen) ist, und die wir noch kein Mittel haben, es zu ändern.

Nun, das ist ein sehr theoretisches Beispiel. Warum gerade ein Skalarfeld? Ich weiß aber nicht, ob man die Lorentz-Invarianz der *Wechselwirkung* (die der *freien* Teilchen natürlich *wohl*) *wirklich nachgeprüft hat*.[10] Warum nicht ein Vektorfeld $\phi_\nu$ und ein (oder sein) Pseudo-Vektorfeld $\phi_{[k\lambda\mu]}$, dessen 4- bzw. [123]-Komponente viel größer ist als die übrigen?

Ich habe übrigens 1936 (an einer etwas versteckten Stelle) die Bemerkung publiziert,[11] es könnte vielleicht die Konstante der Fermi-Wechselwirkungen proportional zur *Wurzel aus der Gravitationskonstante sein*. Es gibt bisher keine Methode, eine solche Vermutung zu bestätigen oder zu widerlegen. Ich glaube aber, man sollte *auch die* Möglichkeit im Auge behalten, daß *ein noch unbekanntes Feld* hier mitspielt. Daß dieses gerade bei schwachen Wechselwirkungen der Fall ist, könnte ja seine besonderen Gründe haben, die mit der unbekannten physikalischen Natur der Felder zu tun haben müßte.

Viele Fragen, keine Antworten!

---

Eine näherliegende Aufgabe ist es herauszufinden, welche Invarianzen und Erhaltungssätze die Fermi-Wechselwirkung tatsächlich noch hat, was die *10* Konstanten $C_1 \dots C_{10}$ sind. (Vgl. hierzu den Appendix der im November erschienenen Arbeit von Yang und Lee.)[12]

Hier wird übrigens die Erhaltung der „Lepton-Ladung“ angenommen. Sonst gibt es noch mehr Möglichkeiten.

Sei (Terminologie Oehme-Yang-Lee)[13] P (parity) die räumliche Spiegelung, T die zeitliche, C die Ladungskonjugation, dann gilt als Folge der Invarianz für die eigentliche Lorentzgruppe (und wegen des Ausschließungsprinzips) allein Invarianz für („starke Reflexion“ = „S R“)

$$\text{CPT} \qquad \text{(I)}$$

{ich komme auf die Benennung dieses Theorems der S R unten noch zurück}. In der Bezeichnung der Gleichung (23), p. 42 meiner Bohr-Arbeit habe ich dort gezeigt, daß für die Invarianz C und P T die Realitätsbedingung $C_1 \dots C_{10}$ reell gilt. Das ist jetzt nicht interessant. Schnell überlegte ich mir noch vor der Vorlesung am Montag abend, daß für *P C und T*, die Realitätsbedingung

$$C_1 \dots C_5 \text{ reell}, \quad i(C_6 \dots C_{10}) \text{ reell} \qquad \text{(II)}$$

die richtige ist. (Natürlich steht das auch irgendwo bei Yang-Lee und anderen.) Es ist eine ganz vernünftige Bedingung.

Dies ist die nächste Frage, ob *diese* Invarianz[14] noch gilt. Das ist ja die Frage am Ende Ihres Briefes. Hoffentlich weiß man bald die Antwort. Es wäre ja ganz schön, wenn *diese* Invarianz noch stimmen würde. Nun würde es mich aber nicht mehr so stark schockieren, wenn diese auch nicht gelten würde.

Der zweikomponentige Spinor (Salam, nun auch Yang-Lee) ist ein Spezialfall, der solche Fälle umfaßt, wo (II) gilt, und solche wo nicht. Andrerseits

ist (II) umfassender als die 2-Komponententheorie. Beide haben also einen gemeinsamen „Durchschnitt“ (wie die Mengentheoretiker sagen).

Es liegt mir auch nicht so schrecklich viel an diesem Sonderfall der 2-Komponententheorie. Gerne würde ich aber wissen, *was* tatsächlich herauskommt. Schreiben Sie mir, bitte, falls Sie zuverlässige Neuigkeiten hören.

Oehme-Yang-Lee nennen das Theorem (I) der S R das „Lüders-Pauli-Theorem“. Das ist ja sehr nett für mich, ist aber gar nicht zu rechtfertigen gegenüber Schwinger. (N. B. *Existiert* sein Handbuchartikel?)[15] Ich schrieb einen Brief an Telegdi[16] mit Bitte um Weiterleitung an die 3 Autoren. Darin nannte ich u. a. auch die Literaturstellen von Schwinger, die Sie mir März 1955 geschrieben haben. Ich empfehle sie nicht zur Lektüre, anerkenne aber – so steht in meinem Brief – nunmehr unbedingt seine Autorschaft. Da die Amerikaner Abkürzungen so gerne haben, schlug ich „SLP-Theorem“ vor,[17] „where P does *not* mean parity“. Man könnte ja aber auch sachlich „strong reflexion theorem“ sagen.*** Vielleicht sehen Sie da nach dem Rechten. Sagen Sie, bitte, allen, ich sei ausdrücklich *nicht* einverstanden mit dem Weglassen von Schwinger.

---

Der H-P-K Konflikt[18] hat sich weiter entwickelt. Källén und ich wissen nun, glaube ich, wie es tatsächlich ist, warum das Modell† auch für Dipolgeister unbrauchbar ist und wo Heisenberg dem Teufel der indefiniten Metrik ins Garn gegangen ist (Fehlschlüsse gemacht hat). Aber wir wissen noch nicht, ob Heisenberg nachgeben wird. Grüße an Thirring sowie auch an Sie selbst und Familie

Stets Ihr W. Pauli

28. Januar 1957

† Lee hat *doch* ganz recht, sich *nicht mehr* mit diesem Modell zu beschäftigen.[19] Ich will auch mit indefiniter Metrik nichts mehr zu tun haben!

Die Arbeiten von Yang und Lee sind ausgezeichnet. Habe nun auch die 2-Komponentenarbeit gelesen. Der Schluß ist gut.

Heute gefällt mir aber die *X-Feldtheorie* besser als die 2-Komponententheorie.[20] Wenn Sie herausfinden werden, daß die Wechselwirkung gar nicht lorentzinvariant ist, werde ich also *keinen* Schock bekommen!

Die X-Feld-Idee ist aber noch zu unbestimmt, zu ad-hoc, werde die Sache weiter bebrüten!

## Anlage zum Brief [2476]

### Übersetzung[21]

Zürich, 27/28. Januar 1957
[Auszug]

Dear Weisskopf!

Now the first shock is over and I begin to collect myself again (as one says in Munich).

Yes, it was very dramatic. On Monday 21st at 8: 15 p. m. I was supposed to give a talk about „past and recent history of the neutrino“. At 5 p. m. the mail brought me three experimental papers: C. S. Wu, Lederman and Telegdi; the latter was so kind to send them to me. The same morning I received two theoretical papers, one by Yang, Lee and Oehme, the second by Yang and Lee about the two-component spinor theory. The latter was essentially identical with the paper by Salam, which I received as a preprint already six to eight weeks ago and to which I referred in my last short letter to you. (Was this paper known in the U. S. A.?) (At the same time came a letter from Geneva by Villars with the New York Times article.)

Now, where shall I start? It is good that I did not make a bet. It would have resulted in a heavy loss of money (which I cannot afford); I did make a fool of myself, however (which I think I can afford to do) – incidentally, only in letters or orally and not in anything that was printed. But the others now have the right to laugh at me.

What shocks me is not the fact that „God is just left-handed“ but the fact that in spite of this He exhibits Himself as left/right symmetric when He expresses Himself strongly. In short, the real problem now is why the strong interactions are left/right symmetric. How can the strength of an interaction produce or create symmetry groups, invariances or conservation laws? This question prompted me to my premature and wrong prognosis. I don’t know any good answer to that question but one should consider that already there exists a precedent: the rotational group in isotopic spin-space, which is not valid for the electromagnetic field. One does not understand either why it is valid at all. It seems that there is a certain analogy here!

In my lecture I described how Bohr (Faraday lecture, 1932, Solvay Conference, 1933), as my main opponent in regard to the neutrino, considered plausible the violation of the energy law in the $\beta$-decay (what one calls today „weak interaction“), how his opposition then became weaker and how he said in a more general way (1933) that one must be „prepared for surprises“ not anywhere but specifically with the beta-decay. Then I said spontaneously (on the spur of the moment) that at the end of my talk I would come back to the surprises which Professor Bohr had foreseen here.

He was not right with the energy law[†] but, who knows, will there be any stop after this new principle? According to it, perhaps the beta interactions are still „too strong“ to violate also the energy law; but what if there are still weaker interactions for which also the energy law does no longer hold (as Bohr wanted it originally?)

One could perhaps also describe such a thing with the general formalism of wave mechanics (and field quantization): Imagine in the Hamiltonian operator an interaction term multiplied with a very small constant that depends explicitly on time (e. g. oscillatory); Then you would get a thing like that.

Obviously one would say: The time dependence is an external field that supplies and withdraws energy. This way one turns things around. But one could try the same trick also with the left/right asymmetry. Take equation (23) on page 42 of my paper in the Bohr memorial volume (this paper now seems to become quite fashionable), let us imagine, for example, the terms with $C_1 \ldots C_5$

multiplied with the scalar field $\phi(x)$, the terms with $C_6 \ldots C_{10}$ multiplied with a pseudoscalar field $\hat{\phi}(x)$. For God Himself, Who can change the sign of $\hat{\phi}(x)$, such a theory would of course be right/left invariant – not for us mortal men, however, since we know nothing about that hypothetical new field except that here on earth it is practically constant in respect to time and space (static-homogeneous) and that we have no means of changing it.

Well, this is a very theoretical example. Why just a scalar field? I do not know whether on has really examined the Lorentz invariance of the interaction (one knows, of course, it is so for free particles), why not just a vector field and a pseudo-vector field $\phi_{[k\lambda\mu]}$ whose 4- or [123]-component, respectively, are much larger than the others? Incidentally, I have published a remark in 1936 (in a somewhat hidden passage) that the constant of the Fermi interactions could perhaps be proportional to the square root of the gravitational constant. No method exists to confirm such a hypothesis or to disprove it. I think, however, one should keep the possibility in mind that there is some unknown field involved there. That this is the case just for the weak interactions may have some special reasons which ought to be connected with the unknown physical nature of the fields. Many questions, no answers!

[1] Siehe den Kommentar zum Brief [2461] und die dort gegebenen Literaturhinweise.

* Sie stammt von *Weyl* 1929 (von ihm ursprünglich unrichtig gedeutet). Der Handbuchartikel gibt meine Diskussionen mit ihm wieder.

[2] Vgl. den Brief [2459].

[3] Vgl. den Brief [2461].

[4] Von einem Vorschlag zu einer solchen Wette über den Ausgang dieser Experimente zur Prüfung der Reflexionsinvarianz der Fermi-Wechselwirkung ist in dem Briefwechsel mit Källén (vgl. die Briefe [2413 und 2432]) die Rede.

[5] Zusatz von Pauli: „Siehe Yang-Lee II, Schluß!“ {Vgl. Lee und Yang (1957a, S. 1674f.)}

[6] Vgl. Pauli (1957a).

[7] Pauli hatte diesen Kongreß versehentlich in das Jahr 1932 verlegt. Siehe hierzu die chronologische Übersicht zur frühen Geschichte des Neutrinos im Band **IV**/3, S. LIXf.

[8] Siehe hierzu Band **IV**/3, S. XXVIIIf.

** Erst Nature *1936* gab er nach!

[9] Pauli (1955d).

[10] Zusatz von Pauli: „Bitte um Rückäußerung – *sehr wichtig!*“ – Zu dieser Frage nahmen Lee und Yang in ihrem Schreiben [2513] vom 11. Februar Stellung.

[11] Pauli meinte seinen im November 1934 in der *Philosophischen Gesellschaft* in Zürich gehaltenen Vortrag „Raum, Zeit und Kausalität in der modernen Physik“, der auch in seinen *Aufsätzen und Vorträgen zur Physik und Erkenntnistheorie* [1961/84, S. 64–75] abgedruckt wurde. Dort auf S. 74f. heißt es: „Manches deutet darauf hin, daß das Phänomen der sogenannten $\beta$-Radioaktivität, d. h. das spontane Aussenden von Elektronen durch Atomkerne – sowie das mit ihm verwandte, erst jüngst entdeckte Phänomen der künstlich induzierten Positronen-Radioaktivität – sozusagen von einer tieferen Schicht der physikalischen Wirklichkeit Zeugnis ablegt, als die anderen empirisch bekannten Phänomene der Kernphysik. Es scheint nämlich nach neueren Theorien durch eine weitere Naturkonstante beherrscht zu werden, die sich nicht unmittelbar auf die in der Atomphysik sonst üblichen Konstanten zurückführen läßt. … Während es bisher als fast sicher galt, daß die Gravitationserscheinungen in der Kernphysik praktisch keine Rolle spielen, scheint nunmehr die Möglichkeit nicht unbedingt abweisbar, daß die Erscheinungen der $\beta$-Radioaktivität mit der Quadratwurzel aus [der Gravitationskonstanten] $\kappa$ zusammenhängen könnten. Zu entscheiden, ob diese Hypothese zutreffend ist oder nicht, muß aber der Zukunft überlassen bleiben.“ – Vgl. auch Band **IV**/3, S. LI.

[12] Lee und Yang (1956c).

[13] Lee, Oehme und Yang (1957).
[14] Weisskopf vermutet, daß hiermit die Zeitumkehr gemeint ist.
[15] Siehe hierzu auch die Bemerkungen zum Brief [2455].
[16] Vgl. den Brief [2465].
[17] Diesen Vorschlag hatte Pauli auch schon in seinem Schreiben [2472] an Salam gemacht.
*** Man soll irgendeine gute, praktische Lösung finden. Eine *sachliche* Bezeichnung *ohne* Personennamen dürfte am besten sein.
[18] D. h., der *Heisenberg-Pauli-Källén Konflikt*. Siehe hierzu auch die Bemerkung im Brief [2455].
[19] In seinem Zusatz zu dem vorhergehenden Brief [2455] hatte Pauli Lees Desinteresse an seinem Modell kritisiert.
[20] Vgl. hierzu auch die Ausführungen über diese X-Feld Idee im Brief [2484] an Källén.
[21] Abgedruckt in W. Paulis *Collected Scientific Papers*, Vol. **I**, S. XVII–XVIII. – Teile dieses übersetzten Briefes sind auch in Yangs *Selected Papers* [1983, S. 36f.] wiedergegeben.
† Only in Nature, 1936, did he give in!

## [2477] Heisenberg an Pauli

Göttingen, 28. Januar 1957

Lieber Pauli!

Es tut mir leid, daß ich Dich trotz Deines so „definitiven" Briefs[1] nochmal mit dem Dipolgeist beschäftigen muß. Aber Dein Brief enthält, soviel ich sehe, grobe mathematische Fehler, und es muß doch schließlich möglich sein, daß wir uns über mathematische Tatbestände einigen.

Du behauptest, daß die Funktion $\phi(k)$, definiert als Fouriertransformierte von $\phi(\boldsymbol{r})$, einen Doppelpol an der kritischen Stelle (sagen wir: $k = k_0$) besitzt. Das Integral soll dann durch „Umgehung" des Pols im Komplexen definiert werden. Es soll sich also, wenn ich Dich recht verstehe, $\phi(k)$ etwa wie

$$\phi(k) \approx \lim_{\delta \to 0} \frac{\text{const.}}{(k - k_0 - i\delta)^2}$$

verhalten. Das bedeutet für $\phi(r)$)

$$\phi(\boldsymbol{r}) = \text{const.} \int dk \frac{e^{ikr}}{(k - k_0 - i\delta)^2} = \text{const.} \frac{d}{dk_0} \int dk \frac{e^{ikr}}{k - k_0 - i\delta}$$

$$= \frac{2\pi d}{ir dk_0} \int \frac{k dk (e^{ikr} - e^{-ikr})}{k - k_0 - i\delta} = \frac{4\pi^2}{r} \frac{d}{dk_0} (k_0 e^{ik_0 r})$$

$$= \frac{4\pi^2}{r} (1 + ik_0 r) e^{ik_0 r}.$$

Du hast dann also an dieser Stelle *nicht* etwa eine auslaufende Kugelwelle, sondern ein anderes Gebilde (wegen des Faktors $1 + ik_0 r$), um dessen physikalische Interpretation ich Dich nicht beneide.

In Wirklichkeit wird die Lösung der Hamiltongleichung $H\psi = E\psi$ aber kaum für große $r$ so aussehen können, da für große r die Wechselwirkung verschwindet, also eine Lösung von $\Delta\psi = \text{const.}\psi$ übrigbleiben muß. In

anderen Worten: Deine Behauptung, daß es eine Lösung der Gleichung $H\psi = E\psi$ mit Doppelpol gebe, halte ich für völlig falsch.

Man kann das auch noch in folgender Weise einsehen: Die Funktion $\phi(k)$ ist zunächst nur für reelle $k$ definiert, und es wird von $\phi(\boldsymbol{r})$ *vorausgesetzt*, daß es eine Fourierentwicklung gebe. Für den einfachen Pol geht das sozusagen *eben* noch; denn der Hauptwert des Integrals existiert, und dazu kann eine $\delta$-Funktion gefügt, beides zusammen in ein komplexes Integral zusammengefaßt, werden. Beim Doppelpol aber existiert schon der Hauptwert *nicht* mehr, woraus man sofort erkennt, daß man im räumlich Unendlichen etwas verdorben hat. Jedenfalls: wenn Du behauptest, dem absurden Doppelpol einen Sinn geben zu können, so liegt die ganze Beweislast bei Dir, und einfach zu schreiben man müsse „im Komplexen integrieren", ist etwas unter Deinem Niveau.

Inzwischen haben wir aber hier auch den vollständigen Beweis dafür führen können, daß die S-Matrix in *sämtlichen* Sektoren unitär (aber nicht kausal) ist und die diskreten stationären Zustände stets positive (oder veschwindende) Norm haben. Ich will Dir den Beweis hier vorführen:

Es soll sich also um die Lösungen von $H\psi = E\psi$ handeln, wobei die $\psi$ stets im *Ortsraum* dargestellt werden. Zur Gleichung $H\psi = E\psi$ muß man bekanntlich noch Randbedingungen hinzufügen, um die stationären Zustände zu definieren. Es sollen im folgenden nur Lösungen betrachtet werden, die im Unendlichen sich „quantenmechanisch normal" verhalten. Damit ist folgendes gemeint: in einem Raumgebiet, in dem etwa die $\boldsymbol{r}_1, \boldsymbol{r}_2, \ldots, \boldsymbol{r}_n$ räumlich benachbart sind, aber die $\boldsymbol{r}_{n+1}, \ldots, \boldsymbol{r}_z$ untereinander benachbart, aber weit von $\boldsymbol{r}_1, \ldots, \boldsymbol{r}_n$ entfernt, soll die Lösung sich als Summe von Produkten von Funktionen darstellen lassen, die einzeln die Gleichung $H\psi = E\psi$ in jedem der beiden Gebiete befriedigen. D. h.

$$\psi(\boldsymbol{r}_1 \ldots \boldsymbol{r}_z) \quad \text{für} \quad (\boldsymbol{r}_1 \ldots \boldsymbol{r}_n)$$

weit von

$$(\boldsymbol{r}_{n+1} \ldots \boldsymbol{r}_z) \to \sum_1 \chi_1(\boldsymbol{r}_1 \ldots \boldsymbol{r}_n)\phi_1(\boldsymbol{r}_{n+1} \ldots \boldsymbol{r}_z)$$

wobei $H\chi_1 = \text{const.}\,\chi_1$; $H\phi_1 = \text{const.}\,\phi_1$.

Ob es noch andere Lösungen gibt, will ich dahingestellt sein lassen, jedenfalls sollen sie nicht diskutiert werden. Ferner sollen die Lösungen von den Schwerpunkten der Häufchen $\boldsymbol{r}_1, \boldsymbol{r}_2, \ldots, \boldsymbol{r}_n$ bzw. $\boldsymbol{r}_{n+1}, \ldots, \boldsymbol{r}_z$ entweder wie Wellen

z. B. $$e^{ikr} \quad \text{bzw.} \quad \frac{1}{r}e^{ikr}$$

oder wie exponentiell *abnehmende* Funktionen

z. B. $$\frac{1}{r}e^{-kr}$$

abhängen, aber nicht wie exponentiell zunehmende Funktionen; das letztere soll wie in der Quantenmechanik ausgeschlossen werden. *Es gibt auch Streuzustände*

*dieses normalen Typs, nämlich die mit dem einfachen Pol*; die andern mit dem Doppelpol – falls man ihnen irgendeinen Sinn als Lösung geben könnte, wofür die Beweislast bei Dir läge – fallen jedenfalls *nicht* unter die betrachteten Funktionen.

Ich will nun zunächst zeigen, daß diskrete stationäre Zustände, wenn sie zu dieser normalen Gruppe gehören, niemals eine negative Norm haben können. Wir denken etwa speziell an den Fall $N + 2\theta$, aber der Beweis läßt sich leicht verallgemeinern. Wir nehmen jetzt an, daß die Hamiltonfunktion dadurch leicht abgeändert werde, daß wir ein sehr schwaches „elektrisches Feld“ zufügen, das etwa nur auf das $\theta$-Teilchen der Koordinate $\boldsymbol{r}_1$ wirkt (daß man hier die Symmetrie zwischen $\boldsymbol{r}_1$ und $\boldsymbol{r}_2$ zerstört, schadet nichts und vereinfacht die Überlegung). Da das Feld sehr klein ist, stört es die Eigenfunktion des stationären Zustandes praktisch nicht. Wohl aber hat es durch Tunneleffekt in der üblichen Weise zur Folge, daß nach sehr langer Zeit das $\theta_1$-Teilchen „ausgelaufen“ ist und ein stationärer Zustand des $N + \theta$-Systems einerseits, das $\theta_1$-Teilchen andererseits übrigbleibt. Im letzteren Fall ist die Norm der Einzelzustände, in die der Gesamtzustand zerfällt, entweder Null (wenn immer das $V_0$-System übrigbleibt; $-V_{\mathrm{Dip}}$ kann nicht vorkommen) oder positiv, wenn immer ein Kontinuumszustand bleibt; also die Gesamtnorm (Summe der Normen der Teilzustände) *sicher nicht negativ*. Da die Gesamtnorm aber zeitlich konstant bleibt, wie Du in Deinem letzten Brief mit Recht hervorhebst, war die Norm auch vorher schon positiv, d. h., der stationäre Zustand hatte eine positive Norm, *obwohl* er zu seiner Darstellung auch den Vektor im Hilbertraum $V_{Dip}$ benötigt (im letzteren Punkt bin ich also mit Källén völlig einig). Das, was ich eben schrieb, ist übrigens nur eine physikalische Umformung des funktionentheoretischen Arguments in meinem letzten Brief.

Der Schluß von einem Sektor zum nächsthöheren ist trivial, ich brauche ihn wohl nicht im einzelnen vorzuführen.

Nun genügt ein einziger kleiner Schritt zum vollständigen Beweis: Wir *postulieren*: alle physikalisch vorkommenden Zustände werden durch (im Sinne der obigen Definition) *normale* Wellenfunktionen repräsentiert. Da es unter den normalen Funktionen ja auch Streuzustände gibt (nämlich die mit einfachem Pol), kann man auch einlaufende Wellenpakete beliebiger Art (oder jedenfalls: innerhalb gewisser Grenzen beliebiger Art) darstellen. Das durch die Randbedingungen charakterisierte „normale“ Funktionensystem ist also jedenfalls für die physikalischen Bedürfnisse vollständig. Die Unitarität der $S$-Matrix ist jetzt trivial. Aber es gibt natürlich die Abweichung von der Kausalität, die sich in der einlaufenden virtuellen Nullwelle (ohne physikalische Deutung) manifestiert.

Bevor wir über die Abweichungen von der Kausalität debattieren, muß ich aber jetzt zuerst die präzise Frage stellen: Sind wir darüber einig, daß *innerhalb des „normalen“ Funktionssystems* die $S$-Matrix bei Streuung stets unitär ist und nur Zustände positiver (oder verschwindender) Norm vorkommen? Solltest Du hier nicht einfach mit „Ja“ antworten können, so bitte ich um wirklich präzise mathematische Argumente.

Erst nach der Einigung hierüber käme die Frage, ob sich die Physik so darstellen läßt; aber das ist dann eine Frage nach dem Grad der Abweichung von der Kausalität, und hier hab' ich nicht allzuviel Sorge.

Ich wäre Dir wirklich dankbar, wenn wir hier die Mathematik *bis zum letzten Rest* aufklären könnten.

Mit vielen Grüßen Dein W. Heisenberg

[1] Vgl. den Brief [2473].

## [2478] Källén an Pauli

Kopenhagen, 28. Januar 1957
[Maschinenschrift]

Lieber Professor Pauli!

Die zweite Frage in Ihrem Brief vom 23. Januar,[1] die um die „Gleichgewichtslagen" im „Weinbergpotential" handelt,[2] ist einfach und mit „nein" zu beantworten. Aus der Gleichung

$$\chi(z) = \pm G(z, r) \tag{1}$$

folgt, wenn man nach $r$ ableitet,

$$\left\{\chi'(z) \mp \frac{\partial G}{\partial z}\right\} \frac{dz}{dr} = \pm \frac{\partial G}{\partial r}\,. \tag{2}$$

Damit $\frac{dz}{dr}$ verschwindet, muß also $\frac{\partial G}{\partial z} = 0$ sein, und zwar muß zur selben Zeit (1) gelten. Nach Appendix b von Weinberg[3] gilt aber

$$G(z, r) = \frac{-z}{r} \int_0^\infty \frac{du\, e^{-r\sqrt{u^2+\mu^2}}}{u^2 + z^2} \quad \text{für } z < 0\,. \tag{3}$$

Hieraus folgt sofort

$$\frac{\partial G}{\partial r} = \frac{z}{r} \int_0^\infty \frac{du}{u^2 + z^2} [1 + r\sqrt{u^2 + \mu^2}] e^{-r\sqrt{u^2+\mu^2}} < 0\,. \tag{4}$$

{Vgl. Gleichung (25) in der Arbeit von Weinberg.} Für $z > 0$ gilt in ähnlicher Weise

$$\frac{\partial G}{\partial r} = \frac{z}{r^2} \int_0^\infty \frac{du}{u^2+z^2} [1+r\sqrt{u^2+\mu^2}] e^{-r\sqrt{u^2+\mu^2}} - \frac{\pi}{r^2} [1+r\sqrt{\mu^2-z^2}] e^{-r\sqrt{\mu^2-z^2}}$$

$$< \frac{z}{r^2}(1 + r\mu)e^{-r\mu} \int_0^\infty \frac{du}{u^2 + z^2} - \frac{\pi}{r^2}(1 + r\mu)e^{-r\mu} = \frac{-\pi}{2r^2}(1 + r\mu)e^{-r\mu} < 0\,. \tag{5}$$

Für $z = 0$ geben sowohl (4) als (5) den negativen Wert $\frac{-\pi}{2r^2}(1 + r\mu)e^{-r\mu}$ für die Ableitung. Die Gleichgewichtslagen existieren also nicht. Sonst ist selbstverständlich die ganze Rechnung (genau wie Sie sagen) so zu verstehen, daß man das Potential später in einer Schrödingergleichung benützen sollte. Das entspricht genau der alten Berechnungsmethode für das Kernpotential in der „adiabatischen" Näherung. Da das Potential komplex herauskommt, kann man aber im Modell die weitere Rechnung nicht ausführen.

Um die andere Frage „in zwei Zeilen" zu beantworten, darf ich vielleicht auf das Appendix in der Arbeit mit Glaser[4] hinweisen. Wir haben dort gezeigt, wie man in „natürlicher" Weise die komplexen Integrationen einführen kann. Speziell Gleichungen (A. 10) drücken die Wahrscheinlichkeitsamplituden in dieser Weise aus. Zwar sind diese Rechnungen nur in dem „uninteressanten" Unterraum des Hilbertraumes gemacht, aber die Methode sollte allgemein sein. Damit kommen immer komplexe Integrationen im Ergebnis und das Argument von Heisenberg ist nicht mehr gültig. Auf diesem Punkt bin ich also völlig mit Ihnen einverstanden.

Ich warte sehr gespannt darauf, Ihre Meinung über die Parität zu hören. Jetzt gibt es auch „Preprints" der Messungen, und da ich nicht die experimentellen Untersuchungen zu beurteilen verstehe, muß ich das Ergebnis als eine Tatsache ansehen. Das heißt, die asymmetrischen Winkelverteilungen sind Tatsachen, aber was sie eigentlich bedeuten, kann ich mir augenblicklich nicht vorstellen. Daß ein wirklicher Unterschied von rechts und links existiert, weigere ich mich ganz einfach zu glauben.

Ihr sehr ergebener G. Källén

[1] Vgl. den Brief [2467].
[2] Vgl. hierzu den Brief [2432].
[3] Weinberg (1956, S. 289).
[4] Glaser und Källén (1956, S. 717ff.).7

## [2479] Pauli an Fierz

Zürich, 29. Januar 1957

Lieber Herr Fierz!

In Ihrer Arbeit in Helvetica Physica Acta über Jordans Theorie[1] fand ich Teil I wieder *sehr un*verständlich, da der Energietensor weggelassen wurde. Was das Variieren nach der Bahn eigentlich physikalisch bedeutet, wenn $\varphi(k)$ davor steht, weiß ich auch nicht.

Deshalb eine kurze Frage: Man soll offenbar

$$\theta_{ik} = \mu_0 u_i u_k \varphi(\kappa)$$

setzen. Das ist aber auch sehr unbestimmt, solange man nichts über $\mu_0$ weiß. Man kann ja

$$\bar{\mu}_0 = \mu_0 \varphi(\kappa)$$

setzen. Es braucht also noch eine Zusatzannahme über die Kontinuitätsgleichung oder über die Normierung $g_{ik}u^i u^k$.

Es ist mir leider nicht klar, *unter welchen Annahmen* Sie dann eigentlich $\theta_i \alpha_{i\alpha} = 0$ auswerten wollen. Denn die Kontinuitätsgleichung *vorauszusetzen*, finde ich unschön.

Natürlich würde ich es aber sehr gut verstehen, *gleich mit (7) anzufangen* + Annahme

$$\theta_{ik} = \mu_0 u_i u_k$$

$$u_i u^i = \text{const.}$$

per Definition. Dann folgt aus $\theta_i \alpha_{i\alpha} = 0$ die geodätische Linie.
Übrigens ist ja $f$ = Potenz von $\kappa$ im Sinne der Theorie.

Leider bin ich nicht in vernünftiger Weise durchgekommen.

Ihre Bemerkung über die Gravitationskonstante war mir immer schon unverständlich ohne Angabe des Energie-Tensors.

Ich habe leider wenig Zeit zum Vorbereiten meiner Vorlesung.[2] Könnten Sie mir kurz schreiben?

Vielen Dank stets Ihr W. Pauli

[Zusatz am oberen Briefrand:] Vielleicht haben Sie mir inzwischen schon geschrieben(?)[3]

[1] Vgl. Fierz (1956b).
[2] Pauli hielt im Wintersemester 1956/57 eine Vorlesung über „Probleme der allgemeinen Relativitätstheorie", in der er auch die Jordansche Theorie behandelte.
[3] Vgl. Fierz' Antwortschreiben [2485] vom 31. Januar 1957.

## [2480] Pauli an Heisenberg

Zürich, 29. Januar 1957

Lieber Heisenberg!

*1*. Die indefinite Metrik *ist* natürlich *un*physikalisch. Aber mathematisch ist alles konsistent. Ich habe ja geschrieben,[1] daß für den Zustand $\psi_B$, da $\boldsymbol{H}$ nicht diagonal ist,

$$\boldsymbol{H}\psi_B = E_0\psi_B + C\psi_A$$

*das ist die Hauptsache*, so sieht die Schrödinger-Gleichung eben aus. (Ich habe übrigens inzwischen ausgerechnet

$$C = \frac{2}{\chi''(\omega_0)}.)$$

Ist $\psi_A$ eine Kugelwelle, so wird also $\psi_B$ in der Tat Terme der Form

$$\mathrm{i}(k_0 r - \omega t)\frac{e^{\mathrm{i}(k_0 r - \omega t)}}{r}$$

enthalten *müssen*, wie man auch *ganz ohne komplexe Integration* sieht!*

„*Sinn*“: Ich behaupte ja, daß die indefinite Metrik *keinen* physikalischen Sinn hat. Aber daraus folgt *nicht* die Existenz von Lösungen mit einfachem Pol im Problem $N + \theta + \theta'$.

Die $\delta'$-Funktion der Energie macht alles schon richtig. Du setzt immer voraus, daß $\boldsymbol{H}$ eine Diagonalmatrix ist. Das kommt auf Ausschließen des Dipolzustandes hinaus, dann hat man aber kein vollständiges Orthogonalsystem. Eine mit $te^{-i\omega t}$ gehende Funktion der Zeit wird notwendig im Ort „nicht normal“, wenn $\boldsymbol{H}$ die üblichen $\Delta u + k^2 u$ Terme enthält (bei Lee ist $\Delta u$ weggelassen).**

Da übrigens Källén komplexe Wurzeln findet, vermute ich, daß Deine Abweichungen von der Kausalität auf das Auftreten *komplexer Wurzeln* als Folge der Wechselwirkung von Teilchen beruhen.

Deine Methode von Erlassen bzw. Verordnungen über einen normalen Funktionsraum kann nur zur Folge haben, daß die Gleichungen *überhaupt keine* Lösung haben werden. Die konsequente Durchführung dieser Methode muß zu der größeren Verordnung führen, daß eine indefinite Metrik in der Physik nicht zulässig ist, womit ich dann einverstanden bin.

Es gibt im allgemeinen nur Lösungen, bei denen Dipolzustände in der Lösung auftreten. Ihr „Verbot“ *muß* zur Nichtexistenz einer Lösung führen.

Aus Deiner ausgezeichneten Rechnung sehe ich übrigens, daß die komplexe Integration bei dem Doppelpol der Einführung der $\delta'$-Funktion neben der $\delta$-Funktion im Reellen äquivalent sein muß.

Ich bin sicher, daß Dir selbst die Aufklärung der Mathematik leicht gelingen wird, bin aber der indefiniten Metrik müde.

Viele Grüße Dein W. Pauli

[Zusatz am oberen Briefrand:] Wie gefällt Dir Källéns Rechnung,[2] die ich Dir geschickt habe?

## Appendix zum Brief [2480]

Zürich, 29. Januar 1957

Die Gleichungen für einen freien Dipolzustand (Zustandspaar) sehen im Ortsraum so aus:

$$\frac{1}{2M}\Delta\psi_A + i\frac{\partial\psi_A}{\partial t} = 0$$

$$\frac{1}{2M}\Delta\psi_B + i\frac{\partial\psi_B}{\partial t} + C\psi_A = 0 \qquad \text{(unrelativistisch)}$$

$$\downarrow$$

(Dieses Kuriosum *ist* die „Schrödingergleichung“ bei Doppelwurzeln in der indefiniten Metrik.) oder mit

$$\psi_A = u_A e^{-i\omega_0 t}, \quad \psi_B = u_B(t) e^{-i\omega_0 t}$$

$$\frac{1}{2M}\Delta u_A + \omega_0 u_A = 0$$

$$\frac{1}{2M}\Delta u_B + \omega_0 u_B + i\frac{\partial u_B}{\partial t} + C u_A = 0.$$

Die Funktion

$$\delta'\left(\frac{p^2}{2m} - E_0\right), \quad \omega = \frac{k^2}{2M} + \omega_0$$

macht in

$$\int \delta'\left(\frac{k^2}{2m} - E_0\right)\frac{e^{\mathrm{i}(kr-\omega t)}}{r} f(\boldsymbol{k}) d^3k$$

alles genau so, wie es bei Deiner Integration über den Doppelpol herauskommt. (Mit deren Resultat bin ich also gerade sehr zufrieden!)

Lee setzt $M = \infty$. Man kann aber natürlich zur Illustration in den Formeln meines letzten Briefes bei $\boldsymbol{H}$

$$-\frac{1}{2M}\Delta$$

*hinzufügen* und in den Ortsraum gehen.

Deine Terme mit

$$\frac{e^{ikr}}{r}(r + \text{const.})$$

*sind richtig und eine logische Folge der Terme* $te^{-\mathrm{i}\omega t}$

Wo der Dipolzustand angeregt wird, gibt es im normalen Funktionenraum *keine* Lösung.

[1] Vgl. den Brief [2473].

* Das gilt auch für den Dipolzustand des *freien* $V$-Teilchens, wenn der Term $\frac{p^2}{2M}$ mitgenommen wird.

** Siehe Appendix.

[2] Vgl. den Brief [2473].

## [2481] Heisenberg an Pauli

Göttingen, 29. Januar 1957

Lieber Pauli!

Als Nachtrag zu meinem gestrigen Brief[1] möchte ich noch eine psychologische Schwierigkeit wegräumen, die ich beim nochmaligen Studium Deines Briefes bemerkte und die vielleicht daran schuld ist, daß Du meine Argumente nicht verstanden hast.

Du scheinst anzunehmen, daß zum Beweis der Unitarität der $S$-Matrix und des Nicht-negativ-werdens der Normen notwendig ist zu zeigen, daß der Zustand $V_{\mathrm{Dip}}$ des Systems $N + \theta$ in den Eigenfunktionen höherer Sektoren (z. B. $N + 2\theta$)

nicht (als Anteil bei der Entwicklung) vorkommt. Daher hast Du eine Zeitlang versucht, dies zu beweisen, und hast dann, als sich herausstellte, daß $V_{\mathrm{Dip}}$ in diesen Eigenfunktionen doch enthalten ist, den voreiligen Schluß gezogen: also wird die $S$-Matrix nicht unitär sein und es werden negative Normen vorkommen. Dieser Schluß ist aber nicht richtig. Das Vorhandensein eines Anteils $V_{Dip}$ist zwar eine notwendige, aber keineswegs eine hinreichende Bedingung für das Negativwerden der Normen. Das einfachste Beispiel ist der Fall $N + \theta$, wo unter den Ausgangszuständen der nackten Teilchen eine negative Norm vorkommt, aber *nicht* unter den Eigenfunktionen der Gleichung $H\psi = E\psi$. Das letztere System ist dann natürlich nicht vollständig.

Die Pointe des ganzen Problems ist aber die Tatsache, daß die beiden Hauptfragen: Unitarität der $S$-Matrix und Vorzeichen der Norm schon durch das *asymptotische* Verhalten der Eigenfunktion (im räumlich Unendlichen) entschieden werden. Daher meine ausführliche Diskussion des asymptotischen Verhaltens. Für die im letzten Brief als „normal“ definierten Eigenfunktionen der Gleichung $H\psi = E\psi$ ist die Unitarität der $S$-Matrix trivial, wenn die Zustände $\psi_{\mathrm{in}}$ und $\psi_{\mathrm{out}}$ keine negative Norm haben. Das Vorzeichen der Norm eines diskreten stationären Zustands wiederum kann man bestimmen, wenn das Vorzeichen der Norm der Teile, in die es (etwa im homogenen elektrischen Feld oder dergleichen) zerfallen kann, immer das gleiche ist. Daher überträgt sich das Resultat im untersten Sektor (nämlich positive oder verschwindende Norm aller Eigenfunktionen von $H\psi = E\psi$ trotz negativer Norm des nackten $V$-Teilchens) auf alle höheren Sektoren, obwohl der Hilbertvektor von $V_{\mathrm{Dip}}$ für die Darstellung der höheren Eigenfunktionen gebraucht wird.

Ich glaube, daß damit der ganze Sachverhalt wirklich vollständig geklärt ist, und bin auf Deine Stellungnahme sehr gespannt.

Übrigens fahre ich vielleicht in der nächsten Woche zu einer längeren Erholungszeit nach Ascona;[2] wenn sich dabei irgendwo ein Treffen ermöglichen ließe, könnten wir uns wahrscheinlich schnell einigen.

Viele Grüße Dein W. Heisenberg

[1] Vgl. den Brief [2477].

[2] Wie Heisenberg in seinem folgenden Brief [2489] mitteilte, wollte er am 5. Februar nach Ascona am Lago Maggiore fahren. – In *Der Teil und das Ganze* [1969, S. 305] schreibt Heisenberg darüber: „Erst Ende Januar war ich soweit, daß ich den Beweis in einem Brief an Wolfgang genauer formulieren konnte. Gleichzeitig wurde allerdings auch mein Gesundheitszustand wieder so schlecht, daß der Arzt mir riet, Göttingen zu verlassen und mich in Ascona am Lago Maggiore von Elisabeth pflegen zu lassen, um mich gründlich zu kurieren. Der Briefwechsel, den ich dann von Ascona aus mit Wolfgang führte, ist mir auch jetzt noch in schrecklicher Erinnerung. Denn es wurde von beiden Seiten aus erbittert gekämpft und mit äußerster mathematischer Anstrengung um Klarheit gerungen. Mein Beweis war am Anfang noch nicht in allen Punkten durchsichtig, und Wolfgang konnte nicht verstehen, worauf ich hinauswollte. Immer wieder versuchte ich, meine Überlegungen in allerAusführlichkeit darzustellen, und immer wieder war Wolfgang empört, daß ich seine Einwände nicht akzeptieren konnte.“

## *Abdus Salam*[1]

Paul Matthews hatte am 30. Dezember 1965 Salam für den Nobelpreis vorgeschlagen[2] und dabei die Verdienste seines ehemaligen Studienkameraden[3] folgendermaßen zusammengefaßt:

„There are very few physicists in the world who have maintained such a constant and fertile flow of brilliant ideas as Abdus Salam has achieved during the past thirteen years. His first research for his Ph. D. thesis contained fundamental work in quantum electrodynamics which gained for him an international reputation of a very high order. This was published in two important papers in 1951.[4] The first completed the general proof outlined by Dyson that renormalization was a consistent procedure which could be carried out for the interaction of electrons and photons to all orders in the expansion in powers of the fine structure constant. The second paper showed in complete generality to which types of meson-nucleon coupling this theory could be extended.

Salam's next piece of work (1955) of comparable importance was to generalise the dispersion relations derived for forward scattering amplitudes to arbitrary energy and momentum transfer.[5] This was subsequently further extended by Mandelstam,[6] and has provided the basis for all dynamical calculations in strong interaction physics for the last decade.

In 1957 Salam (independently of Lee and Yang and of Landau)[7] proposed the idea of $\gamma_5$ invariance which provides a deep and intimate connection between the zero rest mass of the neutrino and parity non-conservation effects in weak interactions. This two-state theory makes a number of very specific predictions about neutrino properties, all of which have since been confirmed by experiment, and stands today as the generally accepted theory of the neutrino.

In 1961 (in collaboration with J. C. Ward) Salam developed the idea of $SU(3)$ symmetry for strong interactions,[8] first proposed by Ikeda et al.,[9] by Yamaguchi[10] and by Wess.[11] This theory provides a multiplet structure for the elementary particles which is closely analogous to the periodic table of the elements (or equivalently the Schrödinger level scheme for the hydrogen atom). Salam and Ward predicted an octet of spin one mesons on this basis which were subsequently found. (Their multiplet assignment for the baryons later proved incorrect. The correct conjecture was made independently by Gell-Mann[12] and by Ne'eman,[13] working for his Ph. D. under Salam's direction.)[14]

The approximate invariance of strong interactions under the group SU(3) was established experimentally in February 1964. In August of that year an approximate non-relativistic theory of $SU(6)$ invariance was proposed by Gürsey and Radicati[15] and by Sakita,[16] which explained not only the charge and hypercharge multiplet structure of the sub-nuclear particles, but also their spins.

The problem of setting this theory in a relativistic framework was inmediately tackled by many physicists all over the world. A very elegant solution was given by Salam in January 1965 in collaboration with two of his former research students Delbourgo and Strathdee.[17] This work is so recent that it is hard to estimate its full significance, but it is very clear that it constitutes yet another contribution to this subject of extreme importance."

Auch Pauli hat Salam sehr geschätzt, wie aus seinen Bemerkunngen in einem Schreiben [2577] an Fierz hervorgeht: „Salam ist ein merkwürdiger Mann,“, heißt es dort, „ ein indischer Mohammedaner aus Pakistan.[18] Er hat viel geistige Kraft in der theoretischen Physik, ist sehr unkonventionell und haut manchmal auch daneben (was ja aber nichts schadet). Dyson hat ihn seinerzeit entdeckt, weshalb ich den Spruch erfand ‚Dyson ist Dyson, und Salam ist sein Prophet‘. (Salam selbst hat das sehr gefallen.)“

Als Salam schließlich zusammen mit Sheldon Glashow und Steven Weinberg den Physik-Nobelpreis für ihre vereinheitlichte elektroschwache Theorie der Elementarteilchen 1979 erhielt, hat er in seiner *Nobel lecture*[19] über seine ersten kontroversen Berührungen mit Pauli ausführlich berichtet und dabei auch aus den mit ihm ausgetauschten Briefen zitiert:

»For me, personally, the trek to gauge theories as candidates for fundamental physical theories started in earnest in September 1956 – the year I heard at the Seattle Conference Professor Yang expound his and Professor Lee’s ideas on the possibility of the hitherto sacred principle of left-right symmetry, being violated in the realm of the *weak nuclear force*.[20] Lee and Yang had been led to consider abandoning left-right symmetry for weak nuclear interactions as a possible resolution of the $(\tau, \theta)$ puzzle. I remember travelling back to London on an American Air Force (MATS) transport flight. Although I had been granted, for that night, the status of a Brigadier or a Field Marshal – I don’t quite remember which – the plane was very uncomfortable, full of crying service men’s children – that is, the children were crying, not the servicemen. I could not sleep. I kept reflecting on why Nature should violate left-right symmetry in weak interactions. Now the hallmark of most weak interactions was the involvement in radioactivity phenomena of Pauli’s neutrino.

While crossing over the Atlantic, came back to me a deeply perceptive question about the neutrino which Professor Rudolf Peierls had asked when he was examing me for a Ph. D. a few years before. Peierls’ question was: „The photon mass is zero because of Maxwell’s principle of a gauge symmetry for electromagnetism; tell me, why is the neutrino mass zero?“ I had then felt somewhat uncomfortable at Peierls, asking for a Ph. D. viva, a question of which he himself said he did not know the answer. But during that comfortless night the answer came. The analogue for the neutrino, of the gauge symmetry for the photon existed; it had to do with the masslessness of the neutrino, with symmetry under the $\gamma_5$ transformation (later christened *chiral symmetry*). The existence of this symmetry for the massless neutrino must imply a combination $(1 + \gamma_5)$ or $(1 - \gamma_5)$ for the neutrino interactions. Nature had the choice of an aesthetically satisfying but a left-right symmetry violating theory, with a neutrino which travels exactly with the velocity of light; or alternatively a theory where left-right symmetry is preserved, but the neutrino has a tiny mass – some ten thousend times smaller than the mass of the electron.

It appeared at that time clear to me what choice Nature must have made. Surely, left-right symmetry must be sacrificed in all neutrino interactions. I got off the plane the next morning, naturally very elated. I rushed to the Cavendish, worked out the Michel parameter and a few other consequences of $\gamma_5$ symmetry, rushed out again, got into a train to Birmingham where Peierls lived. To Peierls

I presented my idea; he had asked the original question; could he approve of the answer? Peierls' reply was kind but firm. He said „I do not believe left-right symmetry is violated in weak nuclear forces at all. I would not touch such ideas with a pair of tongs."

Thus rebuffed in Birmingham, like Zuleika Dobson,[21] I wondered where I could go next and the obvious place was CERN in Geneva, with Pauli – the father of the neutrino – nearby in Zurich.

At that time CERN lived in a wooden hut just outside Geneva airport. Besides my friends, Prentki and d'Espagnat, the hut contained a gas ring on which was cooked the staple diet of CERN – Entrecôte à la creme. The hut also contained Professor Villars of MIT, who was visiting Pauli the same day in Zurich. I gave him my paper. He returned the next day with a message from the Oracle; „Give my regards to my friend Salam and tell him to think of something better". This was discouraging, but I was compensated by Pauli's excessive kindness a few months later, when Mrs. Wu's, Lederman's and Telegdi's experiments were announced showing that left-right symmetry was indeed violated and ideas similar to mine about chiral symmetry were expressed independently by Landau and Lee and Yang. I received Pauli's first somewhat apologetic letter on 24 January 1957.[22] Thinking that Pauli's spirit should by now be suitably crushed, I sent him two short notes[23] I had written in the meantime. These contained suggestions to extend chiral symmetry to electrons and muons, assuming that their masses were a consequence of what has come to be known as dynamical spontaneous symmetry breaking. With chiral symmetry for electrons, muons and neutrinos, the only mesons that could mediate weak decays of the muons would have to carry spin one. Reviving thus the notion of charged intermediate spin-one bosons, one could then postulate for these a type of gauge invariance which I called the *neutrino gauge*. Pauli's reaction was swift and terrible.

He wrote on 30th January 1957, then on 18 February and later on 11, 12 and 13 March:[24] „I am reading (along the shores of Lake Zurich) in bright sunshine quietly your paper ... [2570]. I am very much startled on the title of your paper ‚Universal Fermi interaction'. ... For quite a while I have for myself the rule ‚if a theoretician says *universal* it just means pure nonsense. This holds particularly in connection with the Fermi interaction, but otherwise too,' and now you too, Brutus, my son, come with this word ... [2564]."

Earlier, on 30 January, he had written: „There is a similarity between this type of gauge invariance and that which was published by Yang and Mills .... In the latter, of course, no $\gamma_5$ was used in the exponent" and he gave me the full reference of Yang and Mills' paper.[25] I quote from his letter: „However, there are dark points in your paper regarding the vector field $B_\mu$. If the rest mass is infinite (or very large), how can this be compatible with the gauge transformation $B_\mu \rightarrow B_\mu - \partial_\mu \Lambda$?" and he concludes his letter with the remark: „Every reader will realize that you deliberately conceal here something and will ask you the same questions."

Although he signed himself „With friendly regards", Pauli had forgotten his earlier penitence. He was clearly and rightly on the warpath.

Now the fact that I was using gauge ideas similar to the Yang-Mills {non-Abelian $SU(2)$-invariant} gauge theory was no news to me. This was because

the Yang-Mills theory {which married gauge ideas of Maxwell with the internal symmetry $SU(2)$ of which the proton-neutron system constituted a doublet} had been independently invented by a Ph. D. pupil of mine, Ronald Shaw[26] at Cambridge at the same time as Yang and Mills had written. Shaw's work is relatively unknown; it remains buried in his Cambridge thesis. I must admit I was taken aback by Pauli's fierce prejudice against universalism – against what we would today call unification of basic forces – but I did not take this too seriously. I felt this was a legacy of the exasperation which Pauli had always felt at Einstein's somewhat formalistic attempts at unifying gravity with electromagnetism – forces which in Pauli's phrase „cannot be joined – for God hath rent them asunder". But Pauli was absolutely right in accusing me of darkness about the problem of the masses of the Yang-Mills fields; one could not obtain a mass without wantonly destroying the gauge symmetry one had started with.«

[1] Pauli ist Salam in Bombay begegnet, als er dort im Wintersemester 1952/53 seine Vorlesungen über Feldquantisierung hielt (vgl. Band **IV**/1, S. 682 und 787).
[2] Salam erhielt zusammen mit Sheldon L. Glashow und Steven Weinberg den Physiknobelpreis für die Theorie der elektroschwachen Wechselwirkung erst im Jahre 1979. Vgl. hierzu Salams *Nobel lecture* (1979).
[3] Angaben über Salams physikalischen Werdegang findet man In Band **IV**/1, S. 4, und 94. Siehe auch den Aufsatz von Alexis de Greiff (2002) über Salams Rolle bei der Gründung des *International Centre for Theoretical Physics* in Triest.
[4] Salam (1951a, b).
[5] Salam (1955).
[6] Mandelstam (1958).
[7] Vgl. Salam (1957a), Lee und Yang (1957a) und Landau (1957).
[8] Vg. Salam und Ward (1961).
[9] Ikeda, Ogawa und Ohnuki (1959).
[10] Yamaguchi (1959).
[11] Wess (1960).
[12] Gell-Mann (1962).
[13] Ne'eman [1961].
[14] Siehe hierzu die Darstellung bei Crease und Mann [1986, S. 264f.]
[15] Vgl. Gürsey (1960a, b) und Radicati und Touschek (1957).
[16] Vgl. Ogawa, Sakita und Taguchi (1954).
[17] Vgl. Salam, Delbourgo and Strathdee (1965).
[18] Salam (1966) setzte sich u. a. auch für die wissenschaftlichen Probleme in den Entwicklungsländern ein.
[19] Salam (1979). Verweise auf die den Zitaten entsprechenden Briefe wurden (in eckigen Klammern) in den Text eingefügt.
[20] Vgl. Yang (1957a).
[21] Nach dem satirischen Roman des britischen Schriftstellers und Theaterkritikers Sir Max Beerbohm (1872–1956) von einer Zauberkünstlerin *Zuleika Dobson*, die ihr Publikum durch ihren Charme verzaubert und nur Männer zu lieben vermag, die ihrem Bann widerstehen. Es wird zitiert: „Zuleika, on a desert island, would have spent most of her time in looking for a man's footprint."
[22] Vgl. den Brief [2472].
[23] Salam (1957d, e). Siehe hierzu auch die Hinweise in Marshak et al. [1969, S. 89, Anm. 7].
[24] Vgl. die Briefe [2525, 2564, 2568 und 2570]. Das weiter unten erwähnte Schreiben *von* Pauli vom 30. Januar 1957 konnte nicht gefunden weden.
[25] *Physical Review* **96**, 191 (1954).
[26] Shaw [1955]. Siehe hierzu die Bemerkungen im Brief [2520] und in Paulis Zusatz zum Brief [2564] an Salam.

## [2482] Salam an Pauli

London, 30. Januar 1957[1]

Dear Pauli!

I am grateful for your charming letter[2] which I received only yesterday. By now you may have received the pre-print on $\mu$-interaction Lagrangian.[3] The Lagrangian $I$ proposed agrees with experiment. However the manner in which I argue for $\frac{\partial J_\mu}{\partial x_\mu} = 0$ is dubious. This condition ($\frac{\partial J_\mu}{\partial x_\mu} = 0$) resembles the supplementary condition $\frac{\partial A_\mu}{\partial x_\mu}$ in electrodynamics. But I cannot see any decent way towards it so far. I would be very glad to hear if you may have any comments on this.

I agree with you about the question of principle. The central problem of physics seems to be the presence of approximate conservation laws. I think the deeper thing about isotopic-spin is the non-conservation of $I_3$ in weak decays (or alternatively break-down of strangeness) rather than the non-conservation of $I^2$ in electro-dynamics. But this is a matter of opinion.

I feel your remark about CP or T-conservation is very important. If T is conserved, then looking at your paper one sees immediately that in $\beta$-decay

$$\psi_\nu = -\gamma_5 \psi_\nu$$

is compatible with S,T,P

$$\psi_{nu} = +\gamma_5 \psi_\nu$$

is compatible with A,V

So there is a sharp distinction between the 2 groups. This is, in my view, the best reason why for example $A$, $V$ may be missing. Now if the $\beta$-decay interaction is written in the form

$$(\bar{\psi}_p \Omega \psi_e)(\bar{\psi}_n \Omega \psi_\nu)$$

(i.e. charge over from the conventional way of writing) the same result should hold again, i.e. in the new way of writing one must again get S, T, P only (or A, V only). There is no aesthetic argument involved here, like those use[d] in the past. It is simply a question of what interactions are compatible with T if – of course – T is conserved and

$$\psi_\nu = \pm\gamma_5 \psi_\nu \qquad (-S + P + T)$$

seems to be a combination which is O. K. There may be others I have not looked closely whether one writes the interaction as in your paper or as in the form on the last page.

This is unfortunate because then there is no explanation of $\pi \not\to e + \nu$ through pseudoscalar interaction. Thus the presence of S, T could be explained, or one may say is forced on us by T-conservation in a 2-component theory but the problem which will remain will be the eternal problem of why $\pi$ does not go to $e + \nu$.

I believe one thing is clear; there is no relation of similarity between the electron and the $\mu$-meson as far as their presence as decay-products is concerned.

In all this work, what has disappointed me much is the $\mu$-magnetic moment coming out to be the Dirac-value.[4] I was hoping the $\mu$ would be coupled to some unknown particle to give it its large mass. (Incidentally, I would like to know your reactions on Franklin's measurement of electron-magnetic moment, November 15, 1957[5] Physical Review,[6] which disagrees violently with Karplus & Kroll.[7] Lamb, whom I saw last night felt that the experiment should be believed in to the extent of feeling worried.)

I am sorry these are trivial remarks in reply to the deep questions raised. But just at this moment I am very worried about the pre-print I sent to you with the remark $\frac{\partial J_\mu}{\partial x_\mu} = 0$. I feel confident somehow that the result is correct.

With sincerest regards

Yours sincerely Abdus Salam

[Zusätze am Briefrand:] I have not so much been pained by the death of parity. It is the death of A C which has distressed me more though the 2 seem linked. I am perhaps influenced by the very nice sentence you have about Dirac,[8] in the beginning of your paper.

Thank you for a reprint of the Niels Bohr volume paper,[9] of which I am a great admirer.

[1] Auf diesen Briefwechsel mit Pauli hat Salam auch in seiner *Nobel lecture* (1979, S. 518) hingewiesen. Das dort erwähnte Schreiben *von* Pauli vom 30. Januar 1957 liegt uns nicht vor. Vgl. hierzu den im Kommentar zum Brief [2482] wiedergegebenen Auszug aus diesem Brief.

[2] Vgl. den Brief [2472].

[3] Vgl. Salam (1957b).

[4] Siehe hierzu auch die Bemerkung von Lee und Yang in ihrem Brief [2513].

[5] Im Brief steht *November 1957*, was offensichtlich ein Irrtum sein muß.

[6] Wahrscheinlich bezieht sich Salam auf eine Mitteilung von Franken und Liebes (1956), die im letzten Novemberheft des *Physical Reviews*, in dem diese Autoren anläßlich einer Bestimmung des magnetischen Protonmoments auf einen von Karplus und Kroll (1950) abweichenden Wert für das Moment des freien Elektrons geschlossen hatten.
Charles Sommerfield (1957) hatte das magnetische Moment des Elektrons nochmals gemäß den Methoden von Feynman und Dyson in seiner Doktorarbeit berechnet.

[7] Karplus und Kroll (1950). – Vgl. auch den Vortrag über das magnetische Moment des Elektrons von Polykarp Kusch (1956), der zusammen mit Willis E. Lamb, Jr. den Nobelpreis des Jahres 1955 erhalten hatte.

[8] In seinem Beitrag zur Bohr-Festschrift (1955d, S. 30) hatte Pauli über die Aufgabe der Anschaulichkeit zugunsten abstrakter mathematischer Symbole geschrieben: „Especially the concrete picture of rotation has been replaced by mathematical characteristics of the representations of the group of rotations in three dimensional space. This group was soon amplified to the Lorentz group in the work of Dirac. Fortunately, with his fine instinct for physical realities, he started his argument without knowing the end of it: a theory which has exact symmetry with respect to the sign of the electric charge, the energy of which is always positive, and which predicts the creation and annihilation of pairs. To reach this end Dirac's ideas cooperated with the exclusion principle in a new and surprising way."

[9] Vgl. Pauli (1955d).

## [2483] Pauli an Heisenberg

Zürich, 31. Januar 1957
Telefon 327330[1]

Lieber Heisenberg!

Die psychologische Schwierigkeit Deines Briefes vom 29. des Monats[2] hat nie existiert. Aber eben deshalb wird eine Einigung nicht so leicht möglich sein; ich meine in der Tat, daß Deine Fehlschlüsse schon in niederen Sektoren beginnen.

Vielleicht soll ich noch einmal hier einige Bemerkungen hinzufügen, die vielleicht zur mathematischen *und* psychologischen Klärung beitragen könnten. Es ist sehr schön, daß Du auf einen Erholungsurlaub gehst. Ich selbst bin hier noch einen Monat angehängt, möchte aber auch gerne Ferien von der indefiniten Metrik (= Teufel = Pudel) haben. Ich schlage also vor, daß wir nun eine Pause machen und erst nach einer Weile sehen, wo wir stehen. (Mir eilt es ja gar nicht.)

(Dann werde ich auch mehr Zeit haben.)

Wenn Dein Urlaub dem Ende entgegengeht, wäre ein Treffen schön. Darüber könnten wir schreiben oder telephonieren.

Nun noch einige Bemerkungen.

*I. Sektor $V$ und $(N, \theta)$*

Hier tritt also in den Zuständen im Impulsraum die $\delta'$-Funktion auf. Für Kugelwelle im Ortsraum

$$\psi_A = C_A \frac{e^{\mathrm{i}(kr-\omega t)}}{r}$$

$$\psi_B = \frac{e^{\mathrm{i}(kr-\omega t)}}{r}[c_1 + c_2 it + c_3 i(r - vt)], \quad v = \frac{\partial \omega}{\partial r}.$$

Die Zustände $A$, $B$ sind ganz gleichberechtigt, es ist *nicht* $A$ brav und $B$ böse. Denn beim Übergang vom „ket“ zum „bra“, d. h. bei $\psi_A^+$ und $\psi_B^+$ vertauschen sich gerade die Rollen: $\psi_A^+$ anormal $\psi_B^+$ normal. Da dies ganz richtig in Deinen eigenen Arbeiten steht, brauche ich hier nicht darauf eingehen, wie es herauskommt.

Für mich würde psychologisch dieses Resultat (die Form von $\psi_B$ und $\psi_A^+$ bereits eine gewaltige *Abschreckung* bewirken. Man hat in der Tat durch den Versuch der Einführung von Dipolgeistern in die Physik „im Ortsraum“ bereits „viel verdorben“.

Aber Du bist in die Dipolgeister so verliebt, daß Dir das offenbar nichts ausmacht.

Wir gehen deshalb weiter über zum

*Sektor II $(V, \theta)$ und $(N, \theta', \theta'')$*

Hier tritt die Frage der Unitarität der $S$-Matrix beim Grenzübergang von zwei reellen Wurzeln {von $\chi(z) = 0$} zu einer Doppelwurzel auf.

Hier behaupte ich: Deine Annahme der *Existenz* einer Lösung mit einem einfachen Pol ist ein Fehlschluß. Der *mathematische* Sinn des Doppelpoles ist

dieser: *Wer $\delta'$ sagt, muß auch $\delta'_+$ und $\delta'_-$ sagen*. Die letzteren Symbole sind noch nicht definiert worden. Man kann axiomatisch *definieren*

$$\int_{z_1}^{z_2} f(z)\delta'_{\pm}(z)dz = f(z)\delta_{\pm}(z)|_{z_1}^{z_2} - \int_{z_1}^{z_2} f'(z)\delta_{\pm}(z)dz$$

wobei das letztere Integral vom gewohnten Typus ist. Die Integration im Komplexen liefert das von selbst.

Die Axiomatik gefällt mir selbst *nicht*.

Es gibt keinen mathematischen Grund, anzunehmen daß eine Lösung *ohne* $\delta'_+$ oder $\delta'_-$ hier existiert, und es war für mich *immer trivial*, daß, *wenn* eine Lösung nur mit $\delta_+$ oder $\delta_-$ ohne deren Ableitungen existiert, *dann* das Dipol-Zustandspaar nicht angeregt wird (es könnte dies für *spezielle* Energiewerte von $N, \theta', \theta''$ im Anfangszustand unter Umständen der Fall sein).

Die komplexe Integration läßt sich übrigens auch mit *Wellenpaketen* deuten. Ich verweise hierfür auf den Appendix der Arbeit von Glaser und Källén,* deren Methode sich auch auf den Doppelpol anwenden läßt. Insbesondere ist in Gleichung (A, 10) des Appendix dort gezeigt, wie in der Formel für $C(t)$ schließlich eine Integration über die *reelle Achse* mit einer Dämpfung herauskommt.[3] *Der „Sinn" der formalen komplexen Integration ist offenbar der von zeitabhängigen Lösungen (Wellenpaketen) mit Dämpfung.* Die Methode des Appendix von Källén-Glaser (Weisskopf-Wigner)[4] ist *auch auf den* Fall des *Doppelpols* anwendbar. (Ich hatte nicht Zeit, diese im einzelnen durchzurechnen, das kann man ja in Göttingen tun. – Oder ist das etwa „unter" dem Niveau Deiner Schüler?)

Deine Verordnungen, Erlasse und Befehle, daß die Ableitungen der $\delta_+$, $\delta_-$ und $\delta$-Funktionen nicht vorkommen *dürfen*, können niemals Lösungen *hervorzaubern*, welche dieses Wunsch-Bild auch erfüllen.

Wenn Dir z. B. ein Mädchen nicht gefällt, kannst Du sie einfach gehen lassen. Du kannst ihr aber nicht mit irgendeiner Wirksamkeit Befehle erteilen, daß sie schöner oder intelligenter zu werden habe. Es wird sich dadurch gar nichts ändern.

Der Doppelpol ist nur eine sehr schwache Erweiterung des Funktionenraumes, die der Doppelwurzel entspricht. *Ich bin aber ganz der Meinung, daß sie in einer vernünftigen, physikalischen Theorie nicht vorkommen soll*. Auch in der unphysikalischen Theorie der indefiniten Metrik kommt sie *nicht vor* bei der *einfachen* Wurzel eines Zustandes positiver oder negativer Norm. *Äußere Felder bewirken im allgemeinen sogleich eine Aufspaltung der Doppelwurzel in zwei einfache, sei es reelle, sei es komplexe.*

Ich weiß nicht, ob bei Dir hier noch weitere Fehlschlüsse vorliegen (*einer* genügt ja nach Hilbert schon, um beliebige Resultate abzuleiten), ich weiß auch nicht, wozu die Komplikation durch ein äußeres Feld in Deinem Argument eigentlich dienen soll. Habe nur gesehen, daß Du die „Schrödingergleichung" von Dipolgeistern nicht richtig angeschrieben hast.

Du wirst, hoffentlich, „die Schliche des Pudels" alle selbst mit der Zeit herausfinden. Bis jetzt warst Du ihnen gar nicht gewachsen.

*Sektor III:* $(N, V)$ *und* $(N, N', \theta)$

Hier spielen sich Källéns Rechnungen ab. Zuerst möchte ich bemerken, daß Lees Methode des Weglassens der Impuls-Abhängigkeit der Energie (d. h., unrelativistisch, der kinetischen Energie) der V und N-Teilchen beim Ausrechnen des Potentials zwischen N- und V-Teilchen auch dann einen Sinn hat (z. B. im Fall der positiv-definiten Metrik bei Abschneiden), wenn es *keine* Gleichgewichtslagen gibt.

Man muß dann, in *nächster* Näherung, die Terme $\frac{p^2}{2M}$ in die Schrödingergleichung zu dem nun ermittelten Potential einsetzen und die Bewegungszustände des $N$, $V$-Systems ausrechnen (adiabatische Näherung). Im Falle des Dipolgeistes gibt es jedoch nach Källén auch komplexe Wurzeln, die diesen nächsten Schritt verhindern. Er hat mir übrigens neuerdings geschrieben, daß es beim Dipolgeist + N-Teilchen *keine* Gleichgewichtslagen

$$\frac{\partial \omega_0}{\partial r} = 0$$

gibt.[5]

---

Nun rate ich Dir dringend, Dich ganz Deiner Erholung zu widmen, zu der ich Dir das Beste wünsche, und die Sache vorerst ruhen zu lassen! Was das letztere betrifft (das Ruhenlassen), so werde *ich* es ganz bestimmt tun.

In diesem Sinne herzliche Grüße Dein W. Pauli

[1] Am oberen Briefrand fügte Pauli außerdem die Telefonnummer 249948 seiner Privatwohnung hinzu.
[2] Vgl. den Brief [2481].
* Nuclear Physics **2**, 706, 1957.
[3] Vgl. Glaser und Källén (1956, S. 717ff.). Auf diesen Punkt hatte auch schon Källén in seinem Brief [2447] an Pauli hingewiesen.
[4] Weisskopf und Wigner (1930) hatten ein Störungsverfahren zur Berechnung von Linienbreiten für Systeme entwickelt, bei denen infolge kurzlebiger Anfangszustände die Bornsche Näherung versagte. Das Verfahren wurde später von Low (1952) sowie von Arnous und Heitler (1953) weiter ausgearbeitet und für die Quantenfeldtheorie nutzbar gemacht.
[5] Vgl. die Briefe [2467 und 2478].

## [2484] Pauli an Källén

Zürich, 31. Januar 1957

Lieber Herr Källén!

Haben Sie vielen Dank für Ihre beiden Briefe vom 22. und 28. des Monats.[1]

Das Resultat des ersten Briefes habe ich gleich an Heisenberg geschrieben.[2] Er hat bisher keinerlei Einwand gegen Ihre Rechnungen erhoben, hält aber zäh daran fest, daß (im Sektor $N + \theta + \theta'$ und $V + \theta_1$) die $S$-Matrix (ohne den

Dipolzustand) unitär sein *müsse*, da er die Existenz einer Lösung voraussetzt, die an der Stelle der Doppelwurzel nur einen einfachen Pol besitzt. Damit bin ich nun – in Übereinstimmung mit Ihrem zweiten Brief – *gar nicht* einverstanden. Eine Einigung ist bisher *nicht* zustande gekommen. Heisenberg fährt nächste Woche auf einen Erholungsurlaub[3] und ich hoffe, daß die Sache für eine Weile ruhen wird. Mich interessiert sie nämlich überhaupt nicht mehr, ich habe genug von indefiniter Metrik. Sehr herzlichen Dank für Ihre große Hilfe!

Jost ist mit dem „Dreier-Kommutator" *gar nicht* weitergekommen. Sie vielleicht auch nicht?[4]

---

Nun zur Parität, dem Hauptinhalt dieses Briefes. Ich habe viel darüber nachgedacht, nach den verschiedensten Richtungen. Eine Patentlösung habe ich nicht.

Nicht nur die experimentellen Arbeiten habe ich bekommen[5] (die Experimente sind gut),* sondern auch eine *theoretische*: eine Arbeit von Yang-Lee und Oehme,[6] eine von Salam[7] (schon vor etwa 2 Monaten) über eine Zwei-Komponententheorie** der Neutrino, eine neuere Arbeit von Yang und Lee,[8] die teilweise mit der Salamschen identisch ist, und eine neue Arbeit von Salam über den Betazerfall des $\mu$-Mesons[9] (gegen letztere scheinen mir Einwände zu bestehen).

Ich fange an mit

1. *Mögliche Symmetrien, die noch bestehen könnten*

Dabei knüpfe ich an meine Reflexionsarbeit in der Bohr-Festschrift (Pergamon-Press, London)[10] an, siehe insbesondere Gleichung (23), p. 42. (Yang, Lee & Oehme haben diese Arbeit benützt. Ich benütze deren Bezeichnungsweise.) Sei C die Ladungskonjugation. P (Parität) die räumliche, T die zeitliche Spiegelung. Das Theorem über die „strong reflection (SR)" (dürfte schon *Schwinger* bekannt gewesen sein) besagt, daß aus der eigentlichen (kontinuierlichen) Lorentzgruppe und der alten Spin-Statistik (Bose- oder Fermi)-Relation bereits Invarianz für

$$\text{CPT (in irgendeiner Reihenfolge)} \qquad \text{(I)}$$

folgt.

Mit den Experimenten scheint sowohl P als auch C nicht verträglich, dagegen scheint der andere Fall

$$\begin{array}{c} \text{C P und T} \\ \downarrow \\ \text{(dies war in meinem Brief an Møller[11] angedeutet, siehe Zeichnung)} \end{array} \qquad \text{(II)}$$

*möglich* (ist nicht *bewiesen*). Gerade diesen Fall habe ich l. c. nicht untersucht. Er führt {in Bezeichnung der Gleichung (23)} zur Realitätsbedingung

$$C_1 \ldots C_5 \quad \text{und} \quad i(C_6 \ldots C_{10}) \quad \text{reell} \qquad \text{(II)}$$

(l. c. habe ich nur gezeigt, daß $C_1 \ldots C_{10}$ reell zur Invarianz C und P T führt.)

Interessanterweise ist (II) auch gerade die Symmetrie des *freien* Neutrinos in der Zweikomponententheorie. Diese erweist sich in der Tat als mit (II) *verträglich* {setze in der Fermi-Wechselwirkung entweder

$$(1+\gamma_5)\psi_u = 0 \quad oder \quad (1-\gamma_5)\psi_u = 0\}.$$

ohne daß jedoch (II) aus der Zwei-Komponententheorie oder umgekehrt die letzere aus (II) *folgt*.[12]

Es *scheint* also hier so auszusehen, als ob das *Neutrino*[13] die Ursache der Verletzung der Spiegelsymmetrie sei. Das halte ich jedoch für bestimmt *nicht* richtig. Denn da ist ja immer noch das „$\theta$-$\tau$-puzzle“[14] (über das bis jetzt nichts Neues bekannt ist).

2. *Ist ein noch unbekanntes oder noch nicht identifiziertes Feld im Spiel?*

Wenn man die Parität doch retten will, müßte man sagen, daß in Wirklichkeit der Sachverhalt unter Umständen doch auch gerade mit dem umgekehrten Vorzeichen verlaufen könnte. Dies führt dazu, vor $C_1 \ldots C_5$ ein Feld, sagen wir ein Skalarfeld $\phi$, vor $C_6 \ldots C_{10}$ ein Pseudoskalarfeld $\hat{\phi}$ zu setzen. Man kann aber auch an ein Vektorfeld $\phi_\mu$ denken, dessen $\psi$-Komponente viel größer ist als die 3 räumlichen Komponenten. Vor $C_6 \ldots C_{10}$ müßte man dann $\varepsilon^{iklm}\phi_m$ setzen. In diesem Fall wäre dann, wenn $\phi_\mu$ nicht mittransformiert wird, die Wechselwirkungsenergie auch nicht lorentzinvariant. Aber das ist auch schwer empirisch nachzuprüfen, immerhin sollte es beim $\mu$-Meson möglich sein.

Diese Idee hat aber ihre großen Haken. Ein Feld muß doch von irgend etwas abhängen, z. B. von Massen. Nach Arbeiten von Urey[15] sieht es nun so aus, als ob in Meteoren die Lebensdauer des $\beta$-Zerfalls (verglichen mit der des $\alpha$-Zerfalls) dieselbe wäre wie auf der Erde. Denn verschiedene Altersbestimmungen stimmen überein. Auch dürfte die Masse-Leuchtkraftbeziehung in Sternen zeigen, daß an eine starke Variabilität des $\beta$-Zerfalls in unserem Milchstraßensystem kaum gedacht werden kann (worüber ich gerne noch weitere Belehrungen entgegennehmen würde).

Die Feldidee ist auch sonst banalisierend und trägt nicht allen Seiten des Tatbestandes Rechnung.

3. *Zusammenhänge mit anderen unerklärten Sachverhalten*

Was mich wirklich beunruhigt, ist nicht so sehr die Idee einer „fundamentalen Asymmetrie der Welt“, sondern etwas anderes: *Warum sind denn dann die starken Wechselwirkungen links-rechts-symmetrisch?* Wie kann die *Stärke* einer Wechselwirkung eine Symmetrie *hervorbringen*, schaffen? Gibt es da nach der Seite der schwachen Wechselwirkungen noch ein Halten? Kann eine Wechselwirkung, die *noch schwächer* ist, vielleicht auch den Energiesatz durchbrechen? {Das war ja meine alte Kontroverse mit Niels Bohr beim Neutrino. Ich dachte jetzt oft daran, wie er immer sagte „man muß auf Überraschungen vorbereitet sein“ (1930–1933) – nicht irgendwo, sondern speziell bei den „schwachen Wechselwirkungen“ des $\beta$-Zerfalls, das war seine Pointe.}

Nun, ich weiß keine Antwort auf diese Fragen. Aber ich weiß *wohl*, daß da schon ein Präzedenzfall vorliegt. Nämlich die Drehgruppe im Isotopen-

Spin (man versteht ja gar nicht, wo sie herkommt), die durch das schwächere elektromagnetische Feld verletzt wird. (Darauf weisen auch Yang und Lee hin.)

Es ist wohl so, daß unser jetziger Formalismus zuviele Möglichkeiten zuläßt. Wird ein fundamentales Symmetrie-Prinzip durchbrochen, so macht es ihm *zu wenig* aus. Auch ist er verträglich mit der Phantasie von Teilchen ohne Wechselwirkung. Das sollte nicht so sein.

Daß es Teilchen ohne Wechselwirkung nicht gibt, könnte damit zusammenhängen, *daß gerade die Wechselwirkung die ganze Form der Welt hervorbringt*. Man müßte *das Unverstandene zum Prinzip erheben* und sagen: die Wechselwirkung *schafft* Raum und Zeit und ihre Symmetrien. Ohne Wechselwirkung ist das Chaos und, *hierarchisch abgestuft*, entstehen Symmetrien, Gruppen, Raum und Zeit bei *wachsender Stärke* der Wechselwirkung.

Da dämmert zum ersten Mal ein *Prinzip* auf, das wie ein Fremdkörper in unseren allzu weitherzigen (und wahrscheinlich gerade deshalb divergenten) Formalismus hineinragt!

Mehr weiß ich heute nicht. Viele Grüße an *Wightman*, der so viel über Reflexionsfragen nachgedacht hat.

Alles Gute von Haus zu Haus Ihr W. Pauli

[1] Vgl. die Briefe [2466 und 2478].
[2] Vgl. den Brief [2473].
[3] Heisenberg wollte nach Ascona fahren, wie er im Brief [2481] erklärte.
[4] Diese Rechnungen wurden erst im Jahr darauf durch Källén und Wightman (1958) publiziert.
[5] Vgl. den Brief [2464].
* C. S. Wu ist verheiratet, heißt Mrs. Yuan, hat einen Sohn, und ich kenne sie sehr gut.
[6] Lee, Oehme und Yang (1957).
[7] Salam (1957a).
** Siehe meinen alten Handbuch-Artikel, p. 226 unten.
[8] Lee und Yang (1957a).
[9] Salam (1957b). Siehe hierzu auch die Bemerkungen in Salams Brief [2482].
[10] Pauli (1955d).
[11] Dieser Brief, der offenbar auch die erwähnte Zeichnung enthielt, liegt uns nicht vor.
[12] Zusatz von Pauli: „Die 2-Komponententheorie ist nur möglich bei Ruhmasse 0, worüber die Autoren sehr froh sind."
[13] Zusatz von Pauli: „Wegen Masse 0 ?"
[14] Vgl. die Hinweise in Band **IV**/3, S. 233 und 790. Siehe hierzu auch Yangs Darstellung (1957a) in Seattle und Lees Bericht (1957a) während der 7. Rochesterkonferenz.
[15] Siehe hierzu die Übersichtsartikel von Suess und Urey (1956) und von Burbidge et al. (1957).

## [2485] Fierz an Pauli

[Basel], 31. Januar 1957

Lieber Herr Pauli!

Ich habe mich gestern schon bemüht, Ihre Fragen zu beantworten,[1] bin aber dann nicht fertig geworden. Abends haben wir die beiden letzten Quartette Bartóks vom Végh-Quartett[2] gespielt gehört – klanglich prachtvoll, höchst lebendig und in aller Präzision wie improvisierend. Ich bin noch immer ganz beeindruckt – es sind auch großartige Kompositionen.

Nun, so erfrischt, zu Jordan.[3]

Solange man nicht weiß, was die Metrik ist, weiß man nicht, was die Theorie bedeutet. Also weiß man auch nicht, was

$$\delta\left(m\int\varphi(\kappa)\sqrt{g_{kl}\dot{\xi}^k\dot{\xi}^l}d\lambda\right)=0$$

bedeuten soll. Nachdem man aber $\bar{g}_{ik}$ eingeführt hat, drückt

$$\delta\left(m\int\sqrt{\bar{g}_{ik}\dot{\xi}^i\dot{\xi}^k}d\lambda\right)=0$$

eben das aus, was Postulat I ausspricht. Der Energietensor ist dann durch die Tensordichte bezüglich der Metrik $\bar{g}_{ik}$

$$T^{kl}=m\dot{\xi}^k\dot{\xi}^l\left(\frac{d\tau}{d\xi^0}\right)_{\xi^0=x^0}\delta(\xi-x)$$

gegeben. Wenn $g_{kl}$ selber die Metrik sein soll, dann besagt das Postulat I, man habe $\varphi(\kappa)\equiv 1$ zu setzen. In diesem Falle lauten die Gleichungen – es sind im wesentlichen die Gleichungen (8), §27 bei Jordan:

$$G+\zeta\left(2\frac{\kappa^{|j}{}_{|j}}{\kappa}-\frac{\kappa^{|j}{}_{|j}}{\kappa^2}\right)-\frac{\kappa}{c^2}F_{kl}F^{kl}=0 \tag{1}$$

$$\kappa\left(G_{kl}-\frac{1}{2}g_{kl}G\right)+\kappa_{k|l}-g_{kl}\kappa^{|j}{}_{|j}-\frac{\zeta}{\kappa}\left(\kappa_{|k}\kappa_{|l}-\frac{1}{2}g_{kl}\frac{\kappa^{|j}\kappa_{|j}}{\kappa}\right)$$
$$=\frac{\kappa^2}{c^2}\left(F_{kj}F_l{}^j-\frac{1}{4}g_{kl}F_{hj}F^{hj}\right)-T_{kl}. \tag{2}$$

Man soll also die 2. Gleichung *nicht* durch $n$ dividieren, wie das Jordan macht.

Die rechte Seite der 2. Gleichung ist divergenzfrei. $T_{kl}$ ist ebenfalls divergenzfrei bzw.

$$\frac{\partial T^{kl}}{\partial x^l}+T^{rs}\Gamma^k_{rs}=0$$

liefert nach Integration über das 3-dimensionale Volumen die Gleichung der geodätischen Linie.

Man kann somit das Postulat I. durch folgende Regel ersetzen: Ohne vorerst einen Materie-Term ins Variationsprinzip einzuführen, definiert man mit Hilfe einer willkürlichen Funktion $\varphi(\kappa)$ die Metrik

$$\bar{g}_{ik}=\varphi^2(\kappa)g_{ik}.$$

Nun variiert man $\boldsymbol{T}$ nach $\bar{g}_{ik}$ und nach $\kappa$. Die Variation nach $\bar{g}_{ik}$ liefert

$$\frac{1}{f}\left(\bar{G}_{kl} - \frac{1}{2}\bar{g}_{kl}\bar{G}\right) + \cdots = \frac{\varepsilon_0}{c^2}(F_{kj}F_l^j - \cdots).$$

Nun füge man die „Materie“ durch einen Zusatz $-T_{kl}$ auf der rechten Seite dieser Gleichung hinzu, genau so, wie man das immer macht, also ohne einen von $\kappa$ abhängigen Faktor. Für $T_{kl}$ kann man z. B. den Ingenieurtensor wählen oder den Energietensor der skalaren Feldtheorie, der (9) mit $\varphi(\kappa) = \alpha(\kappa) \equiv 1$ entspricht. Die Gleichung, die aus ($\boldsymbol{T}$) bei Variation nach $\kappa$ folgt, bleibt *ungeändert*. Aus diesen Gleichungen folgen die Bewegungsgleichungen der Materie kraft der Identitäten und der *Gleichung, welcher $\kappa$ genügt*. Diese Regeln sind dem Postulat I oder II äquivalent.

Wenn man $T_{kl}$ noch mit einer von $\kappa$ abhängigen Funktion multipliziert, muß auch in der Gleichung, die durch Variation nach $\kappa$ entsteht, ein Zusatz gemacht werden, der proportional zu $g^{kl}T_{kl}$ sein wird, sonst sind die Gleichungen nicht kompatibel.

Diesen Zusatz kann man vielleicht erraten, aber es scheint mir natürlicher, ihn aus dem Variationsprinzip herzuleiten.

Aus

$$\frac{1}{f}\left(\bar{G}_{kl} - \frac{1}{2}\bar{g}_{kl}\bar{G}\right) + \cdots = \frac{\varepsilon_0}{c^2}\left(F_{kj}F_l^j - \frac{g_{kl}}{4}F_{kj}F^{kj}\right) - T_{kl}$$

erkennt man, daß $f$ die Gravitationskonstante sein muß. Für langsam veränderliches $\kappa$ folgt ja hieraus für einen Massenpunkt im unrelativistischen Grenzwert: $\phi$ ist das Gravitationspotential:

$$\frac{1}{f}\Delta\phi = m\delta(\boldsymbol{x} - \boldsymbol{\xi}).$$

Andererseits ist die Bewegungsgleichung des geladenen Massenpunktes gemäß

$$\delta\left[m\int\sqrt{g_{kl}\dot{\xi}^k\dot{\xi}^l}\,d\lambda - e\int\Phi_k\dot{\xi}^k\,d\lambda\right] = 0$$

für verschwindende Schwerkraft:

$$m\ddot{\xi}^k = eF^k{}_l\dot{\xi}^l.$$

$F_{kl}$ ist die Rotation von $\phi_k$. Also ist $eF_{kl}$ die Kraft und $m$ die träge Masse. $fm$ ist somit die „schwere Masse“, d. h. $fm$ bestimmt das Gravitationsfeld. Ist das nun alles klar genug?

Mit besten Grüßen Ihr M. Fierz

N. B. wenn man von (3′) + (4) als Variationsprinzip ausgeht, so erscheint in (2) (S. 1 dieses Briefes)

$$\varphi(\kappa)T_{kl}$$

auf der rechten Seite von (2), und in (1) erhält man den Zusatz

$$\frac{\partial \varphi}{\partial \kappa} T_k{}^k.$$

$$\varphi(\kappa) T^{kl}$$

ist dann nicht mehr divergenzfrei. Setzt man nämlich die Divergenz von $\varphi(\kappa)T^{kl}$ gleich Null, so folgt

$$\frac{d}{d\tau}(\varphi \dot{\xi}^i) + \dot{\xi}^r \dot{\xi}^s \varphi \Gamma^i_{rs} = 0,$$

während in Wirklichkeit dieser Ausdruck $= \frac{\partial \varphi}{\partial \xi^r} g^{ri}$ sein muß. Dieser rechten Seite entspricht dann aber der Zusatz $\frac{\partial \varphi}{\partial \kappa} T_k{}^k$ in der Gleichung (1). Macht man in (1) den Zusatz, so folgt aus (1) und (2) die richtige Bewegungsgleichung für $\xi^k(\tau)$, und alles ist kompatibel. Da man aber – wenn man nicht raten will – die von $T_{ik}$ bzw. $T_k{}^k$ abhängigen Zusätze zu 2 und 1 am besten aus dem Variationsprinzip herleitet, so scheint es mir am einfachsten, auch die Bewegungsgleichung für $\xi^k(\tau)$ aus diesem zu gewinnen. Wenn man die Massenpunkte nicht liebt, weil $T^{ik}$ da singulär ist, so beschreibe man die Materie quasi-wellenmechanisch durch ein Skalarfeld $\Psi$ gemäß (9) bzw. (11). Da dem Postulat II gemäß die Metrik wieder

$$\bar{g}_{ik} = \varphi^2 g_{ik}$$

sein muß, ist der Energietensor jetzt, bis auf den Faktor $\frac{\alpha(\kappa)}{\varphi^2(\kappa)}$ derjenige, den man immer für Skalarfelder $\Psi$ findet. Man erhält aber, falls $\alpha/\varphi^2 \not\equiv 1$ in der Gleichung, die durch Variation nach $\kappa$ folgt, einen Zusatz

$$\sim \frac{\partial(\alpha/\varphi^2)}{\partial \kappa} \frac{1}{2} (\hbar^2 \psi_{|k} \psi^{|k} - m^2 c^2 \psi^2).$$

Die Gleichung (12) ist dann eine Folge der Gleichungen für $\kappa$ und $\bar{g}_{ik}$. Der Materietensor genügt aber allein keinem Erhaltungssatz, weil eben gewissermaßen Energie an das $\kappa$-Feld abgegeben wird. Nun, das ist ja auch klar, wie mir scheint. (Bemerkung S. 13 unten meiner Arbeit.) M. Fierz

[1] Vgl. den Brief [2479].

[2] Der ungarische Violinist Sándor Végh (geb. 1912), der damals auch in Basel und Freiburg i. Br. Musikunterricht erteilte, hatte in Budapest ein eigenes Quartett gegründet, mit dem er seit Mitte der vierziger Jahre internationale Konzerttourneen unternahm, bei denen er gelegentlich als Solist auftrat.

[3] Fierz bezieht sich hier auf seine physikalische Deutung (1956b) der erweiterten Gravitationstheorie von Jordan, die Pauli in seiner im Wintersemester 1956/57 wiederholten Vorlesung über „Probleme der allgemeinen Relativitätstheorie“ behandeln wollte (vgl. hierzu auch Enz [202, S. 520]).

## [2486] Heisenberg an Pauli

Göttingen, 31. Januar 1957[1]

Lieber Pauli!

Über Deinen Brief vom 29. 1.[2] war ich sehr froh, denn wenn auch unsere physikalischen Glaubensbekenntnisse noch die entgegengesetzten sind, so sind sich unsere Ansichten über den mathematischen Sachverhalt doch sehr viel nähergekommen, und ich bitte Dich, hier nicht müde zu werden, bevor völlige Einigkeit über die Mathematik erzielt ist.

Ein Punkt der Uneinigkeit scheint noch die Frage nach der Existenz einer Lösung der Integralgleichung mit *einfachem* Pol. Ich kann diesen Beweis noch nicht in aller mathematischen Strenge führen, möchte ihn aber doch ein Stück weit entwickeln.

Es handelt sich um eine Integralgleichung des Typs

$$\phi(k)\chi(\omega) = \int d\omega' \phi(k') f(\omega, \omega') + g(\omega) \tag{1}$$

wobei $\chi(\omega)$ sich bei $\omega \sim \omega_0$ wie $(\omega - \omega_0)^2$ verhält. (Ich darf wohl $d\omega'$ statt $dk'$ schreiben und Winkelintegrationen ausgeführt denken.)

Ich setze

$$\phi(k) = \varphi(k) + b\delta(\omega - \omega_0) \tag{2}$$

und bestimme $b$ so, daß die rechte Seite von (1) für $\omega = \omega_0$ verschwindet:

$$\int \varphi(k') f(\omega_0, \omega') d\omega' + b f(\omega_0, \omega_0) + g(\omega_0) = 0. \tag{3}$$

Das Integral ist jetzt als reiner Hauptwert, ohne $\delta$-Anteil, gemeint. Dann lautet die Integralgleichung für $\varphi(k)$:

$$\varphi(k)\chi(\omega) = \tag{4}$$

$$\int \frac{d\omega' \varphi(k')[f(\omega, \omega') f(\omega_0, \omega_0) - f(\omega_0, \omega') f(\omega, \omega_0)] + g(\omega) f(\omega_0, \omega_0) - g(\omega_0) f(\omega, \omega_0)}{f(\omega_0, \omega_0)}.$$

Diese Integralgleichung bewirkt von selbst, daß $\varphi(k)$ sich bei $\omega - \omega_0$ wie $\frac{\text{const.}}{\omega - \omega_0}$ verhält, da die rechte Seite bei $\omega = \omega_0$ verschwindet. Ich kann sie also z. B. durch eine Neumannsche Reihe zu lösen suchen:

1. Näherung

$$\varphi_1(k) = \frac{g(\omega) f(\omega_0, \omega_0) - g(\omega_0) f(\omega, \omega_0)}{f(\omega_0, \omega_0)\chi(\omega)} \tag{5}$$

2. Näherung

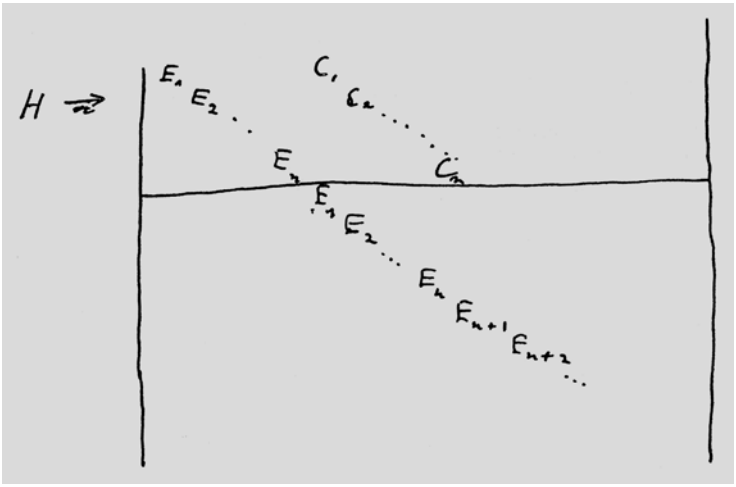
$$\varphi_2(k) = \tag{6}$$

$$\int \frac{d\omega' \varphi(k')[f(\omega, \omega') f(\omega_0, \omega_0) - f(\omega_0, \omega') f(\omega, \omega_0)] + g(\omega) f(\omega_0, \omega_0) - g(\omega_0) f(\omega, \omega_0)}{f(\omega_0, \omega_0)\chi(\omega)}$$

usw.

Ich kann Dir zwar noch nicht streng beweisen, daß diese Reihe konvergiert, aber Du wirst mir zugeben, daß die Physiker normalerweise glauben würden, daß die Lösung durch (5), (6) usw. hinreichend definiert sei.

Erlaube mir also für den Moment, die Existenz der Lösung vorauszusetzen; dann stellt sich das Problem im Ganzen doch so dar: Wie Du ausgeführt hast, läßt sich die Hamiltonfunktion im gegebenen Hilbertraum nicht vollständig diagonalisieren. Im Ganzen (einschließlich aller höheren Sektoren) läßt sich die Lage also schematisch so ausdrücken:




Die Eigenfunktionen zu den Zuständen *unter* dem Strich genügen der Gleichung $H\psi = E\psi$. Ich darf wohl voraussetzen, daß diese Funktionen auch der Asymptotenbedingung meines Briefes genügen, also die „normalen" Funktionen sind. Die Funktionen *über* dem Strich genügen *nicht* der Gleichung $H\psi = E\psi$, sind aber notwendig, um den Hilbertraum vollständig aufzuspannen.

Wenn Du nun den Teil *unter* dem Strich „Hilbertraum I" und den *über* dem Strich „Hilbertraum II" nennst, hast Du das, was ich seit drei Jahren behaupte. Zur Darstellung der Vertauschungs-Relationen braucht man auch die Funktionen über dem Strich, d. h. den Hilbertraum II. Zur Darstellung der Physik aber, in der man sich nur für Eigenwerte der Gleichung $H\psi = E\psi$ und für Wirkungsquerschnitte interessiert, genügt der Hilbertraum I. An dieser Stelle werden bei Dir sicher noch Hemmungen auftreten, da hier ein Schritt getan werden muß, der dem Sprung von der klassischen in die relativistische Mechanik entspricht: man muß sich zu der Hypothese durchringen, daß die Anfangszustände immer schon so sind, daß man im Hilbertraum I ist. Aber dieses mein „Verbot" ist weniger revolutionär als das „Pauli-Verbot": Du mußtest zusätzlich behaupten, daß alle Anfangszustände schon antimetrisch sind. Ich muß nur behaupten, daß sie von vornherein Lösungen der Gleichung $H\psi = E\psi$ (und nicht etwa der komplizierteren Gleichung $H\psi_B = E\psi_B + C\psi_A$) sind, und das hatte Schrödinger vor 30 Jahren ja auch schon gefordert, diese Forderung ist also keineswegs originell.

All das setzt natürlich die Existenz von Streuzuständen im Hilbertraum I voraus, sonst könnte man Streuvorgänge nicht darstellen, und Du willst vielleicht die Konvergenz der Neumannreihe nicht glauben. Aber ich möchte doch ausdrücklich fragen, ob Du dann, *wenn* die Streuzustände im Hilbertraum I

existieren, mit meiner Analyse einverstanden bist, *soweit sie die Mathematik betrifft*, und Deine physikalischen Vorbehalte *nur von der Frage der Kausalitätsverletzungen* kommen.

Zu der Festlegung der Konstante $b$ in (3), vor der $\delta$-Funktion, sei noch bemerkt, daß die Mathematik dann, wenn $b$ nicht bestimmt wäre, d. h. wenn man noch frei wählen könnte, ob und mit welcher Intensität $V_0$-Teilchen einlaufen, *nicht* mehr physikalisch interpretiert werden könnte. Denn dann wäre das Problem durch die einfallenden $N$ und $\theta$-Teilchen nicht mehr vollständig bestimmt. Woher sollte man physikalisch wissen, wieviel $V_0$-Teilchen einfallen, da sie ja (wegen der Norm Null) weder Energie noch Impuls besitzen? Die Festlegung von $b$ durch (3) ist also für die Interpretierbarkeit entscheidend.

Du fragst mich noch nach Källéns Rechnungen.[3] Mit diesen bin ich natürlich völlig einverstanden; ich hatte Dir ja schon vorher geschrieben, daß die Eigenfunktion von $V_{\mathrm{Dip}}$ nötig sei, um die Lösung für ein lokales Problem darzustellen. Mit meiner Analyse scheinen mir die Källénschen Resultate voll im Einklang, bedeuten allerdings nur wenig für die Aufklärung der gestellten Probleme. Wenn man die Frage nach dem Vorzeichen der Norm eines diskreten stationären Zustands im System $N + V = 2N + \theta$ ernsthaft behandeln wollte, müßte man die Eigenfunktion in ihrem asymptotischen Verhalten für große Abstände zwischen $N$ und $V$ untersuchen (was Källén nicht getan hat, weil er überhaupt keine Quantenmechanik für die schweren Massen getrieben hat). Aus der Forderung, daß $H\psi = E\psi$ auch asymptotisch gelten soll, wird möglicherweise folgen, daß in der Eigenfunktion die beiden Eigenzustände der Källénschen Rechnung in einer bestimmten Mischung auftreten. Jedenfalls aber wird die Norm dieses gebundenen Zustands (wenn er existiert, was wiederum Källén nicht gezeigt hat) positiv sein, wie man sofort sieht, wenn man ihn (etwa durch ein äußeres „elektrisches“ Feld) in seine Bestandteile $N + V_0$ und $2N + \theta$ zerlegt; denn der erste Anteil gibt Null, der zweite etwas Positives, und $N + V_{\mathrm{Dip}}$ kann nicht vorkommen wegen $H\psi = E\psi$. Daß für kleine Abstände zwischen $N$ und $V$ dabei ein Geisterzustand mit negativer Norm mitspielt, schadet ebensowenig wie das Mitspielen des nackten $V$-Teilchens mit negativer Norm im System $N + \theta$.

Aber, wie gesagt, im Augenblick sind mir die physikalischen Glaubensbekenntnisse uninteressant, aber die Einigung über die Mathematik wäre mir sehr wichtig. Ich bitte Dich also noch um etwas Geduld und insbesondere darum, mir die Stellen anzugeben, wo Du mit meiner mathematischen Analyse nicht einverstanden bist, falls es solche noch gibt.

Mit vielen Grüßen Dein W. Heisenberg

[1] Zusatz von Pauli: „Beantwortet 4. II.“
[2] Vgl. den Brief [2480].
[3] In dem genannten Brief [2480].

## [2487] Salam an Pauli

London, 31. Januar 1957

Dear Prof. Pauli!

I hasten to write of a grievous error in my letter yesterday.[1] $T\omega$ places *no* restrictions on $\beta$-decay interactions. I apologize for this error. I took this remark from one of my collaborators and wrote it without checking. Many apologies once again.

Yours sincerely A. Salam

[1] Vgl. den Brief [2482].

## [2488] Touschek an Pauli[1]

[Rom], 31. Januar 1957
[Maschinenschrift]

Lieber Herr Professor Pauli!

Vielen Dank für Ihren Brief[2] und den Hinweis auf die Arbeiten von Salam[3] und Yang und Lee.[4] Daß sich ähnliche Ideen nicht verhindern lassen, liegt wohl daran, daß es so viele gibt, denen man erlaubt, theoretische Physik zu betreiben und die man sogar noch dafür zahlt. Das Resultat ist natürlich, daß man entweder zum homerischen Gewure[5] jener, die anderen Unsinn veröffentlichen, hastig ein Vorzeichen verliert, oder aber im Chore mit allen jenen, die diesmal recht haben, die richtige Antwort brüllt. Ein Maß für die Richtigkeit bildet dann der Glaube daran, daß die Fehler sich nur inkohärent addieren.

Seit meinem letzten Brief habe ich meinen Vorschlag ein wenig abgeändert, und er scheint mir jetzt erheblich vernünftiger. Insbesondere glaube ich, eine Andeutung eines Zusammenhangs zwischen der Nichterhaltung der Parität im $K$-Zerfall und der Frage nach dem Michelschen $\rho$ zu sehen.[6] Die neue Formulierung ist die folgende:[7]

Die Lagrangedichte soll unter der Transformation

$$\nu' = e^{i\gamma_5\alpha}\nu \quad \psi_i' = e^{in_i\alpha}\psi_i \tag{1}$$

invariant sein. Hier ist $\nu$ der Neutrino Spinor, $\psi_i$ irgendein anderer Feldoperator und $n_i$ eine für diesen Feldoperator charakteristische Zahl. Teilchen und Antiteilchen haben entgegengesetztes $n$. Solange Wechselwirkungen mit dem Neutrinofeld vernachlässigt werden können, bleibt $n$ erhalten. Ähnlich wie die Strangeness ist also $n$ eine gute Quantenzahl der starken Wechselwirkungen.

Man kann nun leicht zeigen, daß für alle Fälle, in denen ein Neutrino erzeugt oder vernichtet [wird], für $n$ die Auswahlregel

$$\Delta n = \pm 1 \tag{2}$$

gilt und daß die Parität in diesem Falle nicht erhalten bleibt. Das erklärt eine – experimentell wahrscheinliche – vollständige Polarisation des $\mu$-Mesons beim $\pi$-Zerfall.

Interessanter sind die Prozesse, in denen zwei Neutrinos erzeugt werden – wie zum Beispiel im $\mu$-Zerfall. Hier lassen sich grundsätzlich zwei Möglichkeiten unterscheiden, je nachdem, ob man annimmt, daß die beiden Neutrinos von gleichem oder ungleichem Typ sind. Man hat demnach die folgenden beiden Möglichkeiten für die Lagrangedichte der Störung:

$$L'' = F(\bar{\nu}\Gamma\nu) + \text{hermitesch conjugiert} \tag{3a}$$

$$L'' = F(\bar{\nu}\Gamma\nu^{+}) + \text{hermitesch conjugiert.} \tag{3b}$$

$F$ ist eine aus den Elektronen- und $\mu$-Operatoren gebildete Größe, die sich unter eigentlichen Lorentztransformationen nach S (skalar), V oder T transformiert. Die Gleichungen (3) sollen unter eigentlichen Lorentztransformationen invariant sein. In (3b) benütze ich die ‚Majorana gauge', in der Komplex-Konjugation und Ladungskonjugation identisch sind. $\nu^{+}$ transformiert sich wie $\nu$ unter eigentlichen Lorentztransformationen. Unter dem Invarianzprinzip (1) ergeben sich dann die folgenden in der Tabelle dargestellten Möglichkeiten:

| | S, P | V, A | T |
|---|---|---|---|
| (3a) | 2<br>Nein | 0<br>Ja | 2<br>Nein |
| (3b) | 0<br>Ja | 2<br>Nein | 0<br>Ja |

(4)

Die Zahlen geben die Auswahlregeln für $\Delta n$, ‚Ja' und ‚Nein' beantwortet die Frage: ‚Ist Erhaltung der Parität möglich?' Der experimentelle Wert von $\rho$ hat zur Folge, daß wir die richtige Theorie in der ersten Zeile von (4) suchen. Ledermans (?) Beobachtung der Anisotropie im $\pi$-Zerfall[8] zwingt uns dann, (3a T) zu wählen. Denn (3a V, A) erlaubt Paritätserhaltung, und (3a S, P) gibt keine Anisotropie im Mittel über die Spins der Neutrinos. Ob es auch eine S, P-Komponente im $\mu$-Zerfall geben soll, ist allenfalls durch zahlenmäßigen Vergleich mit der Ledermanschen Anisotropie zu bestimmen und wird gegenwärtig fieberhaft untersucht.

Hieran schließt sich nun die wichtige Beobachtung, daß $n$ nicht notwendigerweise die Neutrinozahl (= Zahl der Neutrinos minus Zahl der Antineutrinos) ist. In einer Theorie des Typs (3a) ändert sich nämlich die Neutrinozahl nicht, während sich $n$ um zwei Einheiten ändert. Andererseits verlaufen die Prozesse (3a) mit einer Geschwindigkeit, die keineswegs langsamer ist als für die Prozesse, in denen nur ein Neutrino erzeugt wird. Die Zahl der emittierten Neutrinos hat daher offenbar nichts mit der Wahrscheinlichkeit eines Paritätswechsels zu tun. Ich glaube daher, daß die Frage nach einer Erklärung der Nichterhaltung der Parität im Falle des K-Mesons etwas anspruchsvoll ist, und ich wäre viel eher bereit zu fragen: Warum soll gerade beim K-Zerfall die Parität erhalten bleiben? Denn wenn man mein Invarianz-Prinzip (1) glaubt, ergibt sich doch die folgende Situation: Es existiert eine Quantenzahl $n = \sum n_i$, die im Falle verschwindender Fermikonstante konstant bleibt. Wenn die Fermikonstante von Null verschieden ist, kann $n$ nicht konstant bleiben. Wenn ein Neutrino emittiert wird, kann die

Parität nicht erhalten bleiben, wenn ein Neutrino und ein Antineutrino emittiert werden, braucht sie nicht erhalten bleiben. Eine solche Theorie hätte man lange vor der Entdeckung des K-Zerfalls vorschlagen können, die Nichterhaltung der Parität im $\beta$-Zerfall und vielleicht auch in der $\pi\mu$-Kette wäre als Beweis einer solchen Theorie gewertet worden, und niemand hätte nach der Entdeckung des K-Mesons vom $\theta, \tau$-puzzle gesprochen, da man ja schon früher gelernt haben würde, daß in ‚langsamen' Prozessen die Parität im allgemeinen nicht erhalten bleibt.

Die Anwendung Ihres ‚Strong Reflexion Theorems' auf die Nichterhaltung der Parität ist meines Wissens in einer der unzähligen Arbeiten von Gatto ventiliert worden (Nuovo Cimento 1956).[9] Ich versuche mir seit etwa einer Woche zu erklären, ob Invarianz unter CP (und nicht unter P) bedeutet, daß man zwischen Teilchen und Antiteilchen unterscheiden kann: etwa $n > 0$ Teilchen, $n < 0$ Antiteilchen?

Mit vielen herzlichen Grüßen, auch an Frau Pauli, Ihr Bruno Touschek

[1] Bruno Franz Xaver Touschek war am 3. Februar 1921 in Wien geboren und hatte dort von 1931–1938 das Piaristengymnasium besucht. Nach Beginn seines Studiums an der Universität Wien wurde er 1940 aus politischen Gründen des Landes verwiesen. Anschließend an einen kurzen Aufenthalt bei Sommerfeld in München arbeitete er während des Krieges als Industriephysiker in Hamburg und Berlin. Neben privaten Studien war er auch an der Entwicklung des Klystrons und Wideroes Betatron beteiligt. Erst nach Kriegsende konnte er sein Universitätsstudium wieder aufnehmen und im April 1946 sein Physikdiplom in Göttingen erwerben. Nach verschiedenen Aufenthalten in Großbritannien erwarb er im Oktober 1949 sein Ph.D. in Glasgow, wo er anschließend Lektor wurde. 1953 wurde er als Professor an die *Scuola di Perfezionamento* der Universität in Rom berufen. Vgl. hierzu auch den Kommentar im Band **IV**/2, S. 287ff.

[2] Diese Briefe, auf die Touschek auch in seiner Veröffentlichung (1957b, S. 1291) hinweist, sind leider verschollen. Touschek, der ebenfalls aus Österreich stammte (vgl. Band **IV**/2, S. 287ff.), stand in einer sehr engen Beziehung zu Pauli, die sich in einem umfangreichen und leider nur zum Teil erhaltenen Briefwechsel äußerte. Er besaß auch zwei Katzen, eine schwarze, die er Planck nannte, und eine gestreifte namens Pauli {vgl. Amaldi (1981, S. 15)}.

[3] Salam (1957a).

[4] Lee und Yang (1957a).

[5] Offenbar handelt es sich hier um eine Abwandlung der bekannten Redewendung „homerisches Gelächter" (vgl. *Odyssee* **8**, 326 und **20**, 346), d. h. ein schallendes, nicht enden wollendes Gelächter der Götter. Weil es sich bei diesem Schreiben um eine Maschinenschrift handelt, muß ein Lesefehler ausgeschlossen werden.

[6] Vgl. Michel (1952b). – Vgl. hierzu auch Wu (1960, S. 290) und Paulis Bemerkungen (1958k, S. 174).

[7] Vgl. Touschek (1957a, b).

[8] Vgl. Garwin, Lederman und Weinrich (1957). Diese Ergebnisse waren am 15. Januar 1957 zur Veröffentlichung eingereicht worden. Siehe hierzu auch die spätere Darstellung von Garwin (1973).

[9] Vgl. Gatto (1956a, b, c).

## [2489] Heisenberg an Pauli

Göttingen, 1. Februar 1957

Lieber Pauli!

Trotz Deiner Mahnung, die Diskussion eine Zeitlang ruhen zu lassen, kann ich es nicht unterlassen, Deinen gestrigen Brief[1] gleich zu beantworten, da ich auf Deine Bemerkungen überall klare und einfache Antworten weiß.

Sektor I. $V$ bzw. $N, \theta$

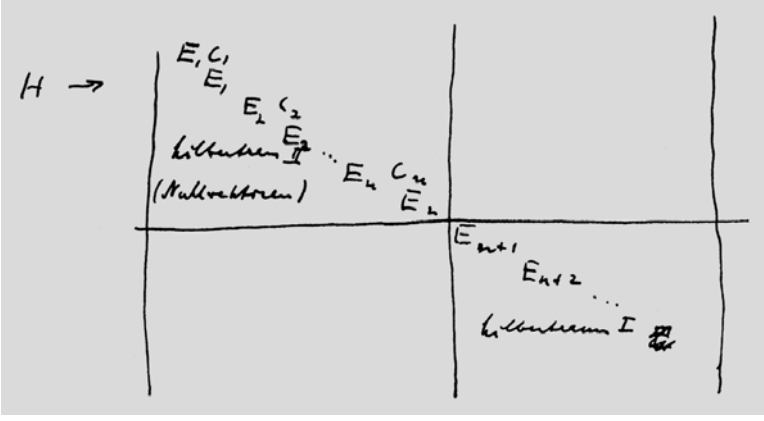
Du hast natürlich völlig recht damit, daß $V_0$ und $V_{\mathrm{Dip}}$ völlig äquivalent sind (Du schreibst $\psi_A$ und $\psi_B$) und daß es abwegig wäre, zu sagen, „$A$ ist brav, $B$ ist böse“. Denn *beide* haben die Norm Null, bei Übergang zur anderen Darstellung (ket zu bra) vertauschen sie ihre Rollen. Auch wäre die $S$-Matrix in einem Streuproblem, das beschränkt wäre auf

$$\left.\begin{matrix} N+2\theta \\ V_{\mathrm{Dip}}+\theta \end{matrix}\right\} \leftrightarrow \left\{\begin{matrix} N+2\theta \\ V_{\mathrm{Dip}}+\theta \end{matrix}\right.$$

genauso unitär wie in dem System

$$\left.\begin{matrix} N+2\theta \\ V_0+\theta \end{matrix}\right\} \leftrightarrow \left\{\begin{matrix} N+2\theta \\ V_0+\theta. \end{matrix}\right.$$

„Böse“ ist nur das gleichzeitige Auftreten *beider* Zustände, da ihr skalares Produkt *nicht* verschwindet und daher die Gesamtnorm verderben kann. Die entscheidende Frage ist also nicht: $V_0$ oder $V_{\mathrm{Dip}}$ – das hängt von der Darstellung ab – sondern: Doppelpol oder einfacher Pol. Daß ich bisher $V_0$ als „brav“, $V_{Dip}$ als „böse“ behandelt hatte, lag an der gewählten Darstellung, und ich hätte statt $V_{\mathrm{Dip}}$ stets sagen sollen: $V_0$ und $V_{\mathrm{Dip}}$, was in der Tat „böse“ ist. Die Einteilung des Hilbertraums sollte man also auch richtiger wohl so schreiben:




Die Zustände des Hilbertraums I sind dann durch die Bedingung charakterisiert, daß in jeder der beiden Darstellungen die Schrödingergleichung in der üblichen Form gilt (nicht in Deiner abgeänderten) und daß daher im asymptotischen Verhalten nur je einer der beiden konjugierten Zustände des Hilbertraums II oder ein Zustand des Hilbertraums I vorkommen kann.

Sektor II. $N+2\theta$

Der entscheidende Punkt bleibt also nach wie vor: Doppelpol oder einfacher Pol. Wir sind jetzt offenbar darüber einig, daß die Zustände mit Doppelpol physikalisch *nicht* interpretiert werden können.

Die Lösung mit einfachem Pol (für *jede* einfallende Welle aus $N$ und $2\theta$, wobei aber erst durch die Rechnung der Anteil an $N + V_0$ zu bestimmen ist) habe ich Dir im letzten Brief als Neumannsche Reihe angegeben. Da ich bisher keinen Grund dafür sehen kann, daß diese Reihe weniger konvergiert als alle anderen Reihen für analoge Probleme der gewöhnlichen Quantenmechanik und Du auch keinen Grund dafür angegeben hast, halte ich mich bis auf weiteres für berechtigt, die Existenz der Lösung für jedes System einfallender $N + 2\theta$-Wellen anzunehmen.

Sektor III. $N + V$

Die Mitteilung von Källén, daß es keinen diskreten Zustand geben kann, da $\frac{\partial \omega_0}{\partial r} = 0$ nicht vorkommt, enthebt mich bis auf weiteres der Untersuchung des Verhaltens der Eigenfunktion für große Abstände, obwohl das auch kein schwieriges Problem wäre. Für die Streuung $2N + \theta$ aber gelten alle Überlegungen über den einfachen Pol ungeändert wie im Sektor $N + 2\theta$.

Am kommenden Dienstag will ich nach Ascona fahren, und meine Anschrift dort lautet: Werner Heisenberg, Ascona, Casa Londra. Es wäre sehr nett, wenn wir uns, etwa gemeinsam mit unseren Frauen, irgendwo zum Wochenende treffen könnten. Ich werde Dich also gelegentlich anrufen. Zur Fortsetzung der Korrespondenz bin ich stets gern bereit, ebenso aber auch dazu, es zu respektieren, wenn Du den Kampf zunächst als hoffnungslos aufgibst und erst weitere Kräfte sammeln willst.

Viele herzliche Grüße Dein W. Heisenberg

[1] Vgl. den Brief [2483].

## [2490] Pauli an Heisenberg

Zürich, 2/5. Februar 1957

Lieber Heisenberg!

Dein Brief vom 31. Januar[1] ist wieder ein reeller Fortschritt! Du gibst zu, daß Du die Existenz einer Lösung mit einfachem Pol beim Lee-Modell *nicht* beweisen kannst. (Von Deinem Beweisansatz glaube ich natürlich keine Silbe.)* Damit läßt sich aber nun das Rational-Logische vom Irrationalen (Intuitionen, Erwartungen, „Glaubensbekenntnisse“) trennen.

Ich will einmal versuchen, die Lage zu resümieren und gerade diejenigen mathematischen Probleme hervorzuheben, deren Bedeutung und Schwierigkeit Du zu unterschätzen scheinst. Ob man beim Lee-Modell nun noch überhaupt weitergehen soll, ist mir fraglich. Eine gute, saubere Diskussion der Integralgleichung im Sektor ($N + \theta + \theta'$ und $V + \theta$) des Lee-Modells halte ich für *schwierig*, sicher mühsam, vielleicht nur mit graphischen Methoden zu machen. Källén und mir ist es *nie* gelungen, wir haben keinen Ansatz für die Lösung der Integralgleichung. Es fragt sich, ob man so viel Anstrengung auf dieses doch sehr akademische Modell verwenden soll.

Doch will ich nochmals (siehe früheren Brief) der Klarheit halber darauf hinweisen, daß schon eine etwas *schwächere* Bedingung als die Deine genügt, um Unitarität der S-Matrix auszudrücken. (Energien sind immer als Energiedifferenzen zum freien $N$-Teilchen gemeint; $\omega$, $\omega'$ gegebene Energien von $\theta$ und $\theta'$ im Anfangszustand, $\omega''$ *variable* Energie des $\theta$-Teilchens in der Lösung, $\phi(\omega'')$ Wahrscheinlichkeitsamplitude des Zustandes $|1_V, 0_N, 1_{k''}\rangle$ in der Lösung, es ist ohnehin alles *isotrop* im Lee-Modell.)

Setze dann

$$\phi(\omega'') = \frac{U(\omega, \omega'; \omega'')}{\chi(\omega + \omega' + \omega'')};$$

($\omega$, $\omega'$ Parameter)

$$\omega + \omega' - \omega'' = z; \quad \omega'' = \omega + \omega' - z;$$

$$f(z) \equiv |U(\ldots; \omega'')|^2.$$

---

Für $z$ nahe $\omega_0$ gilt

$$\frac{f(z)}{\chi(z)} = \frac{C_{-2}}{(z-\omega_0)^2} + \frac{C_{-1}}{z-\omega_0} + \cdots$$

$$\chi(\omega_0) = \chi'(\omega_0) = 0.$$

Die Bedingung für Unitarität der $S$-Matrix ist

$$C_{-1} \equiv \frac{2}{2}\frac{\chi'''(\omega_0)}{[\chi''(\omega_0)]^2} f(\omega_0) + \underset{\text{das ist das } C \text{ meines letzten Briefes}^2}{\underset{\downarrow}{\frac{2}{\chi''(\omega_0)}}} f'(\omega_0) = 0. \tag{1}$$

Es bedeutet, daß das Zusammenspiel der $\delta'$-Funktion (zweiter Term) und der $\delta$-Funktion (erster Term) in der Lösung gerade so ist, daß der Beitrag der Dipolzustände zur Bilanz der Vollständigkeitsrelation verschwindet.

Diese Bedingung ist *insbesondere* erfüllt, wenn

$$f(\omega_0) = 0 \quad \text{und} \quad f'(\omega_0) = 0. \tag{1a}$$

Dies ist der Fall, wenn in (1) für $z = \omega_0$, $U$ den Faktor $(z - \omega_0)$ enthält, so daß $\phi$ dort nur einen einfachen Pol hat; weder $\delta'$- noch $\delta$-Funktion sind dann vorhanden.

Källén und ich waren uns immer darüber klar, daß wir die *Un*gültigkeit von (1) nicht direkt bewiesen haben, da wir nicht im Besitze einer Formel für die Lösung sind. (Es ist übrigens *nicht* bekannt, ob in diesem Sektor noch weitere „Geister" liegen oder nicht.) Ebenso gibst Du nun zu, die Existenz einer Lösung mit einfachem Pol nicht bewiesen zu haben.

Die Situation ist also die: *während Källén und ich die allgemeine Gültigkeit von (1)*[3] *für ein „Wunder" halten, für das kein Grund allgemeiner Art vorliegt, hoffst Du immer noch, sogar die stärkere Bedingung (1a) beweisen zu können.*

Ich verwende im folgenden immer die Ausdrücke „das Dipolzustandspaar ist (auf der Energieschale) angeregt", „die $S$-Matrix für die normalen Zustände (ich

bezeichne *beide* Zustände des Dipolpaares als ‚anormal', zum ‚Hilbertraum II' gehörig, siehe unten) ist *nicht*-unitär", „die linke Seite der Gleichung (1) ist *nicht* Null" als *synonym*.[4]

---

Allgemeine Überlegungen (über das Lee-Modell hinausgehend).

Ich möchte gerne damit anfangen, diejenige Klasse von Modellen mit indefiniter Metrik zu charakterisieren, die hier betrachtet werden. Dabei muß ich mich der altmodischen Methode der Hamiltonfunktion bedienen, da mir die Tamm-Dancoff-Methoden zu wenig geläufig sind. Eine Übersetzung meiner Aussagen in die letztere sollte möglich sein. Dies muß ich aber den betreffenden Fachleuten (z. B. Haag, Zimmermann) in Göttingen überlassen.

Wir betrachten Transformationen ($\eta$ und $\eta H$ hermitesch)[5]

$$\begin{aligned} H' &= U^{-1}HU, \quad \eta' = U^*\eta U, \quad \Psi^\dagger = \Psi^*\eta \\ \Psi' &= U^{-1}\Psi, \quad \Psi^{\dagger\prime} = \Psi^\dagger U. \end{aligned} \tag{I}$$

(* = hermitesch-konjugiert, $^\dagger$ = adjungiert)

Diese sollen $H$ und $\eta$ auf eine *Normalform* bringen können. Diese ist verschieden für normale und anormale Zustände.

1. Normale Zustände,

$$\eta = \begin{pmatrix} 1 & & & \\ & 1 & & \\ & & 1 & \\ & & & \ddots \end{pmatrix}, \quad H = \begin{pmatrix} E_1 & & & 0 \\ & E_2 & & \\ & & \ddots & \\ 0 & & & \ddots \end{pmatrix} \qquad \text{diagonal.}$$

Das ist der „Hilbertraum I" in Deiner Terminologie. (Beispiel beim Lee-Modell: die Zustände $N + \theta + \theta'$.)

„Hilbertraum II", d. h. anormale Zustände ist folgendes:

2 a. Einfache reelle Wurzeln, aber

$$\eta = \begin{pmatrix} -1 & & & \\ & -1 & & \\ & & -1 & \\ & & & \ddots \end{pmatrix}, \quad H = \begin{pmatrix} E_1' & & & 0 \\ & E_2' & & \\ & & \ddots & \\ 0 & & & \ddots \end{pmatrix}.$$

2 b. Einfache konjugiert-komplexe Wurzeln

$E_k$-komplex

$$\eta = \begin{pmatrix} 0 & 1 & & & & \\ 1 & 0 & & & & \\ & & 0 & 1 & & \\ & & 1 & 0 & & \\ & & & & \ddots & \\ & & & & & \ddots \end{pmatrix}, \quad H = \begin{pmatrix} E_1 & 0 & & & & \\ 0 & E_1^* & & & & \\ & & E_2 & 0 & & \\ & & 0 & E_2^* & & \\ & & & & \ddots & \\ & & & & & \ddots \end{pmatrix}.$$

2 c. Grenzfall zwischen 1. + 2 a. und 2 b.

Dipolzustände, Doppelwurzel (die $C$'s sind reell)

$$\eta = \begin{pmatrix} 0 & 1 & & & & & \\ 1 & 0 & & & & & \\ & & 0 & 1 & & & \\ & & 1 & 0 & & & \\ & & & & \ddots & & \\ & & & & & \ddots & \end{pmatrix}, \quad H = \begin{pmatrix} E_1 & C_1 & & & & & \\ 0 & E_1 & & & & & \\ & & E_2 & C_2 & & & \\ & & 0 & E_2 & & & \\ & & & & \ddots & & \\ & & & & & \ddots & \end{pmatrix}.$$

Ich sehe keinen Grund, das Zustandspaar des Dipols auseinanderzureißen, da die Situation in bezug auf die *beiden* Elemente des Paares ganz symmetrisch ist. Es ist ja nur das Verhalten von $\psi^\dagger$ und von $\psi$ bei beiden Zuständen vertauscht. Doch nehme ich wohl an, Du seist mit der hier vorgeschlagenen Terminologie einverstanden.[6]

Das Lee-Modell gehört (in allen Sektoren) zu dieser Klasse von Modellen indefiniter Metrik. Es scheint mir nicht nötig, noch allgemeinere Klassen zu betrachten. – Natürlich kann man U-Transformationen (I) benutzen, um aus dieser Normalform andere herzustellen.

Du interessierst Dich nun, damit die anormalen Zustände harmlos sind, für die Frage: *gibt es besondere Modelle, wo die anormalen Zustände nur aus solchen des Dipolfalles 2c. bestehen?* Solche Modelle, deren Existenz ich *nicht* für erwiesen, ja nicht einmal für plausibel halte, möchte ich „Heisenberg-Modelle" (kurz: „H-Modelle") nennen.

Ihre Existenz scheint mir an zwei wesentliche Bedingungen gebunden.

I. *Es darf keine Störungen geben, bei denen ein Dipolzustandspaar in zwei Zuständen mit einfachen Wurzeln aufspaltet*

Hier scheint mir eine sehr empfindliche Lücke in Deiner Mathematik. In Deinem Brief vom 31. 1.[7] ist dieser Punkt z. B. völlig unter den Tisch gefallen. Schreibt man sich nämlich irgendeine Störungsenergie $W$ hin, so sind natürlich auch hier die Matrixelemente

$$(A \mid W \mid B) = \int \psi_A^\dagger W \psi_B \qquad \text{oder Summe}$$

(Achtung: $\psi^\dagger$, nicht $\psi^*$)

auf der *Energieschale* für die Energieänderung in erster Näherung maßgebend. Ich vermute, wenn es sich um ein Kontinuum handelt, so sind, von Streuproblemen (siehe unten) abgesehen, nur die Matrixelemente

$$W \equiv \begin{pmatrix} W_{AA} & W_{AB} \\ W_{BA} & W_{BB} \end{pmatrix}.$$

Die Realitätsbedingungen sind hier:[8]
$W_{AA}$, $W_{BB}$ konjugiert komplex,
$W_{AB}$, $W_{BA}$ beide reell!

innerhalb eines Kastens

$$H_0 \equiv \begin{pmatrix} E_0 & C \\ 0 & E_0 \end{pmatrix}$$

(bringe $H_0 + W$ mit U-Transformation auf Normalform) maßgebend. Im allgemeinen Fall spaltet der Dipolzustand auf:[9] entweder in zwei konjugiert komplexe Wurzeln

$$\underset{\text{„anomale Zustände“}^{10}}{\begin{pmatrix} E & 0 \\ 0 & E^* \end{pmatrix}}, \quad \eta' = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix},$$

oder in zwei reelle Wurzeln

$$\begin{pmatrix} E_1 & 0 \\ 0 & E_2 \end{pmatrix}, \quad \eta' = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix},$$

oberer Zustand normal, unterer anormal.

*Ich kann schlechterdings nicht verstehen, woher die Einschränkung der Störungen kommen soll, damit die Entartung erhalten bleibt!*[11]

Solche Störungen kommen nicht nur in äußeren Feldern vor, sondern auch bei zwei Teilchen in großer Entfernung voneinander, z. B. bei Wechselwirkung eines Dipolpaares mit einem anderen, normalen Zustand in großer Entfernung.

Hier könnte nun Deine Aufklärung der Mathematik einsetzen. Ich kann es leider selbst nicht „Tamm-Dancoff-isch“ ausdrücken. Sowie insbesondere komplexe Wurzeln auftreten, entstehen natürlich sofort Kausalitätsstörungen. (N. B. Im Sektor $N + N' + \theta$ und $V$ des akademischen Lee-Modells treten auch tatsächlich diese beiden Sorten Aufhebungen der Entartung in reelle oder in konjugiert komplexe Wurzeln nach Källén ein. Ich glaube aber, daß das *allgemein* so ist.)

Hier scheint mir eine überaus kritische Stelle für die „Heisenberg-Modelle“ zu liegen. Es ist an Dir, eine mathematische Methode zu finden, bei der das Bestehenbleiben der Energie-Entartung (Doppelwurzel) hier *nicht* von vornherein vorausgesetzt wird, sondern sich als Resultat ergibt.[12]

Für Streuprozesse muß ferner gelten:

*Bedingung II: Es gibt eine Lösung, bei der die Dipolzustände auf der Energieschale „nicht angeregt“ werden. (S-Matrix für die normalen Zustände allein unitär)*

Ich sehe noch keine Spur eines Beweisansatzes für II.

Ja, Schrödinger, der hatte eben die *unitäre* Metrik. (Dort ist es auch bei Entartung *immer* erreichbar – wegen der *Hermitizität* von $H$ –, daß $H$ diagonal wird. Ist *gar keine* „Forderung“ von Schrödinger: dort *folgte* es.)

Meine Gegengründe gegen die indefinite Metrik, auch im Fall von Doppelwurzeln, sind *mathematischer* Art: Ich sehe weder für das Erfülltsein der Bedingung I, noch für das der Bedingung II auch nur den leisesten mathematischen Anhaltspunkt.

Wenn *eine* der Bedingungen I und II verletzt ist, sage ich: „der Geist ist *aus* der Flasche entwichen“. Wenn *beide* erfüllt sind, sage ich: „der Geist bleibt in der Flasche“.

*Summary*

Es ist Dir bisher nicht gelungen, auch nur den geringsten Fortschritt in Richtung auf einen Beweis, „daß der Geist in der Flasche bleibt“, zu erzielen.

Dagegen – *entgegen* der Vermutung Deines Briefes – stört mich *gar nicht* eine Voraussetzung, daß im Anfangszustand nur die normalen Zustände vorkommen. (Jetzt bist Du vielleicht erstaunt.)

Ich bin mir so gut wie sicher, daß dann a): im Endzustand *doch* die anormalen Zustände auftreten und b) daß *doch auch* nicht-entartete Geister auftreten werden („Mono-Pole“); *daß es als anormale Zustände Dipole allein gar nicht geben kann*.

Das kommt bei mir aus der *Mathematik*, *nicht* aus einer „Philosophie“! (Eine unphysikalische Theorie muß eben mathematisch sehr vorsichtig und exakt behandelt werden.)

(N. B. Du vermutest meine Bedenken oft an ganz falscher Stelle!)

Nun, hiermit lege ich das Problem in Deine Hände zurück. Es ist ja ein größeres Programm für Dich für die Zukunft. Inzwischen gute Ferien!

Dein W. Pauli

[Zusatz am oberen Briefrand:] Ich will diesen Brief, der keine rasche Antwort verlangt, nach Ascona schicken, sobald ich Deine dortige Adresse habe.

Empfehle Dir sehr, ihn liegen zu lassen zwecks Bebrütung.

## Appendix I zum Brief [2490]

*Störungsrechnung bei Dipolgeistern* (zu Blatt III)

$$\eta = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad W = \begin{pmatrix} W_{AA} & W_{AB} \\ W_{BA} & W_{BB} \end{pmatrix}$$

$$\eta W = \begin{pmatrix} W_{BA} & W_{BB} \\ W_{AA} & W_{AB} \end{pmatrix} \qquad \text{hermitesch}$$

$$W_{AA} = W_{BB}^*$$

$W_{BB}$ und $W_{BA}$ reell unsymmetrisch

Bemerkung: Das Matrixelement $W_{BA}$ ist mit den normalen Funktionen $\psi_B^\dagger$ und $\psi_A$ gebildet.

Energie*änderung* (von $E_0$ aus): *C reell*

Eigenwerte von

$$\begin{pmatrix} 0 & C \\ 0 & 0 \end{pmatrix} + W = \begin{pmatrix} W_{AA} & W_{AB} + C \\ W_{BA} & W_{BB} \end{pmatrix}$$

$$Det. \begin{Vmatrix} W_{AA} - \lambda & W_{AB} + C \\ W_{BA} & W_{BB} - \lambda \end{Vmatrix} = 0.$$

$$(W_{AA} - \lambda)(W_{BB} - \lambda) - (C + W_{AB})W_{BA} = 0.$$

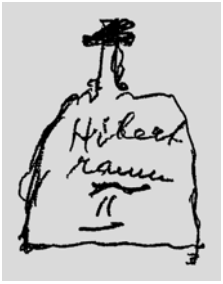
$$2\lambda = W_{AA} + W_{BB} \pm \sqrt{(W_{AA} - W_{BB})^2 + 4(C + W_{AB})W_{BA}}$$

Quadrat reell negativ — reell

Bedingung dafür, daß Geist in der Flasche bleibt ($D$ = Ausdruck unter Wurzel)

Fall 2c, Doppelwurzel

$$D \equiv (W_{AA} - W_{BB})^2 + 4(C + W_{AB})W_{BA} = 0.$$

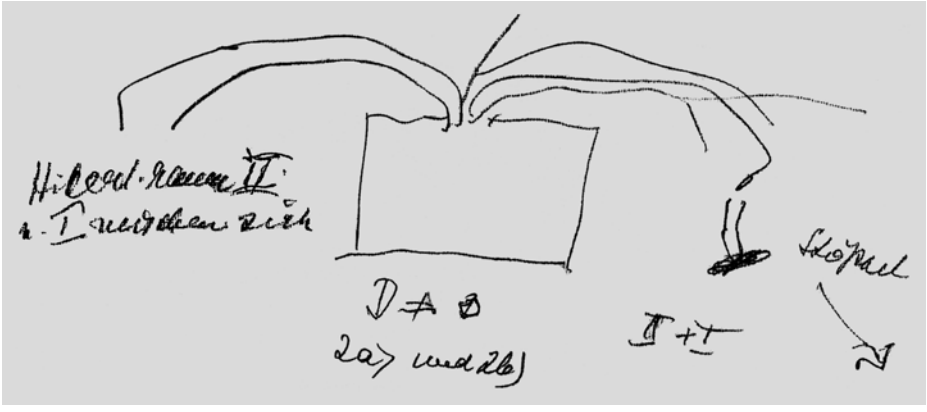



$D = 0$

Fall 2b, konjugiert komplexe Wurzeln $D < 0$

Fall 2a reelle einfache Wurzeln $D > 0$

(Für *beide normaler* Funktionenraum!)




Vorzeichendisskussion ergab: Da $W_{AA} - W_{BB}$ rein imaginär, folgt aus $D \geq 0$, daß $C + W_{AB}$ und $W_{BA}$ das gleiche *Vorzeichen* haben müssen. Sei dieses $\varepsilon$ (also $\varepsilon^2 = 1$). Dann ist für $\varepsilon = +1$ die Norm der *größeren* der beiden Wurzeln positiv, für $\varepsilon = -1$ die Norm der *kleineren* der beiden Wurzeln positiv. (Natürlich hat immer die *eine* der beiden Wurzeln *positive*, die andere *negative* Norm, da $\eta$ in $\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$ transformierbar.)

---

Diese Störungsrechnung steckt auch unter Källéns Rechnung und hebt diese, glaube ich, in einen *allgemeineren* Rahmen. Ich bin mit Dir einig, daß das Lee-Modell mit seinem „draufgeklebten" Term $\frac{1}{2M}\Delta\psi$ zu speziell ist, um diesen Sachverhalt wirklich zu diskutieren.

Das *allgemeine* Ergebnis macht es aber viel schlimmer für Dich. Deine Aussagen über elektrische Felder waren ja nur *Gerede* (wahrscheinlich lauter

Fehlschlüsse), nicht wirklich basiert auf eine Diskussion der Möglichkeiten von Störungen bei indefiniter Metrik.

Dabei ist ein *spezieller* „Schlich des Pudels“ besonders bemerkenswert: Man kann natürlich die $W$'s als kleine Größen erster Ordnung auffassen, dann ist wegen des Terms mit $C$ unter der Wurzel die Störung der Energie von der Ordnung $\sqrt{W}$ (1/2te Ordnung), in aller erster Näherung $\pm\sqrt{CW_{BA}}$. (Bei unitärer Metrik kann das *nie* passieren; es braucht da nicht etwa „Forderungen“, um es unmöglich zu machen!)

Welches pseudo-anschauliche Gerede (statt Mathematik) (wie „man sieht“ und solche Sachen) wirst Du nun wieder loslassen, um zu „beweisen“, daß bei *allen* möglichen Störungen „von selbst“ $D = 0$ sein muß?[13] „Man sieht“ eben *nicht* im Falle der indefiniten Metrik, weil diese Theorie *unphysikalisch* ist!

Es schien mir aber aus Deinen Briefen ein ehrlicher Wunsch zu sprechen, den mathematischen Sachverhalt aufzuklären, und an diesen appelliere ich. Es sollte ja eigentlich möglich sein, sich über das Mathematisch-Rationale zu einigen. Natürlich hat man im allgemeinen nicht explizite Formeln für Lösungen parat.

Für Dich ist es ja gewiß eine Vereinfachung, wenn ich sage, daß *alle* meine Einwände sich darauf beziehen, *daß „der Geist ganz leicht aus der Flasche kommt“*. Es ist nicht nur ein Verdacht, ich sehe auch wie!

Eile ja *nicht* unnötig mit der Antwort, ich warte *gerne*! Erhole Dich gut![14]

## Appendix II zum Brief [2490]

*Über die Integralgleichung im Sektor $(N, \theta, \theta')$ und $(V, \theta'')$*

Ich glaube jetzt den mathematischen *Fehlschluß* in Deinem Brief vom 31. Januar[15] zu sehen. Und es scheint mir, daß er *nicht* direkt mit der Frage verbunden ist, ob die Neumann-Reihe konvergiert oder nicht.

Seien $\omega$ und $\omega'$ die Energien der beiden $\theta$-Teilchen im Anfangszustand, $\omega_0$ die Doppelwurzel von $\chi(z)$:

$$\chi(\omega_0) = \chi'(\omega_0) = 0.$$

Dann hat in der mir geläufigen Bezeichnung die Integralgleichung (nach Integration über die Winkel) die Form (bei Abspaltung geeigneter, trivialer Faktoren von $\phi$)

$$(d^3k = \text{const.}k^2 dk = \sqrt{\omega_1^2 - \mu^2}\,\omega\, d\omega) \tag{I}$$

$$\phi(\omega'')\chi(\omega + \omega' - \omega'' + \mathrm{i}\varepsilon) - \int G(\omega_1)\frac{\phi(\omega_1)\sqrt{\omega_1^2 - \mu^2}\, d\omega_1}{\omega_1 + \omega'' - \omega' - \omega - \mathrm{i}\varepsilon} = g(\omega, \omega'; \omega'')\,.$$

N. B. Die rechte Seite kommt von den ebenen Wellen und kann (nach Integration über Winkel) in der Form

$$g(\omega, \omega'; \omega'') = C(\omega, \omega')\delta(\omega'' - \omega') + C(\omega', \omega)\delta(\omega'' - \omega) \tag{1}$$

angenommen werden. Es kommt aber *nicht* darauf an.

Nun verlangst Du das Verschwinden des ersten Termes auf der linken Seite von (I) *für*

$$\omega + \omega' - \omega'' = \omega_0.$$

Das heißt

$$-\int \frac{G(\omega_1)\phi(\omega_1)\sqrt{\omega_1^2 - \mu^2}\, d\omega_1}{\omega_1 - \omega_0 - \mathrm{i}\varepsilon} = g(\omega, \omega'; \omega + \omega' - \omega_0). \qquad \text{(II)}$$

Bemerkung: die rechte Seite von (II) ist fast immer Null. Ferner: Dort, wo der Nenner in (I) oder (II) verschwindet, passiert beim Zähler *gar nichts*. Es ist *nicht* die Stelle $\omega'' = \omega + \omega' - \omega_0$, wo $\chi$ verschwindet.**

Dies sage ich nur zur Kontrolle, daß *hier keinerlei* Komplikation eintritt.[16]

Nun subtrahieren wir (II) von (I) und erhalten:

$$\phi(\omega'')\chi(\omega + \omega' - \omega'' + \mathrm{i}\varepsilon)$$

$$-\int G(\omega_1)\phi(\omega_1)\sqrt{\omega_1^2 - \mu^2}\, d\omega_1 \frac{\omega + \omega' - \omega_0}{(\omega_1 + \omega'' - \omega' - \omega - \mathrm{i}\varepsilon)(\omega_1 - \omega_0 - \mathrm{i}\varepsilon)}$$

$$= g(\omega, \omega'; \omega'') - g(\omega, \omega'; \omega + \omega' - \omega_0). \qquad \text{(III)}$$

*Aus je zwei der drei Gleichungen (I), (II), (III) folgt nun die dritte, aber aus einer von ihnen folgt gar nichts über die beiden anderen.*

*Ich bin einverstanden mit der Annahme, daß die Gleichung (III) im allgemeinen eine Lösung mit einem einfachen Pol bei*

$$\omega'' = \omega + \omega' - \omega_0$$

*besitzen wird.*

Ich lasse es Dir sogar ganz frei, wie Du sie gewinnen willst; vielleicht geht es ganz gut mit der Neumann-Reihe.[17] Wenn nicht, geht es voraussichtlich anders. (Ich bin da also ganz liberal!)

Nun kommt mein Einwand: Die Lösung von (III) mit dem einfachen Pol ist *eindeutig bestimmt*! (Siehe *gerade* die Neumann-Reihe!) *Sie wird* (von Ausnahmen wie z. B. spezielle Werte von $\omega$, $\omega'$ abgesehen) *die andere Bedingung (II) jedoch nicht erfüllen* {*deshalb auch nicht (I)*}*!!*

Hier ist Dein *Fehlschluß* nun aufgedeckt. Mir ist die Schreibweise mit der komplexen Ebene (mit $\pm\mathrm{i}\varepsilon$ im Nenner) angenehm (übrigens: *qua* Sommerfeld-Schüler). Aber sie ist völlig *äquivalent* der (von Dirac stammenden) Schreibweise ($\varepsilon > 0$)[18]

$$\frac{1}{z - \mathrm{i}\varepsilon} = \underset{\substack{\downarrow \\ \text{bedeutet: Hauptwert}}}{P\frac{1}{z}} + \mathrm{i}\pi\delta(z).$$

Es ist aber *nicht richtig*, daß das $\int$ in (I) oder (II) oder (III), abgesehen von der Stelle

$$\omega + \omega' - \omega_1 = \omega_0,$$

als Hauptwert allein geschrieben werden kann. Es muß immer noch die *zweite Stelle* geben

$$\omega_1 = \omega + \omega' - \omega'',$$

wo für beliebiges $\omega''$ ein Residuum des Integrals in Erscheinung tritt.

Das hast Du übersehen. Die physikalische Bedeutung der zweiten Stelle ist auch klar: Die beiden Teilchen $\theta, \theta'$ werden am N-Teilchen *gestreut* in zwei Teilchen mit anderen Energien $\omega_1, \omega_1'$, so daß

$$\omega_1 + \omega_1' = \omega + \omega'.$$

Die Amplitudenfunktion $\phi_1(k_1, k_k')$ wurde nun bereits eliminiert und durch $\phi(\omega_1)$ ausgedrückt, wobei der Nenner im Integral hereinkommt.

Schlußwort

Du siehst, ich war fleißig, *habe nicht* „schlapp gemacht", bis der Geist überall aus der Flasche entwichen ist. Habe die Schliche des Pudels und die Bahnen des Geistes, die ihn aus der Flasche herausführen, *aufgedeckt*.

Meine Einwände sind rein *mathematischer* Art. Wirst Du rechthaberisch bleiben? Wird Deine Ehrlichkeit im Bestreben, den mathematischen Sachverhalt „bis zum letzten Rest" klarzustellen, den Ausschlag geben?

Nun habe ich Dir eine längere Ferienlektüre verschafft. Ich glaube und hoffe, daß es keine *schwere* Lektüre ist.

Es war der Glaube an Deine wissenschaftliche Ehrlichkeit und die Erinnerung an alte Zeiten, die mich veranlaßt hat, Dir recht viel Zeit zu opfern. (Ich weiß, daß praktisch niemand Deine Arbeiten liest und Deine Schüler auch gerne von Dir fortlaufen.)

Antworte, bitte, ja nicht zu bald!

Es brennt ja gar nicht. Es scheint vielmehr die Sonne, Du wirst Dich gut erholen. Werden wir uns wiederfinden?

Mit allen guten Wünschen von Haus zu Haus Dein W. Pauli

Beendet am 5. II. 1957

[1] Vgl. den Brief [2486].
* P. S. Siehe Appendix II. Fehlschluß dort aufgedeckt. – Es ist nicht die Konvergenz des Nenners.
[2] Vgl. den Brief [2483].
[3] Zusatz von Pauli: „D. h. nicht nur für spezielle Werte von $\omega, \omega'$."
[4] Zusatz von Pauli: „Es ist trivial, daß man immer die Unitarität der S-Matrix durch Verletzung der *Kausalität* mit *einlaufenden* Kugelwellen erzwingen kann. Das gilt auch bei Källén und mir, nicht nur bei Dipolen."
[5] Zusatz von Pauli: „$H$ = selbstadjungierter Operator, z. B. Hamiltonoperator."
[6] Zusatz von Pauli: „P. S. Ist durch Deinen Brief vom 1. Februar *erledigt*." {Vgl. den Brief [2489].}
[7] Vgl. den Brief [2486].
[8] Zusatz von Pauli: „$\eta$, $W$ hermitesch."
[9] Zusatz von Pauli: „Siehe Appendix."
[10] Zusatz von Pauli: „Immer dort, wo Du Nicht-Aufspaltung annimmst, liegt ein Fehlschluß vor. – Vorsicht im elektrischen Feld! ‚I'/‚II'."
[11] Zusatz von Pauli: „Daher sind mir Deine elektrischen Felder bedenklich." {Vgl. die Briefe [2477, 2481 und 2486].}

[12] Zusatz von Pauli: „Siehe Appendix I."
[13] Zusatz von Pauli: „bloß, damit sich Deine Wunschträume erfüllen!"
[14] Zusatz von Pauli: „Ich habe Hoffnung, daß Du zur Vernunft kommst, wenn Du wartest."
[15] Vgl. den Brief [2486].
** Dieser *andere* Pol des Integranden entspricht der Streuung der beiden $\theta$-Teilchen am N-Teilchen auf der Energieschale. Deren Amplitudenfunktion wurde eliminiert, als (I) abgeleitet wurde.
[16] Zusatz von Pauli: „Das Verschwinden des Nenners in $\delta$ hat mit der elastischen Streuung der zwei $\theta$-Teilchen am N-Teilchen zu tun und ist in Ordnung."
[17] Zusatz von Pauli: „Sehr wahrscheinlich, ja!"
[18] Zusatz von Pauli: „Eine andere Kombination von $P\frac{1}{z}$ und $\delta(z)$ darf nicht vorkommen, wegen *Aus*lauf-Bedingung."

## [2491] Pauli an Gustafson

Zürich, 5. Februar 1957
[Maschinenschrift]

Dear Gustafson!

It is a great pleasure for me to recommend to the Swedish authorities very warmly your plan of establishing a personal professorship in theoretical physics for Dr. Gunnar Källén.[1] He is certainly the most able candidate for such a professorship among the younger Swedes.

Of course I followed his work in quantized field theories in many details since his first stay in Zürich (1949), when he was often considered as my „discovery".[2] I was indeed extremely glad to have him a second time in Zürich 1952, where he published an important work (Nr. 7 of the list),[3] which was later continued by himself and also by Lehmann and others.[4] My personal contact with him in the exchange of views on scientific questions is still continuing. In the course of it, we published a common paper (Nr. 12).[5] His Handbook-article (Nr. 10)[6] gives an excellent review of the present stage of the theory of field quantization, which proves that he is a first class expert of this difficult subject.[7]

By judging Källén's work in this field one has to take into account that the socalled renormalization method in field theories is a system of rules and approximations, which are not linked (and probably will never be linked) together into a common whole of a consistent theory. Källén is well aware of these difficulties which make it at present unpredictable in which direction the theory will develop in future. It is certain, however, that this kind of formalism will be indispensable in the theory of the interaction of the socalled „elementary" particles for a long while to come. Experts like Källén will therefore be of the greatest value for the next steps of the developments of theoretical physics.

Sincerely yours, W. Pauli

[1] Um eine solche Empfehlung hatte Gustafson in seinem Schreiben [2446] nachgesucht.
[2] Vgl. hierzu insbesondere Band **III**, S. 631, 635, 678 und 681.
[3] Es handelte sich um Källéns Arbeit (1952a) über die Renormierung der Ladung, die im Februar 1952 in den *Helvetica Physica Acta* veröffentlicht wurde und einen der ersten Versuche darstellte, „von diesen Potenzreihenen wegzukommen" (vgl. Band **IV**/1, S. 725).
[4] Vgl. Källén (1953a, 1954a) und Lehmann (1954).

[5] Källén und Pauli (1955h).
[6] Källén (1958). Dieser bereits im September 1955 abgeschlossene Artikel (vgl. Band **IV**/3, S. 350) erschien erst 1958 im Druck.
[7] Diese Passage über Källéns Handbuchartikel zitierte Gustafson auch in dem schon erwähnten Nachruf für Källén {Gustafson (1970, S. 3)}.

## [2492] Pauli an Racah

Zürich, 5. Februar 1957
[Maschinenschrift]

Dear Racah!

Thank you very much for your kind invitation to the Conference on Nuclear Structure in September 1957 at the Weizmann-Institute.[1] Hoping that the weather will not be too hot in Israel at that time of the year and that for the Americans it will be permitted again to stay in Israel at that time, I am glad to accept the invitation.

The programme seems to me very interesting. In the last time I worked again in the subject of beta-decay (I am also in touch with Konopinski) and it is possible that I shall announce a shorter communication.[2] But I prefer to await the more recent developments until I make a final decision about it.

With all good wishes, sincerely yours, W. Pauli

[1] Vgl. den Kommentar zum Brief [2698].
[2] Vgl. Pauli (1958c).

## [2493] Weisskopf an Pauli

[Cambridge, Mass.], 5. Februar 1957[1]

Lieber Pauli!

Eben habe ich Ihren Brief vom 27. Januar[2] bekommen. Leider kam er zu spät, um ihn zum New York Meeting[3] mitzunehmen, wo man natürlich hauptsächlich darüber sprach.

Ich möchte Ihnen gleich auf Ihren Brief antworten, und später schreibe ich Ihnen wieder, wenn ich mit anderen Leuten darüber diskutiert habe.

Ich finde ja, daß die Weyl-Pauli-Lee-Yang-Landau*-Gleichung (kurz: 2-komponentige Diracgleichung) schon etwas sehr Schönes und Einfaches ist, und hoffe sehr, daß die Natur davon Gebrauch macht. Bis jetzt scheinen die Experimente dies zu bestätigen. Zum Beispiel:

1. Miss Wu hat Cobalt *58* gemessen (dies ist ein *positron* emitter, während $Co^{60}$ ein negatron emitter war).[4] Sie fand das umgekehrte Ergebnis.[5]

2. Aus der 2-komponentigen Theorie folgt, daß die Winkelverteilung der Elektronen im $\mu$-decay von der Energie des Elektrons abhängt. Die Formel ist:[6]

$$\frac{dN}{N} = 2\varepsilon^2[(3-2\varepsilon) + \lambda\cos\vartheta\,(2\varepsilon-1)]\,d\varepsilon,$$

wo $\varepsilon$ die Energie in Einheiten der größten Energie ist, und $\lambda$ eine Konstante, die von der gewählten Kopplung abhängt. Diese Formel ist eindeutig, falls die beiden ausgehenden Neutrinos verschieden sind, was man aus der Energieverteilung entnommen hat. Die bisherigen Beobachtungen scheinen die obige Formel mit $\lambda \sim -1$ zu bestätigen.

Mehr Einzelheiten wird man finden, wenn man den orientierten $\beta$-Zerfall mit *schweren* Kernen messen wird, wo die Interferenz mit dem Coulombfeld wichtig ist, und dies macht es möglich, die Zweikomponenten Theorie besser zu prüfen.

Zu Ihrer Frage: Ich weiß von *keinem* Experiment, in dem man die Lorentzinvarianz der starken Kopplung prüfen kann, aber ich muß mir die Sache noch mehr überlegen.**

Es wird Sie übrigens interessieren, daß es hier auch gewisse Kreise gibt, die am heiligen Lorentz zweifeln! Und zwar dieses im Zusammenhang mit der Frage, ob Antiparticles hinauf oder herunter fallen! Die Kosmologen wollen nämlich gerne haben, daß Anti-Materie und Materie sich gravitationsweise abstößt. (Das sind die Kontinuous-creation Leute, Thomas Gold, Ph. Morrison.)[7] *Falls* das so ist (im Prinzip beobachtbar), so wäre die Lorentzinvarianz gebrochen.[8] Denn: kinetische Energie muß natürlich positive Gravitation besitzen (nur die schwere Masse wechselt das Zeichen, nicht die träge), denn sie ist ja austauschbar. Daher ist die gravity Abstoßung eines Proton-Antiprotonpaares nicht relativistisch invariant.

The question of the *space* dependence of the asymmetry is quite interesting but I don't believe it. Do you really think that the *same* Cobalt atom which *here* emits its electrons *up*wards, would if transported to another location in the universe, emit then *down?* Das glaube ich doch nicht. Aber man weiß natürlich nichts.

Man kann die Invarianz der Natur in Respekt zu time reversal (T) auch prüfen, wenn man versucht, ein Elementarteilchen mit einem elektrischen Dipol zu finden. Wenn T gilt, *gibt es das nicht*. Purcell und Ramsey haben schon versucht, ein Dipolmoment beim Neutron zu finden.[9] Aber um eine Violation von T bei *schwachen* Wechselwirkungen zu finden, muß man schon viel genauer messen.

Morgen rede ich mit Schwinger und werde Ihnen dann noch die Ansichten des Propheten übermitteln. Der Handbuchartikel existiert übrigens noch *nicht*.

Mit besten Grüßen Ihr V. Weisskopf

Ein interessanter Seitenfeffekt: Man kann bald das magnetische Moment des $\mu$-Mesons so genau messen,[10] daß man die Schwinger-Korrektion[11] findet. Dies ist ein Beitrag zur Gültigkeit der Elektrodynamik für sehr kleine Längen.

[1] Zusatz von Pauli: „Beantwortet 9. II."

[2] Vgl. den Brief [2476].

[3] Das *New York Meeting* der APS wurde im Hotel *New Yorker* abgehalten (vgl. hierzu auch den Hinweis im Brief [2436]). Die Veranstaltung über Paritätsverletzung fand am letzten Tag, den 2. Februar, nachmittags statt. Yang [1983, S. 37] berichtete über diese Sitzung: „It was scheduled too late to be a regular session, so it was a ‚post-deadline' session. News about it spread fast, resulting in a mob scene, which K. K. Darrow later described as follows: ‚The largest hall normally at our

disposal was occupied by so immense a crowd that some of its members did everything but hang from the chandeliers.' There were four speakers at the session: C. S. Wu, L. M. Lederman, V. L. Telegdi, and I." Siehe hierzu auch den Bericht von Robert P. Crease [1999, S. 246f.] in seiner *Biography of Brookhaven National Laboratory*.

* Sie wissen wohl, daß Landau auch dies vorgeschlagen hat. Ich sende Ihnen auf jeden Fall eine Kopie seiner Arbeit. {Vgl. Landau (1957).}

[4] Neben einen Tintenklecks, der sich an dieser Stelle befindet, schrieb Weisskopf: „Paulieffekt."

[5] Vgl. Wu et al. (1957).

[6] Vgl. Lee und Yang (1957a, Formel 22).

** Die Dispersionsrelationen können vielleicht dazu verwendet werden.

[7] Thomas Gold gehörte zusammen mit Hermann Bondi, Fred Hoyle und Philip Morrison zu den Anhängern der sog. *steady state theory* des Universums, bei der – im Gegensatz zu der Vorstellung eines *big bang* – kontinuierlich Materie erzeugt werden sollte (siehe auch Paulis Bemerkung in seiner Antwort [2505]). Vgl. hierzu den Artikel von Morrison (1958) und die Darstellung in Hoyles 1994 erschienenen Autobiographie [1994, S. 408f.].

[8] Diese Auffassung wurde von den Anhängern der *continous creation* Hypothese vertreten, die davon ausgingen, daß bei der noch viel schwächeren Gravitationswechselwirkung sogar der Energie-Impulssatz verletzt sein müsse.

[9] Vgl. Ramsey und Purcell (1950). - In seinen *Selected Papers* [1983, S. 29] berichtete Yang, wie er durch seinen Vortrag am MIT in Cambridge, Mass. das Interesse von Ed Purcell und Norman Ramsey für die $\beta$-Zerfallsexperimente mit gerichteten Kernspins zum Nachweis der Paritätsverletzung zu wecken vermochte: „Ramsey said he might be able to do it at the *Oak Ridge National Laboratory*. But apparently he did not succeed in convincing Oak Ridge to embark on the project."

[10] Vgl. Garwin, Lederman und Weinrich (1957).

[11] Vgl. Schwinger (1948) und Karplus und Kroll (1949).

## [2494] Fierz an Pauli

[Basel], 6. Februar 1957

Lieber Herr Pauli!

Ich möchte Sie gerne etwas fragen, das mit der Arbeit Lee und Yang[1] über die Zweikomponententheorie zusammenhängt.

Ich sehe nämlich nicht, daß im Falle freier Felder, also ohne Wechselwirkung, zwischen der Zweikomponententheorie und derjenigen von Majorana,[2] die ja physikalisch auch zweikomponentig ist, irgendein *physikalischer* Unterschied besteht. Dieser scheint mir nur formaler Art zu sein, d. h. ist ein Unterschied der Nomenklatur.

1. Die Zweikomponententheorie geht von der Gleichung

$$p_{\dot{\mu}}{}^{\nu}\varphi_{\nu} = 0$$

aus, deren konjugierte

$$p_{\mu}{}^{\dot{\nu}}\varphi^{*}_{\dot{\nu}} = 0$$

lautet.

2. Die Majoranatheorie geht vom System

$$p_{\dot{\mu}}{}^{\nu}\varphi_{\nu} = 0$$
$$p_{\nu}{}^{\dot{\mu}}\varphi_{\dot{\mu}} = 0$$

mit der Realitätsbedingung $(\varphi_\nu)^* = \mathrm{i}\varphi_{\dot\nu}$ aus. 1. und 2., d. i. aber doch *genau* dasselbe.

Formal kann man zwar sagen, daß 1. bei Spiegelungen (P) nicht invariant sei. Aber bei P C besteht die Invarianz. Die *Antiteilchen* sind eben die Spiegelbilder der Teilchen in diesem Falle.

Was somit eine Theorie nicht spiegelinvariant macht, ist immer die *Wechselwirkung*.

Man kann in ähnlicher Art auch fragen: gibt es eine nicht-spiegelinvariante Elektrodynamik? Wenn man komplexe Felder $\boldsymbol{E}, \boldsymbol{H}$ einführt, dann wird eine solche formal durch die Nebenbedingung

$$\boldsymbol{E} = \mathrm{i}\boldsymbol{H}$$

gewonnen; d. h.

$$f_{\dot\alpha\dot\beta} = 0$$

im Sinne des Spinorkalküls.

Wenn man aber in der so entstehenden Maxwellgleichung

$$\mathrm{rot}\,\boldsymbol{H} = \mathrm{i}\dot{\boldsymbol{H}} \qquad - \text{d. i. } p_{\dot\alpha}{}^{\nu} f_{\nu\mu} = 0 -$$

$\boldsymbol{H}$ in Real- und Imaginärteil spaltet, so fällt man wiederum auf die gewöhnliche Maxwelltheorie reeller Felder zurück.

Eine wirklich nicht-spiegelinvariante Theorie wäre meines Erachtens eine Majorana-Theorie bzw. eine Elektrodynamik, bei welcher z. B. nur rechtszirkulare Wellen zugelassen werden, bzw. eine Zweikomponententheorie ohne Antiteilchen. So etwas ist aber wesentlich nicht-lokal.

Lokale Theorien sind daher, falls man nur freie Felder betrachtet, d. h. ohne Wechselwirkung, immer spiegelungsinvariant, und die Weylsche (Yang-Lee)-Theorie ist physikalisch dasselbe wie die Majoranatheorie.

Man lernt ferner, daß dann, wenn auf Spiegelinvarianz verzichtet wird, die Spinorformulierung (van der Waerden)[3] recht zweckmäßig ist, weil da die Spiegelung sozusagen erst a posteriori eingeführt wird. Ich habe übrigens nichts dagegen, wenn man wie Yang-Lee die Majoranatheorie als Weylsche Theorie auffaßt, weil dann nicht-spiegelinvariante Wechselwirkungen besonders einfach geschrieben werden können. Aber notwendig ist das nicht.

Der Sinn dieser Betrachtung ist der: man betont, daß die Nicht-Spiegelsymmetrie eine Sache ist, die mit den Wechselwirkungen zu tun hat – in der Elektrodynamik ist das genauso – und nicht mit den freien Teilchen. Damit soll auch zugleich dem Argument, das Neutrino sei der Totengräber der Parität, an Boden entzogen werden.

Habe ich wohl recht, oder ist mir irgendeine gelehrte Feinheit entgangen? Wäre dies der Fall, so wäre ich entsprechend froh, diese zu erlernen.

Mit besten Grüßen Ihr M. Fierz

[1] Lee und Yang (1957a).
[2] Majorana (1937).
[3] Vgl. van der Waerden (1929) und sein bekanntes Buch [1932] über *Die gruppentheoretische Methode in der Quantenmechanik*.

## [2495] Heisenberg an Pauli

Ascona, Casa Londra, 6. Februar 1957[1]

Lieber Pauli!

Hab' vielen Dank für Deinen ausführlichen Brief,[2] den ich heute bei meiner Ankunft hier vorfand. Ich möchte die Beantwortung vieler Fragen auf später verschieben, da wir nicht weiterkommen, solange wir uns nicht in dem einen entscheidenden Punkt geeinigt haben. Ich schreibe also nur über Appendix II, weil man hier die Uneinigkeit präzis lokalisieren kann.

Du schreibst: Die Lösung von (III) mit einfachem Pol, nämlich

$$\phi(\omega'')\chi(\omega+\omega'-\omega''+\underline{\mathrm{i}\varepsilon})$$
$$-\int G(\omega_1)\phi(\omega_1)\sqrt{\omega_1^2-\mu^2}\,d\omega_1\frac{\omega+\omega'-\omega_0}{(\omega_1+\omega''-\omega'-\omega-\mathrm{i}\varepsilon)(\omega_1-\omega_0-\mathrm{i}\varepsilon)}$$

ist *eindeutig* bestimmt und wird die andere Bedingung II *nicht* befriedigen.

Dein entscheidender Fehlschluß an dieser Stelle liegt daran, daß Du auf die linke Seite ein $+\mathrm{i}\varepsilon$ eingeschmuggelt hast (oben unterstrichen), was mathematisch falsch ist. In der richtigen Gleichung steht *kein* $\mathrm{i}\varepsilon$ und ich möchte dringend vorschlagen, daß wir trotz unserer gemeinsamen Liebe für Sommerfeld alles komplexe Integrieren lassen und statt dessen mathematisch *und* physikalisch richtig rechnen. In der gewöhnlichen Quantenmechanik darf man $+\mathrm{i}\varepsilon$ schreiben, weil dies eine Randbedingung ersetzt, nämlich die Forderung, es solle nur eine auslaufende Streuwelle geben. Diese Forderung dürfen wir hier *nicht* stellen, da die virtuelle Nullvektorwelle als einlaufende und auslaufende Streuwelle vorkommen darf (Verletzung der „Kausalität"!). Vielmehr bleibt eben an der kritischen Stelle mit einfachem Pol der Faktor der $\delta$-Funktion zunächst völlig unbestimmt und wird später durch Gleichung II bestimmt. Also ich kann Dir leider nicht helfen; nachdem Du die Konvergenz der Neumannreihe zugegeben hast, kannst Du gegen die allgemeine Existenz der Lösung mit einfachem Pol für beliebige Streuvorgänge nichts machen.

Die Existenz dieser Lösung kann man auch durch Abzählung der freien Konstanten und der geforderten Bedingungen in folgender Tabelle deutlich machen:

| Fall | 2 freie Konstanten | 2 Forderungen | Also die Streuwelle |
|---|---|---|---|
| zwei reelle Wurzeln von $\chi(\omega)=0$ *Geist + Ungeist* | Faktor der beiden $\delta$-Funktionen | Nur *aus*laufender Geist und Ungeist | $\frac{1}{r}e^{\mathrm{i}k_j r}$ und $\frac{1}{r}e^{\mathrm{i}k_k r}$ |
| Zwei komplexe Wurzeln von $\chi(\omega)=0$; $k=k_r\pm\mathrm{i}k_i$ | „ | Nur exponentiell *abklingende* Funktionen | $\frac{1}{r}e^{\mathrm{i}k_r r-k_i r}$ und $\frac{1}{r}e^{-\mathrm{i}k_r r-k_i r}$ |
| Dipolgeist | Faktoren von $\delta$ und $\delta'$ | Keine *ein*- oder *aus*-laufende Welle mit $V_{\mathrm{Dip}}$ | $V_0\frac{1}{r}e^{+\mathrm{i}kr}$ und $V_0\frac{1}{r}e^{-\mathrm{i}kr}$ |

Wenn wir uns über die Existenz dieser Lösungen geeinigt haben – und vorher scheint mir jede allgemeinere Diskussion zu nichts zu führen – kommt die Frage,

ob die S-Matrix für diese Lösungen unitär ist, wie ich behaupte. Leider kann ich hier auf Deine Bedingungsgleichung (1) z. Z. nicht antworten, da ich die Ableitung nicht hier habe; ich habe den Verdacht, daß sich in die Ableitung auch Dein mathematischer Fehler mit dem $+i\varepsilon$ eingeschlichen hat. Aber das mag noch anders sein, jedenfalls bitte ich um folgende Auskunft: Wenn Du den Geisterdipol vom Fall 2 der beiden *komplexen* Eigenwerte her annäherst, ist ja die S-Matrix trivial unitär für *die* Lösung, die sich im limes ergibt, da sie *vor* dem limes unitär ist. Wie kommt das aus Deiner Bedingungsgleichung (1) heraus?? Ich habe nämlich den starken Verdacht, daß die Lösung, die durch die richtigen Randbedingungen (siehe Tabelle!) im Dipolfall definiert ist, jenem Grenzwert vom Fall der beiden getrennten *komplexen* Eigenwerte her genau entspricht.

Also bitte, beschränken wir uns doch zunächst ausschließlich auf die Frage der allgemeinen Existenz der Lösungen des Streuproblems mit einfachem Pol. Bestreitest Du die Existenz dieser Lösungen nach Korrektur des Fehlers mit $+i\varepsilon$ immer noch? Schließlich hab ich Dir die Lösung in meinem letzten Brief hingeschrieben, und vielleicht setzt Du sie einfach in die Gleichungen ein, um Dich von ihrer Richtigkeit zu überzeugen.

Viele herzliche Grüße! Dein W. Heisenberg

[1] Zusatz von Pauli: „Beantwortet 9. II."
[2] Vgl. den Brief [2490].

## *Die historischen Ursprünge des TCP-Theorems*

Das zuerst von Julian Schwinger und Gerhart Lüders formulierte[1] und dann von Pauli[2] verallgemeinerte TCP-Theorem[3] gewann im Lichte der Anfang 1957 entdeckten Paritätsverletzung plötzlich eine tiefere Bedeutung. Durch eine Verletzung von P wurde auch die Invarianz der beiden anderen bisher als Erhaltungsgrößen angesehenen Operationen C und T in Frage gestellt. Diese Folgerungen waren bereits – noch vor Bekanntgabe der Entdeckung der Paritätsverletzung – in einer gewichtigen Abhandlung von Lee, Oehme und Yang[4] untersucht worden.

Zur Namengebung des Theorems schreibt Pauli [2472]:[5] „Denote charge conjugation C, time reversal T, space-reflexion P (notation of Yang-Lee-Oehme), then the ‚Schwinger-Lüders-Pauli-theorem' (may I call it SLP-theorem? The quoted authors call it Lüders-Pauli-theorem, which is unjust against Schwinger) says that *CPT-invariance* holds as consequence of the invariance with respect to the proper Lorentz-group only."

Anläßlich der Verleihung der *Max-Planck-Medaille* hat sich Lüders in seinem Vortrag über die Symmetrieeigenschaften der Elementarteilchen auch zur Geschichte des TCP-Theorems geäußert:[6]

„Ein Vorläufer des TCP-Theorems stammt von Schwinger.[7] Er formulierte ein ziemlich allgemeines Schema einer relativistischen quantisierten Feldtheorie

mit Feldern und Wechselwirkungen. Er stellte dann eine Forderung auf, die mit dem TCP-Theorem gleichwertig ist, mit dem Ziel, den Zusammenhang zwischen Spin und Statistik (Bosestatistik bei ganzzahligem Spin, Fermistatistik bei halbganzern Spin) zu beweisen.

Mein eigener Beitrag nahm seinen Ausgang von der Frage, welche Wechselwirkungen zwischen Feldern verträglich sind mit bestimmten Invarianzforderungen. Daß P-Invarianz in der Natur gelten muß, wurde damals als selbstverständlich angesehen. Es zeigte sich, daß dann die Forderungen der C-Invarianz und der T-Invarianz in einigen Fällen zu denselben Einschränkungen für zulässige lokale Wechselwirkungen führen. Diese Tatsache führte zu der Vermutung,[8] daß (bei vorausgesetzter Spiegelungsinvarianz) die Forderungen der Invarianz gegen Zeitumkehr und gegen Ladungskonjugation in allen Fällen zu den gleichen Einschränkungen führen würden. Es erwies sich zunächst als sehr schwierig, eine so allgemeine Vermutung präzis zu formulieren und dann zu beweisen. Hier führte ein Briefwechsel mit B. Zumino, der Anfang der fünfziger Jahre mit mir zusammen bei Heisenberg in Göttingen gewesen[9] und dann nach New York gegangen war, weiter. Von ihm stammte die wichtige Anregung, nicht T und C einzeln, sondern das Produkt TC zu untersuchen. Tatsächlich ließ sich zeigen,[10] daß eine weite Klasse relativistischer quantisierter Feldtheorien mit lokaler Wechselwirkung bei Voraussetzung von P-Invarianz das Produkt TC zuläßt. Zuminos Rolle bei den Überlegungen wurde in dieser Arbeit, die in Zusammenhang mit einem Aufenthalt in Kopenhagen entstanden ist, angemerkt und auch bei späteren Gelegenheiten betont.

In seinem Beitrag zur Bohr-Festschrift[11] griff Pauli diese Überlegungen auf. Obwohl die Gültigkeit der P-Invarianz damals noch kaum bezweifelt wurde, setzte er sie nicht voraus und gab dem Theorem damit eine Form, die sich in der Folgezeit bewähren sollte. Zugleich vereinfachte er den Beweis, indem er Methoden heranzog, die er schon bei der Ableitung des Zusammenhanges zwischen Spin und Statistik[12] benutzt hatte. Während Pauli diese Arbeit schrieb, entwickelte sich ein wissenschaftlicher Briefwechsel,[13] der sich auf einige meiner Arbeiten fördernd auswirkte und der bis zu seinem Tode (1958) andauerte.[14]

Ein verwandter Beweis wurde von Bell[15] gegeben.

Das zunächst ziemlich akademische Theorem wurde plötzlich aktuell, als sich zeigte, daß die Natur (genauer: die schwache Wechselwirkung) räumliche Spiegelung nicht zuläßt. Lee, Oehme (der in Göttingen promoviert hatte) und Yang[16] untersuchten die Rolle des TCP-Theorems für die neue Situation. Während der Physikertagung in New York Anfang 1957[17] diskutierten Zumino und ich in Kenntnis der Arbeit von Lee, Oehme und Yang ebenfalls über die Auswirkungen des TCP-Theorems.[18]

Ich möchte ein paar Worte über die Namensgebung anschließen. Natürlich sind $3! = 6$ Möglichkeiten (PCT-Theorem, CTP-Theorem usw.) vorhanden; alle oder fast alle kommen in der Literatur vor. Einem amerikanischen Kollegen[19] verdankte ich damals den Hinweis, daß ein Zusatz zu einem bekannten Benzin, für den viel Reklame gemacht wurde, TCP hieß; in Deutschland wurde dieselbe Substanz aus irgendeinem Grunde ICA genannt. Als Zumino und ich in seiner New Yorker Wohnung unseren Letter entwarfen, stellte er durch Anruf bei einem

Freund sicher, daß wir die drei Buchstaben in die richtige Benzin-Reihenfolge brachten.

In einem Manuskript, das zunächst nur fur die private Verteilung gedacht war, vereinigte ich, was ich für die Vorzüge von Paulis und meinem Beweis hielt. Auf Feshbachs Anregung wurde das Manuskript dann in den Annals of Physics veröffentlicht.[20]

Die Beweise von Pauli und mir enthielten noch Annahmen, die mehr oder weniger ad hoc gemacht waren. Es erwies sich daher als wünschenswert, den Zusammenhang zwischen Spin und Statistik erneut zu untersuchen[21] und die Vertauschungsrelationen zwischen verschiedenen Feldern zu prüfen.[22]

Mit Arbeiten von Lehmann, Symanzik und Zimmermann (ich kann nicht verschweigen: in Göttingen) und von Wightman nahm 1956 eine neue Arbeitsrichtung ihren Ausgang,[23] die jetzt allgemein als axiomatische Feldtheorie bezeichnet wird. In ihr kommen explizit formulierte Wechselwirkungen von Feldern, da mathematisch anfechtbar, nicht vor. In meinen eigenen Untersuchungen im Zusammenhang mit dem TCP-Theorem hatte ich dagegen fast immer eine Formulierung mit expliziten Wechselwirkungen verwendet; Übrigens war mir die Mathematik der axiomatischen Feldtheorie auch zu schwer. Im Rahmen des neuen Schemas gelang es jetzt Jost,[24] das TCP-Theorem zu beweisen oder, besser gesagt, auf eine vielleicht einsichtigere Voraussetzung ('schwache Vertauschbarkeit') zurückzuführen. Sehr viel, nicht nur von der ä1teren naiven, sondern auch von der neueren axiomatischen Feldtheorie müßte daher aufgegeben werden, wenn sich das TCP Theorem in seinen Forderungen experimentell als falsch erwiese."

[1] Vgl. Schwinger (1951c und 1953a) und Lüders (1954). Die besondere Rolle der an dieser Entwicklung beteiligten Personen wird in den Briefen [2511] diskutiert. Die Beteiligung von Schwinger und insbesondere auch den Beitrag von Zumino hat Lüders mehrfach betont und auch in einem Schreiben [2509] dargelegt.

[2] Pauli (1955d).

[3] Die Reihenfolge der drei Symmetrieoperationen T, C, und P kann bekanntlich beliebig gewählt werden. Zu der hier gewählten Anordnung TCP hat sich Lüders auch in seinem folgenden Brief [2496] geäußert. Pauli wählte gerne die Bezeichnung CPT-Theorem (vgl. z. B. die Briefe [2476, 2511 und 2553]).

[4] Lee, Oehme und Yang (1957). – Siehe hierzu auch den historischen Bericht von Yang (1982).

[5] Pauli erklärte jedoch später in seinem Brief [2511] an Yang, „a name like ‚CPT-theorem' (or *strong reflexion theorem*), which has no relation at all to personal names".

[6] Lüders (1966, S. 421-422).

[7] Schwinger (1951c).

[8] Lüders (1952).

[9] Vgl. hierzu die Angaben im Band **IV**/1, S. 81, 93 und 141.

[10] Lüders (1954).

[11] Pauli (1955).

[12] Pauli (1940b).

[13] Siehe die 10 in Band **IV**/2 abgedruckten Briefe.

[14] Während in den Jahren 1955/56 eine Ruhepause eintrat, wurde der Briefwechsel mit dem folgenden Brief [2496] wieder aufgenommen und bis Mitte 1958 (mit insgesamt 26 Briefen) fortgesetzt.

[15] Bell (1955).

[16] Lee, Oehme und Yang (1957).

[17] Das *New York Meeting* der APS fand vom 30. Januar–2. Februar 1957 (vgl. hierzu die Hinweise in den Briefen [2437 und 2493]).
[18] Lüders und Zumino (1957).
[19] R. Karplus, persönliche Mitteilung. – Robert Karplus hatte 1950 zusammen mit Norman Kroll das magnetische Moment des Elektrons gemessen.
[20] Lüders (1957).
[21] Lüders und Zumino (1958). Ähnlich und unabhängig: N. Burgoyne (1958).
[22] Lüders (1958b).
[23] Vgl. hierzu den Kommentar in Band **IV**/3, S. 68–74.
[24] Jost (1957a). – Pauli bemerkte hierzu in seinem Schreiben [2619] an Fierz, Jost „erzählte mir gestern neue Überlegungen zum CPT-Theorem (mit Hilfe komplexer Lorentztransformationen), die ich interessant finde, da die Lokalitätsbedingung (= *Kausalität*) bei ihm in einer neuartigen Weise in die Voraussetzungen eingeht." Siehe hierzu auch die Briefe [2625, 2633, und Anlage 2633] sowie Josts Übersichtsreferat (1960) im *Pauli Memorial Volume*.

## [2496] Lüders[1] an Pauli

Cambridge, Mass., 6. Februar 1957
[Maschinenschrift]

Sehr geehrter Herr Professor!

Von Prof. Weisskopf höre ich, daß Sie Wert darauf legen, daß Schwingers Autorschaft unseres allgemeinen Invarianztheorems nicht vergessen wird.[2] Ich möchte Sie gern wissen lassen, daß ich hierin voll mit Ihnen übereinstimme und daß ich gern bereit bin, alle Schritte zu unterstützen, die Sie für richtig halten, um Schwingers Rolle ins rechte Licht zu rücken.[3]

Allerdings war mir Schwingers Bedeutung für dies Theorem nicht klar, als ich meine Arbeit schrieb; ich glaube mich aber zu erinnern, daß Zumino damals schon sagte, es handele sich bei dem Theorem gewissermaßen um die Umkehrung der Schwingerschen Prozedur zur Ableitung der Vertauschungsrelationen.[4] Obwohl ich das Theorem einigermaßen kenne, fällt es mir immer noch schwer, Schwingers meist aus formelfreier Prosa bestehenden Argumentationen wirklich zu durchschauen.

Als vorübergehenden Ausweg habe ich die Bezeichnung TCP-Invarianz (where P does not mean Pauli) gewählt. Ich möchte Sie aber nicht anregen, sich mit Ihrer Autorität hinter diese Bezeichnung zu stellen, denn eigentlich handelt es sich um einen Scherz: dem Shell-Benzin wird TCP (Tri-Cresyl-Phosphat) hinzugefügt, um es klopffest zu machen.

Während der New Yorker Physikertagung[5] habe ich zusammen mit Zumino[6] untersucht, welche Folgerungen aus der TCP-Invarianz für die Eigenschaften von Teilchen und Antiteilchen gezogen werden können. Es stellt sich heraus, daß Massen und (wenn instabil) Lebensdauern streng gleich sind. Für die Massen stabiler Teilchen ist hierauf schon von Lee und Yang hingewiesen worden. Auch für die Lebensdauern (in erster Ordnung in $H_W$ geben Lee, Oehme und Yang)[7] eine Art Beweis. Dieser Beweis ist mir aber ganz unverständlich; die Beweisführung erweckt überdies den Eindruck, als ob diese Gleichheit auch für die partiellen Zerfallswahrscheinlichkeiten oder Verzweigungsverhältnisse in die verschiedenen Zerfallskanäle gelte. Das ist aber falsch, sobald auch die starken Wechselwirkungen ins Spiel kommen:

eine Gleichheit der Verzweigungsverhältnisse kann offenbar nur dann bewiesen werden, wenn die starke Wechselwirkung (erste Ordnung in $H_W$!) in einem Streuprozeß nicht Übergänge zwischen den verschiedenen Kanälen hervorrufen kann. Den Beweis des Theorems 2 von Lee, Oehme, Yang verstehe ich auch nicht; es ist aber richtig, und ich kann es beweisen.

Wir haben die Auswirkungen dieser Überlegungen auf den Zerfall der geladenen K-Mesonen untersucht {unter der Annahme, daß $\tau$ und $\vartheta$ nur verschiedene Zerfallswege (= -kanäle) desselben Teilchens darstellen}.[8] Für Massen und Lebensdauern siehe oben. Falls der Spin des K-Mesons Null ist (und sonst ist nicht sicher, ob es überhaupt ein Puzzle gibt), sind die Verzweigungsverhältnisse in die beiden $\pi$-Mesonen-Kanäle für $K^+$ und $K^-$ gleich, falls die starke Wechselwirkung wirklich die Parität erhält. Aber auch für Spin größer als Null sorgt ein erweitertes Furrysches Theorem (Pais und Jost, Physical Review **87**, 871)[9] dafür, daß die Verzweigungsverhältnisse bei alleiniger Voraussetzung von TCP nahezu gleich bleiben. Dabei ist angenommen, daß die starke Wechselwirkung invariant ist gegenüber C und gegenüber Drehungen im Raum des isotopen Spins; ohne elektromagnetische Wechselwirkung würde man dann wieder genau gleiche Verzweigungsverhältnisse haben. Allerdings würde man Verschiedenheit der Zerfallsspektra von $\tau^+$ und $\tau^-$ erwarten.

Die ganze Situation ist sehr aufregend. Ich hoffe, sie bringt uns voran.

Mit freundlichen Grüßen Ihr G. Lüders

[1] Gerhart Lüders war vom Göttinger Max-Planck-Institut für Physik beurlaubt und mit einem Fulbright-Stipendium an das MIT nach Cambridge, Mass. gegangen.

[2] Vgl. hierzu Paulis Brief [2476] an Weisskopf. In seinen Briefen [2464, 2465, 2471, 2472 und 2484] an Fierz, Telegdi, Salam und Källén hatte Pauli ebenfalls darauf hingewiesen, daß „bei dem Namen des Theorems Schwinger entschieden zu kurz gekommen“ sei.

[3] Als Lüders im Jahre 1966 für seine Arbeiten über das TCP-Theorem die *Max-Planck-Medaille* erhielt, hat er in einem Aufsatz (1966, S. 421f.) auf seinen wissenschaftlichen Briefwechsel mit Pauli hingewiesen, „der sich auf einige meiner Arbeiten fördernd auswirkte und der bis zu seinem Tode (1958) andauerte.“

[4] Vgl. hierzu auch Lüders Bemerkungen (1966, S. 421f.) über die „Geschichte des TCP-Theorems“.

[5] Vgl. auch die Bemerkung in Weisskopfs Schreiben [2493].

[6] Als Lüders im November 1959 den Physikpreis der *Göttinger Akademie der Wissenschaften* in Empfang nahm, wies er in seiner Ansprache nochmals auf die Verdienste von Zumino hin: „Ich sollte vielleicht erwähnen, daß mir viel geholfen wurde durch Diskussion und Korrespondenz mit dem italienischen Physiker Bruno Zumino, der in den frühen fünfziger Jahren hier in Göttingen am Max-Planck-Institut für Physik arbeitete.“

[7] Vgl. Lee, Oehme und Yang (1957).

[8] Vgl. hierzu auch die Diskussionen über das sog. $\theta$-$\tau$ puzzle während der 7. *Rochester Conference* [1957, Session VII: Weak interactions] im April 1957.

[9] Pais und Jost (1952).

## [2497] Pauli an Fierz

Zürich, 7. Februar 1957
[1. Brief]

Lieber Herr Fierz!

Ihr Brief vom 6.[1] ist der größte Bock, den Sie im Laufe Ihres Lebens geschossen haben![2] (Wahrscheinlich kommt heute nachmittag schon eine Berichtigung von Ihnen.) Habe nur den ersten Absatz Ihres der Anstalt entsprungenen Briefes gelesen und mich geschüttelt vor Lachen.

Sei C Ladungskonjugation, P Raumspiegelung, T Zeitumkehr (ohne Änderung des Teilchen-Antiteilchen-Charakters).

Dann ist die Symmetrie des *freien* Neutrinos der Zweikomponententheorie PC und T.

Mit anderen Worten ist das Neutrino eine Rechtsschraube, so ist das Antineutrino eine Linksschraube, ist beim einen $\boldsymbol{p}$ und $\boldsymbol{\sigma}$ parallel, so beim Antiteilchen antiparallel.

Daher ist Majoranas Identifizierung von Teilchen und Antiteilchen gerade *unvereinbar* mit der Zweikomponenten-Theorie des *freien* Neutrinos.* Das ist alles ganz leicht aus den Spielregeln der „2. Quantisierung“ abzuleiten, steht auch richtig bei Yang und Lee.[3]

(Die spezielle Darstellung der Dirac-Matrices ist bei Majorana mit

$$\gamma_\mu{}^T = -C\gamma_\mu C^{-1} C.$$
$$C = \beta = \gamma_4;$$

Mit $\gamma_5$-diagonal führt das aber das zweite Spinorpaar ein.)

Wenn dieser Brief ankommt (Ihren rahme ich ein!), wissen Sie wohl schon alles!

Stets Ihr W. Pauli

[1] Vgl. den Brief [2494].
[2] Vgl. hierzu die Bemerkungen von Fierz in seinem Zusatz zu einem Zettel mit der Überschrift *Äquivalenz von Majorana (1) und Weyl (2)*. Siehe hierzu auch die Briefe [2502, 2605 u. 2647] und Straumann (1992, S. 377).
* Die Majorana-Theorie fordert die Invarianz C, die in [der] 2-Komponententheorie zerstört ist.
[3] Vgl. Lee und Yang (1956b).

## [2498] Pauli an Fierz

Zürich, 7. Februar 1957
[2. Brief]

Lieber Herr Fierz!

Da wider Erwarten keine Berichtigung zu Ihrem Brief gekommen ist, schreibe ich noch, daß – *ohne* Wechselwirkung – in der Majorana-Theorie der Stromvektor

$$j_\mu = \mathrm{i}\bar{\psi}\gamma_\mu\psi$$

identisch *verschwindet*.

Das natürliche bei der Majorana-Theorie ist die mit der Darstellung $\gamma_k =$ reell für $k = 1, 2, 3$, $i\gamma_4$ reell, mit nur *reellen* Lösungen der Dirac-Gleichung.

Genau die entgegengesetzte „Halbierung“ wie in der 2-Komponententheorie.

Ihr W. Pauli

## [2499] Pallmann und Bosshardt an Pauli

Zürich, 7. Februar 1957[1]
[Maschinenschrift]

Sehr geehrter Herr Professor!

Wir beehren uns, Ihnen mitzuteilen, daß der Schweizerische Bundesrat Sie entsprechend unserem Antrag auf den 1. April 1957 unter den bisherigen Anstellungsbedingungen für eine Amtsdauer von zehn Jahren in Ihrer Stellung an der E. T. H. als ordentlicher Professor für theoretische Physik bestätigt hat.

Genehmigen Sie, sehr geehrter Herr Professor, den Ausdruck unserer vorzüglichen Hochachtung.

Im Namen des Schweizerischen Schulrates

Der Präsident — Der Sekretär

Pallmann — H. Bosshardt

[1] Vgl. hierzu Band **IV**/3, S. 801. Hans Pallmann (1903–1965) war der Präsident und Hans Bosshardt (1901–1973) der Sekretär des *Schweizerischen Schulrates*.

## [2500] Pauli an Touschek

Zürich, 8. Februar 1957

Lieber Herr Touschek!

Hier noch ein *Nachtrag*:

1. Es ist mir jetzt klarer, warum beim $\beta$-Zerfall des $\mu$-Mesons die Paritätserhaltung a priori bei allen betrachteten Theorien auch *möglich* wäre: Der Grund ist, daß in diesem Falle die Neutrino„ladung“ $Q_\nu \equiv \int d^3x\, J_0{}^\nu$ und die entsprechende Ladung der übrigen Teilchen *für sich* schon erhalten sind, mit entsprechenden Kontinuitätsgleichungen für diese Stromteile *separat*

$$\partial_\mu J_\mu{}^\nu = 0$$

*und*

$$\partial_\mu \{J_\mu{}^{(e)} + J_\mu{}^{(\mu)}\} = 0.$$

Deshalb kann hier der Pseudovektorteil $(J_\mu{}^\nu)$ und der Vektorteil $\{J_\mu{}^{(e)} + J_\mu{}^{(\mu)}\}$ des totalen $J_\mu$ *getrennt* betrachtet werden.

Wenn man daher einen solchen entarteten *Sonderfall* der Doppel-Neutrinoemission *isoliert* betrachtet, kann man wohl kaum erwarten, daraus allein schon

einen Grund zu finden, warum *da* die Parität verletzt ist. Hierzu muß man allgemeinere Fälle betrachten, wo die Entartung aufgehoben ist und nur die paritäts-verletzende *Summe* $(J_\mu)$ *total* eine Kontinuitätsgleichung erfüllt. Das entscheidende bleibt die *eine* Frage, warum ist $\xi = 1$?

2. Der „Erhaltungssatz der Leptonladung" hat mich seit letztem Herbst beschäftigt und ich wußte wohl, daß er ein *selbständiges* physikalisches Prinzip ist (und auch heute bleibt), das empirisch *besonders* geprüft werden muß. (Es folgt *nicht* aus dem übrigen.) Es sagt aus, daß kein „*double* $\beta$-decay" stattfindet und daß für Neutrinos, die zugleich mit $e_-$ emittiert werden (Pile), die von *Davis* (Brookhaven) untersuchte Reaktion $\mathrm{Cl}^{37} + \nu \to \mathrm{Ar}^{37} + e_-$ *nicht* stattfinden kann.

Ich wußte auch, daß zunächst eine Zweideutigkeit bei der Zuordnung des Vorzeichens der Leptonladung zu dem der elektromagnetischen Ladung bei jedem Fermion für sich besteht.

Ihre Form des Neutrinostromes fand ich bei der Diskussion mit Fierz.

3. Von Leiden erhielt ich vor einer Woche ein preprint von Gorter und Mitarbeitern[1] über den *Positron*-Zerfall von $^{58}$Co bei gerichteten Kernspins. Die genauere Anisotropie stimmt recht ordentlich mit der Zweikomponententheorie [überein] (wie zu erwarten mit dem umgekehrten Vorzeichen wie bei der Negatronemission von $^{60}$Co. Letztere wurde in Leiden *nicht* untersucht).

Nochmals viele Grüße Ihr W. Pauli

[1] Vgl. Postma et al. (1957). – Blackett hatte 1958 in seiner *Rutherford Memorial Lecture* aufgrund der Beeinflussung durch die „voluminous articles in the world press" ein zu vereinfachtes Bild über die Schwierigkeit dieser Experimente vermittelt und mußte ein Jahr darauf seine Darstellung korrigieren {vgl. Blackett (1961)}.

## [2501] Fierz an Pauli

[Basel], 8. Februar 1957
[1. Brief]

Lieber Herr Pauli!

Nach unserem Telefongespräch scheint es, daß wir einig sind.[1] Um Ihnen aber Mühe zu sparen, will ich noch zeigen, daß in der quantisierten Theorie $\frac{1}{2}\bar{\psi}\gamma_\nu\gamma_5\psi$ im Majoranafall genau $\bar{\psi}\gamma_\nu\psi$ im Weylfall entspricht. Bei Weyl ist

$$[\bar{\psi}, \gamma_k\psi] \sim a^*{}_{\dot{\nu}}a_\mu - a_\mu a^*{}_{\dot{\nu}}.$$

Nun die Majoranatheorie:

Es gelte

$$p^{\dot{\mu}\nu}a_\nu = 0; \quad p^{\dot{\nu}\mu}b_{\dot{\nu}} = 0.$$

Der Pseudostrom ist dann

$$\frac{1}{2}[\bar{\psi}, \gamma_k\gamma_5\psi] \sim \frac{1}{2}[a^*{}_{\dot{\nu}}a_\mu - a_\mu a^*{}_{\dot{\nu}} - b^*{}_\mu b_{\dot{\nu}} + b_{\dot{\nu}}b^*{}_\mu].$$

Jetzt führe man die Realitätsbedingung $a^*_{\dot\nu} = \mathrm{i}b_{\dot\nu}$ ein, worauf der Strom die Gestalt

$$a^*_{\dot\nu} a_\mu - a_\mu a^*_{\dot\nu}$$

annimmt q. e. d.

Die Spinoren scheinen mir hier sehr bequem. Ich finde es viel weniger natürlich, für die $\gamma_k$ eine Realitätsbedingung zu fordern, da ja damit ein Koordinatensystem festgelegt wird. Wenn man wie hier die Spiegelungen besonders untersucht und nicht notwendig Invarianz gegen diese fordert, ist es dagegen natürlich, $\gamma_5$ diagonal zu machen.

Wir haben also bewiesen: es gibt im wesentlichen nur eine einzige Zweikomponententheorie des Neutrinos. Diese darf man im kräftefreien Falle als spiegelungsinvariant ansehen.

Die Wechselwirkungen allein zerstören die Spiegelinvarianz.

Mit besten Grüßen aus der Anstalt Ihr M. Fierz

[1] Vgl. hierzu auch die Briefe [2497 und 2498].

## [2502] Fierz an Pauli

[Basel], 8. Februar 1957
[2. Brief]

Lieber Herr Pauli!

Trotz Ihres lebhaften Hohnlachens verstehe ich immer noch gar nicht, wo ich einen Fehler mache. Ihre Argumente scheinen mir gar nichts Wesentliches zu treffen. Das Reden von Teilchen und Antiteilchen, von P, T, C, das sind recht formale Dinge, die mir – im kräftefreien Falle – gar nicht helfen.

Ich sehe die Sache so:

1. Weylsche Theorie: Man hat zu jedem $\boldsymbol{p}$ zwei Lösungen, mit $(\boldsymbol{\sigma p}) = \pm|p|$. Diese Lösungen nennt man Teilchen und Antiteilchen. Ich nenne einen Zustand mit $n_+(p)$ Teilchen und $n_-(p)$ Antiteilchen.

$$(n_+, n_-)_{(1)}.$$

Die Operation PC führt das in $(n_-, n_+)_{(1)}$ über. Es gibt einen von 0 verschiedenen Stromoperator $\bar\psi\gamma_\mu\psi$, der bei PC das Vorzeichen umkehrt.

2. Majorana: Man hat zu jedem $\boldsymbol{p}$ zwei Lösungen mit $(\boldsymbol{\sigma p}) = \pm|p|$. Man nennt das Rechts- und Links-Polarisation. Zustände sind wieder durch

$$(n_+, n_-)_{(2)}$$

charakterisiert. Die Operation P führt das in $(n_-, n_+)_{(2)}$ über. Es gibt einen von 0 verschiedenen Stromoperator $\bar\psi\gamma_\mu\gamma_5\psi$, der bei P das Vorzeichen umkehrt.

(N. B. $\gamma_5\psi$ ist ja genau wie $\psi$ eine Lösung der Diracgleichung.)

Zwischen (1) und (2) besteht also der 1-1-Isomorphismus

$$\begin{array}{ccc} (1) & & (2) \\ (n_+, n_-)_{(1)} & \leftrightarrow & (n_+, n_-)_{(2)} \\ PC & \leftrightarrow & P \\ \bar{\psi}\gamma_\mu\psi & \leftrightarrow & \bar{\psi}\gamma_\mu\gamma_5\psi \end{array}$$

Unter (1) existiert C und P allein gar nicht. Unter (2) ist C der Eins-Operator, hat also ebenfalls keinen wirklichen Sinn.

Es scheint mir nicht sehr physikalisch zu sein, wenn man (2) dadurch charakterisiert, es seien Teilchen und Antiteilchen identisch. Niemand würde eine derartige Formulierung für Lichtquanten sinnreich finden. Sinnvoll ist es nur, wenn man sagt: zu jedem $\boldsymbol{p}$ gibt es zwei Zustände, und das trifft für (1) und (2) zu.

Ich sehe also noch immer nicht, wo ich „den größten Bock meines Lebens geschossen habe“.[1] In jedem Falle will ich mich gerne einrahmen lassen.

Am Sonntag fahre ich nach Brüssel. Wenn ich wiederkomme, hoffe ich, daß einer von uns sich bekehrt hat.

Mit besten Grüßen Ihr M. Fierz

## Anlage zum Brief [2502]

### Bemerkung zur $\beta$-Theorie

Wenn man einen Ansatz

$$C_1\psi^+\phi\varphi^+\psi + \mathrm{i}C_6\psi^+\phi\varphi^+\gamma_5\psi + \text{konjugiert}$$

macht, so gehen für erlaubte Prozesse die Leptonen in S-Zustände, und man erhält keine Interferenzterme $\sim C_1, C_6$. Die Winkelverteilung der Elektronen ist isotrop. Dagegen wird die Korrelation Elektron-Neutrino geändert, denn man erhält den Faktor

$$1 + \alpha\frac{p\cos\vartheta}{E}$$

wo $p$ der Elektronimpuls und $\vartheta$ der Winkel zwischen Elektron und Neutrino. $\alpha$ ist ein Faktor:

$$\alpha = \frac{C_6^2 - C_1^2}{C_6^2 + C_1^2}.$$

Nun hat man bisher angenommen, die Wechselwirkung sei Skalar + Tensor. Dies geschah wesentlich aufgrund von Rückstoßexperimenten (an $He^6$ und am Neutron).

Mir scheint nun, daß, wenn nicht-spiegelsymmetrische Mischungen zugelassen werden, die Richtigkeit oder die Schlüssigkeit der alten Argumente hinfällig sind.

Effekte wie die bei $Co^{60}$ beobachteten sind nur bei verbotenen Übergängen möglich.

[1] Vgl. den Brief [2497].

## [2503] Pauli an Fierz

Zürich, 9. Februar 1957

Lieber Herr Fierz!

Ihr Brief[1] liegt wohl im Institut, wo ich heute, Samstag, nicht bin, aber ich weiß wohl nach dem Telefon, was darin stehen muß.

Vorausgesetzt, daß Sie keinen mathematischen Fehler gemacht haben (worin ich nun ganz zuversichtlich bin), kann ich mich dennoch Ihren Auffassungen *nicht* anschließen.

Sie hatten am Telefon nicht realisiert, daß die Majorana-Theorie, als Verkürzung mit Realitätsbedingungen, eine *allgemeine* formale Möglichkeit ist, die für *beliebige* Werte von *Ruhmasse und von Spin* durchführbar ist. In der Dirac-Theorie ist die natürliche Darstellung hierfür (von Majorana selbst angegeben) $\gamma_k$ $(k = 1, 2, 3)$ reell, symmetrisch; $\gamma_4$ rein imaginär, schief, daraus $\alpha_k = i\gamma_4\gamma_k$ reell symmetrisch, $\gamma_5$ *rein imaginär schief* (also nicht diagonal).

Man soll dann $\psi(x)$ als hermitesch voraussetzen $(\psi^* \equiv \psi)$ und im Sinne der 5-Zahltheorie nur Größen $i\varphi O\varphi$ zulassen, wo die O rein imaginär und schief sind, da diese Größen sich von selbst als Kommutatoren schreiben lassen. Ein Pseudovektor, Dichte $\rho = i\psi\gamma_5\psi$, Strom $\boldsymbol{i} = i\psi\boldsymbol{\alpha}\gamma_5\psi$ existiert, ein Strom-Vektor nicht. Es ist $\boldsymbol{i}$ im wesentlichen die Spindichte.
Impuls existiert natürlich.

Die Idee von Partikel-Antipartikel existiert *nicht* in der Majorana-Theorie. Bei Bosonen sind alle neutralen Mesonen und die Photonen „Majorana-Teilchen".

Es ist richtig, daß der Fall Ruhmasse Null bei Majorana-Teilchen von Spin 1/2 singulär ist, da dann das freie Teilchen mit dem Pseudovektor *Erhaltungssätze* hat.

Die Adjunktion eines neuen Begriffes „Teilchen"-„*Anti*teilchen" mit diesem Pseudovektor in diesem Fall ändert meines Erachtens ganz den Majorana-Charakter der Theorie und macht *dann* eben die Zweikomponenten-Theorie mit $\gamma_5$ diagonal und CP-Invarianz die natürliche.

Unser Unterschied läuft aber doch auf eine Definition hinaus: Sie bezeichnen den Grenzfall Ruhmasse 0 eben deshalb noch als Majorana-Theorie, weil dort die Unterscheidung von Teilchen und Antiteilchen {bei hermiteschen $\psi(x)$} nicht mit einem Vektor, sondern mit einem Pseudovektor gemacht wird. Die Operation P der Majorana-Theorie geht eben für $m \to 0$ in die Operation CP der Zweikomponententheorie über. Die Mathematik ist klar.

Viele Grüße Ihr W. Pauli

[Zusatz am oberen Briefrand:] Bei Wechselwirkung entstehen 2 Fragen.

1. Bleibt der Pseudovektor der Majorana-Darstellung auch bei der Wechselwirkung erhalten? (Erhaltung der Leptonladung)

2. Bleibt P der Majorana-Theorie, CP der Zweikomponententheorie erhalten? Für $\gamma_5$ diagonal sagt die Majorana-Theorie eigentlich

$$\pm(\varphi_1, \varphi_2) = (\psi_2^*, -\psi_1^*),$$

nicht

$$\varphi_1 = \varphi_2 = 0.$$

Natürlich kann man Wechselwirkung so schreiben, daß $\varphi_1$, $\varphi_2$ nicht vorkommen.

[1] Vgl. die Briefe [2501 und 2502].

## [2504] Pauli an Heisenberg

Zürich, 9. Februar 1957
Betrifft: Appendix II des letzten Briefes[1]

Lieber Heisenberg!

Nach Deinem Brief vom 6. aus Ascona[2] kommt die Diskussion auf ein *anderes Geleise*. Denn das $+i\varepsilon$ habe ich nicht aus Schlamperei eingeschmuggelt, sondern weil ich Deine These so verstanden hatte: „Es gibt eine Lösung, wo im Anfangszustand von den unphysikalischen Zuständen A und B gar keiner, im Endzustand nur A vorhanden ist.“ Dies hieß: gar keine einlaufenden Wellen im Anfangszustand vorhanden.

Nun sehe ich, daß Du im Anfangszustand A (als einlaufende Welle) zulassen willst. Das gibt eine Konstante mehr, und dann habe ich *keinen Einwand mehr* gegen die Existenz einer Lösung ohne Doppelpol. Denn die Bedingung (II) des letzten Briefes[3]

$$\int \frac{G(\omega_1)}{\omega_1 - \omega_0 - i\varepsilon} \sqrt{\omega_1^2 - \mu^2}\, d\omega_1 = g(\omega, \omega'; \omega + \omega' - \omega_0) \qquad \text{(II)}$$

kann dann erfüllt werden. Es ist auch *richtig*, daß die S-Matrix bei dieser Lösung unitär bleibt. Protestieren muß ich aber gegen Deinen Ausdruck „physikalisch richtig rechnen“.[4] Eine solche Begriffskategorie existiert für mich gar nicht bei einer Theorie mit indefiniter Metrik, die ich für unphysikalisch halte. Solche Ausdrucksweisen schaffen bei mir nur logische und psychologische Schwierigkeiten. Es handelt sich zunächst nur um die Feststellung *mathematischer* Möglichkeiten und Sachverhalte. – Das gehört bei mir nicht zum zulässigen Vokabular![5]

Nun habe ich noch untersucht, welche Bedingung erfüllt sein muß, wenn irgendwelche einlaufenden und auslaufenden Wellen (eventuell *auch* solche mit Doppelpol) zugelassen werden, damit die S-Matrix {für die physikalischen

Zustände $(N + \theta + \theta')$ allein} unitär ist. Da kam ich auf meine alte Bedingung zurück. Ich schreibe

$$\phi = \frac{U(z)}{\chi_\varepsilon(z)}, \quad z = \omega + \omega' - \omega'' \tag{1}$$

und definiere hierin

$$\frac{1}{\chi_\varepsilon(z)} = \frac{C_1}{\chi(z + \mathrm{i}\varepsilon)} + \frac{C_2}{\chi(z - \mathrm{i}\varepsilon)}, \tag{2}$$

$C_1, C_2$ *reell*, normiert gemäß $C_1 + C_2 = 1$.

{Man kann auch sagen $C_1 = \frac{1}{2}(1 + b), \quad C_2 = \frac{1}{2}(1 - b).$}

$U$ ist sicher regulär für $z = \omega_0$ (bei Lösungen mit *einfachem* Pol *verschwindet* es sogar wie $z \sim \omega_0$).

Setze

$$f(z) = U^* U. \tag{3}$$

Dann ist der Beitrag der Stelle $z \sim \omega_0$ zur Bilanz der Vollständigkeitsrelation wieder gegeben durch

$$f(z)\left(\frac{1}{\chi_\varepsilon(z)} - \frac{1}{\chi_{-\varepsilon}(z)}\right).$$

Ich glaube, daß ich mich nicht geirrt habe. Das Resultat ist das alte, nur multipliziert mit $b$ (aber $b = 0$, d. h.

$$C_1 = C_2 = \frac{1}{2}$$

dürfte im allgemeinen unmöglich sein), nämlich

$$bf(z)\left(\frac{1}{\chi(z + \mathrm{i}\varepsilon)} - \frac{1}{\chi(z - \mathrm{i}\varepsilon)}\right).$$

Das führt zur Bedingung (meines früheren Briefes)[6]

$$\frac{2}{3}\frac{\chi_0'''}{(\chi_0'')^2} f(\omega_0) + \frac{2}{\chi_0''} f'(\omega_0) = 0, \tag{4}$$

die *immer* erfüllt ist bei einer Lösung mit einfachem Pol, da für diese $f_0 = 0$ und $f_0' = 0$. Die einlaufenden Wellen dienen dazu, dies erfüllbar zu machen.

Ich bin einigermaßen sicher (habe es allerdings nicht im einzelnen nachgeprüft), daß der Sinn der Bedingung (4) einfach der ist, daß die einlaufenden

und die auslaufenden Wellen zu Zuständen gleicher Norm gehören müssen. Schreiben wir die einlaufende Welle (* = konjugiert komplex)

$$\psi^{\text{in}} = \underset{\text{(normal)}}{C_A^{\text{in}}}\,\psi_A + \underset{\text{(anormal)}}{C_B^{\text{in}}}\,\psi_B \qquad \psi^{+\text{in}} = \underset{\text{(anormal)}}{C_B^{*\text{in}}}\,\psi_A^+ + \underset{\text{(normal)}}{C_A^{*\text{in}}}\,\psi_B^+,$$

die auslaufende Welle

$$\psi^{\text{out}} = \underset{\text{(normal)}}{C_A^{\text{out}}}\,\psi_A + \underset{\text{(anormal)}}{C_B^{\text{out}}}\,\psi_B \qquad \psi^{+\text{out}} = \underset{\text{(anormal)}}{C_B^{*\text{out}}}\,\psi_A^+ + \underset{\text{(normal)}}{C_A^{*\text{out}}}\,\psi_B^+,$$

so muß gelten

$$C_A^{\text{in}} C_B^{*\text{in}} + C_B^{\text{in}} C_A^{*\text{in}} = C_A^{\text{out}} C_B^{*\text{out}} + C_B^{\text{out}} C_A^{*\text{out}}, \tag{4a}$$

damit die S-Matrix für die physikalischen Zustände allein unitär ist. Es *muß* so sein, daß (4a) gerade dasselbe aussagt wie (4).

Deine Lösung mit nur einfachem Pol entspricht $C_A^{\text{in}} = C_B^{\text{out}} = 0$: Dies ist hinreichend, aber *nicht* notwendig für Unitarität der S-Matrix.

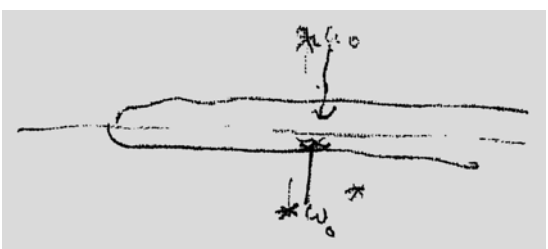
Vor dem Doppelpol als solchem habe ich gar keine Angst, er macht mir keinerlei Eindruck, erscheint mir vielmehr als eine Art „Kinderschreck“.*

Läßt man überhaupt einlaufende Wellen in der Lösung zu, so muß man daher meines Erachtens auch einlaufende Dipolwellen zulassen. Dann läßt die Bedingung der Unitarität der S-Matrix noch *eine* Konstante willkürlich (während ganz ohne einlaufende Wellen eine Konstante zu wenig vorhanden ist). Dagegen ist der Grad der Beimischung der einlaufenden Wellen der unphysikalischen Zustände $A$ und $B$ (oder des einen von diesen, wenn dieser allein vertreten ist) zum physikalischen Anfangszustand ($N + \theta + \theta'$) durch die Unitarität der S-Matrix bestimmt.

Die Neumann-Reihe und ihre Konvergenz ist mir ganz sekundär. Denn wenn es selbst mit letzterer hapern sollte, kann man sie wahrscheinlich doch analytisch fortsetzen.

---

Über die *komplexen Eigenwerte* kann ich nur wiederholen, was schon in einem früheren Brief von mir[7] stand: es ist mir nicht gelungen, die Lösungen mit komplexen Wurzeln stetig an die mit reellen Wurzeln anzuschließen. Denn dabei wird der Integrationsweg – sei er nur oberhalb ($+i\varepsilon$), sei er unterhalb ($-i\varepsilon$) der reellen Achse – zwischen zwei Pole eingeklemmt (ein „klassischer“ Fall).



Solange $\omega_0$ und $\omega_0^*$ wie in [der] Figur *außen* bleiben, ist natürlich die S-Matrix unitär, aber im Grenzfall zusammenfallender Wurzeln passiert im allgemeinen ein Sprung (Diskontinuität).
Übrigens: Was nutzt Dir bei komplexen Wurzeln das Abklingen im *Raum* mit $e^{-|k_i|r}$, wenn *in der Zeit* ein Anwachsen mit $e^{+(\omega_i)t}$ stattfindet?

---

Ich bin gewiß auch sehr froh, daß wir uns nun nicht mehr über *reine Mathematik* streiten (zumal wir ja vom gleichen Lehrer Sommerfeld „abstammen"). Dennoch bleibt meine *Zusammenfassung* der Situation *negativ*: Der Möglichkeit, die aus der indefiniten Metrik entspringenden Formeln (bei der Doppelwurzel ebensowenig wie in den anderen Fällen) *physikalisch* zu *interpretieren*, hat mich unsere bisherige Diskussion *um keinen Schritt näher* gebracht.

Daß man bei der indefiniten Metrik ein und dieselbe Schwierigkeit von der Unitarität der S-Matrix auf die Akausalität der S-Matrix (für *makro*skopische Zeiten!) umschalten kann (und zurück), das gehört ja für mich zu den Anfangsgründen. Das ist auch gar nicht charakteristisch für Doppelwurzeln, sondern war in der (gedruckten) Arbeit von Källén und mir auch schon so. (Siehe hierzu meinen letzten Brief.)

Mit den einlaufenden Wellen des Zustandspaares $A$ und $B$ – sei es beider, sei es eines von beiden – wird dieselbe Schwierigkeit wie früher ohne einlaufende Wellen dieser Zustände dann auftreten, wenn man den *End*zustand eines ersten Streuprozesses von $N + \theta + \theta'$ zum *Anfangs*zustand eines zweiten macht – einige km entfernt vom ersten und einige Stunden später. (*Makro*skopische Akausalität! Über die *mikro*skopische sind wir uns einig.) Dann werden im Anfangszustand des zweiten Prozesses die unphysikalischen $V_0 + \theta$-Zustände (bzw. der eine, $A$, von ihnen) nicht in der richtigen Beimischung zu den physikalischen Zuständen vorhanden sein, um Unitarität der S-Matrix beim zweiten Prozeß hervorzubringen. Und es wird keine Lösung geben, um den *totalen* Streuprozeß (den früheren *und* den späteren) richtig darzustellen.

Ich bin also *wieder genau dort, wo ich vorher war*! – Was denkst Du über den „*Appendix I*" *meines letzten Briefes*?

---

Alle eventuellen Vorwürfe von Dir, ich hätte „physikalische Fehler" gemacht, werde ich an den „Pudel" weiterleiten. Es ist in der Tat so: es *ist* ja *un*physikalisch! Bist Du in der am 3. März beginnenden Woche noch in Ascona oder in der Schweiz? Dann hätte ich Zeit für ein Zusammentreffen.[8] Bis dahin ist vielleicht auch die schriftliche Diskussion über die mathematischen Grundlagen so weit, daß eine mündliche Diskussion über Physik nützlich sein könnte.

Viele Grüße und gute Ferien Dein W. Pauli

[1] Vgl. den Brief [2490].
[2] Vgl. den Brief [2495].
[3] Zusatz von Pauli: „$G(\omega_1)$ = Abschneidefunktion, die Du gerne gleich 1 setzt."
[4] So hatte Heisenberg in seinem Brief [2495] geschrieben.
[5] Zusatz von Pauli: „Die Worte ‚…' oben."

[6] Vgl. den Brief [2490].
[*] Man erkennt dessen Kinderschreckcharakter, wenn man *Wellenpakete* betrachtet, die dann auch hinreichend rasch mit $r$ abfallen.
[7] Vgl. den Brief [2473].
[8] Ein solches Treffen fand etwa Mitte März statt, wie aus Paulis Schreiben [2590] vom 22. März an Max Born hervorgeht.

## [2505] Pauli an Weisskopf

[Zürich], 9. Februar 1957

Lieber Weisskopf!

Dank für Ihren Brief.[1] Ich bin froh, daß die Frage der *Berücksichtigung von Schwinger* bei der Namengebung des Reflexionstheorems in Gang gekommen ist. Lüders hat mir sehr nett geschrieben,[2] daß er auch dafür ist. Letzten Endes müssen Yang, Lee und Oehme die Entscheidung treffen (nicht Lüders und ich), aber ich bin froh, daß Schwinger auf dem Weg über Sie nun auch zu Wort kommt.

Von Landaus Arbeit[3] hörte ich zuerst von C. S. Wu, die ich ja von früher her (1941 Berkeley) gut kenne[4] (ihr Sohn Vincent muß ja jetzt schon groß sein). Sie schrieb sehr nett[5] und wird mir sicher bald ihre neuesten Resultate schicken.[6] Es interessiert mich aber, eine Kopie von Landaus Arbeit[7] von Ihnen zu bekommen. So habe ich also von *Ihnen* zuerst über $Co^{58}$ gehört. – Das spricht doch sehr für die CP bzw. T Symmetrie.

Über den $\mu$-Mesonzerfall haben mir Yang und Lee eine neuere Arbeit[8] geschickt, worin sie Ableitungen (à la Uhlenbeck-Konopinski) in die Zwei-Komponententheorie einführen.[9] Es geschah, wie sie sagen, der Experimente wegen.

Auch von *Salam* erhielt ich eine neuere kurze Note,[10] worin ebensolche Ableitungen aus einem nicht nur phänomenologischen Gesichtspunkt begründet werden sollten. Diese Arbeit war aber Einwänden ausgesetzt, auf die Salam noch nicht geantwortet hat.

Eine empirische Prüfung der Lorentzinvarianz beim $\beta$-Zerfall des $\mu$-Mesons sollte (direkt oder indirekt) schon möglich sein, da dessen Masse ja nicht allzu groß ist.

Die continuous creation qua super-schwache Wechselwirkung, die den Energiesatz durchbricht, ist schon ernst zu nehmen beim jetzigen Stand der Dinge. Die Gravitationsabstoßung von Materie und Antimaterie ist noch eine Zusatzidee, die natürlich der allgemeinen Relativitätstheorie (Gleichheit von schwerer und träger Masse) widerspricht. Daß sie auch der *speziellen* Relativitätstheorie (Lorentzgruppe) widerspricht, sehe ich aber nicht ohne weiteres, denn – wennschon, dennschon – es könnte eben doch die kinetische Energie dann *auch negative* Gravitation besitzen mit eventueller Verletzung des Energiesatzes von der Größenordnung der Gravitation bei Antimaterie.

Man könnte aber mit Molekularstrahlversuchen möglicherweise feststellen, ob Antiteilchen steigen oder fallen.[11] Warum sollte das aber nur beim Antiproton so sein, nicht auch beim Positron?

Die „X-Feldtheorie“, von der ich das letzte Mal schrieb,[12] hat ihre großen „con's“. Denn dann müßte ja wohl auch die Lebensdauer bei $\beta$-Zerfall vom Ort abhängen. Es gibt aber Experimente von *Süß* über Altersbestimmungen an *Meteoren*,[13] die auf Vergleich von $\beta$-Zerfall (K) mit $\alpha$-Zerfallszeiten beruhen und gut zusammenstimmen.

Es scheinen also die $\beta$-Lebensdauern auf Meteoriten die gleichen zu sein wie auf der Erde.

Auch würde die Masse-Leuchtkraftbeziehung bei Sternen durch so ein X-Feld wohl stark in Unordnung geraten.

Schließlich bringt uns die Annahme noch neuer unbekannter Felder dem Verständnis der Isotropie des isotopen Spinraumes und ihrer Verletzung bei schwächeren Wechselwirkungen nicht näher. Und ich glaube – ebenso wie Yang und Lee – unbedingt, daß hier eine Analogie zur Paritätsverletzung bei schwachen, Paritätsinvarianz bei starken Wechselwirkungen besteht.

(Von dem Projekt einer sehr genauen Messung des magnetischen Momentes des $\mu$-Mesons habe ich gehört.)[14]

---

Die X-Feldidee erscheint mir nun als eine zu starke *Verharmlosung* der Situation. Wenn sie falsch ist, hat man viel eher Hoffnung, weiterzukommen. So glaube ich nun selbst nicht mehr daran.

Die Diskussionen mit Heisenberg dauern noch fort.

Viele Grüße von Haus zu Haus und herzlichen Dank Ihr W. Pauli

[1] Vgl. den Brief [2493].
[2] Siehe den Brief [2496] von Lüders.
[3] Landau (1957). In dieser Veröffentlichung hatte Landau auf den bemerkenswerten Zusammenhang zwischen Paritätsverletzung und Ladungssymmetrie hingewiesen, daß der $\beta$-Zerfall in Antimaterie eine umgekehrte Schraubensinn-Antisymmetrie wie die der gewöhnlichen Materie besitzt.
[4] Pauli hatte im August 1941 zusammen mit Franca eine Reise nach Kalifornien unternommen, um dort Oppenheimer und Bloch zu besuchen (vgl. Band **III**, S. 82 und 101).
[5] Bis auf den Auszug eines Briefes [2460] von Pauli, den Wu in ihrem historischen Bericht (1973) über die Paritätsverletzung publizierte, sind die anderen frühen Briefe aus ihrer Korrespondenz mit Pauli verschollen.
[6] Vgl. Paulis Antwortbrief [2820] vom 3. Januar 1958.
[7] Landau (1957).
[8] Wahrscheinlich handelte es sich um das Manuskript einer Untersuchung von Lee und Yang (1957c) über „Possible nonlocal effects in $\mu$ decay“, das erst im August 1957 zur Veröffentlichung eingereicht wurde.
[9] Siehe hierzu auch die Darstellung in Yangs *Selected Papers* [1983, S. 36].
[10] Salam (1957b). Vgl. auch den Brief [2482].
[11] Auf solche Experimente hatte Weisskopf in seinem letzten Brief [2493] hingewiesen.
[12] Vgl. den Brief [2476].
[13] Siehe hierzu auch Gentners Vortrag (1959b) „Die Radioaktivität im Dienste der Zeitmessung“.
[14] Vgl. den Brief [2493] von Weisskopf.

## [2506] Pauli an Källén

Zürich, 10. Februar 1957

Lieber Herr Källén!

Heute schreibe ich hauptsächlich wegen der Daten meiner Frühlingsreise nach Kopenhagen, die ich gerne mit einer Reise nach England kombinieren möchte.[1] Meine eigenen Ferien in Zürich dauern vom 3. März bis 22. April (Ostern).

Peierls schreibt mir nun aus Birmingham,[2] er würde vom 25. März an eine Woche in Kopenhagen sein. Møller schrieb mir aber, er würde im März in Pisa sein und erst ab 1. April in Kopenhagen zurück sein.[3] Wird Peierls gerade in Kopenhagen sein, wenn Møller fort ist? Und Sie hatten mir auch geschrieben, daß Sie im März verreist sein werden und erst im April zurück. Könnten Sie mir vielleicht nun noch einmal *genau* schreiben, *wann* sowohl Sie als auch Prof. Møller in Kopenhagen anwesend sein werden.

Peierls schreibt außerdem, er würde etwa am 10. April nach Rochester (U.S.A.)[4] verreisen.

Es gibt viele Möglichkeiten:

a) Ich könnte Peierls in Kopenhagen, eventuell auch Sie in England treffen und nachher nach England reisen, um dort *andere* Leute wie z. B. Salam (London), Rosenfeld (Manchester), Kemmer (Edinburgh), zu sehen.

b) Ich könnte die erste Aprilwoche – oder schon früher für andere als Peierls – nach England und die zweite (etwa ab 8. oder 10. April) bis zu den Osterfeiertagen in Kopenhagen sein. (Ich hörte über einen Besuch von Klein in Kopenhagen in dieser Zeit.) Meine definitive Entscheidung hängt von Ihrer Mitteilung über die Pläne von Møller und Ihnen und von Ihrem Rat ab.

---

### Zur Physik

1. Mein weiterer Briefwechsel mit Heisenberg ist sehr merkwürdig: er erkennt nun *alle* Ihre mathematischen Resultate (auch die über die S-Matrix) als *richtig* an, möchte aber *dennoch* mit den Dipolgeistern Physik treiben! Insbesondere verwendet er dabei Lösungen, die auch *ein*laufende Kugelwellen des Dipolzustandes enthalten und für welche dann die S-Matrix unitär ist. Was das helfen soll und wie mit dem ein physikalischer Sinn verbunden werden kann, verstehe ich gar nicht. Ich glaube, es ist am besten, Heisenberg dies als sein persönliches Geheimnis zu überlassen.

2. Weisskopf schrieb mir,[5] die Frau C. S. Wu (= Yuan) habe nun bei $Co^{58}$, das ein *positron*-emitter ist, die Asymmetrie des $\beta$-Zerfalls bei gerichteten Kernspins gemessen – und sie hat in der Tat das *umgekehrte* Vorzeichen wie beim negatron-emitter $Co^{60}$. Das spricht für die CP-Invarianz.

Die Zweikomponententheorie des Neutrino (ich höre, sie wurde auch von Landau vorgeschlagen)[6] stimmt bis jetzt mit den Experimenten, wenn man beim Zerfall

$$\mu \to e + \nu + \bar{\nu}$$

Ableitungen nach den Koordinaten (in der Art von Uhlenbeck-Konopinski) zuläßt.

Viele Grüße Ihr W. Pauli

[1] Siehe den Kommentar zum Brief [2592].
[2] Dieses Schreiben vom 31. Januar ist nicht erhalten. Vgl. hierzu jedoch den Brief [2528].
[3] Vgl. auch den Hinweis im Brief [2514] auf Møllers Reisepläne.
[4] Die 7. *Rochester Conference* tagte vom 15.-19. April 1957. Peierls sollte die Sitzung über Nukleonenstruktur leiten, an der sich Chew, Hofstadter, Nambu, Bernardini, Telegdi, Wick, Matthews und Edwards mit Beiträgen beteiligten. Vgl. hierzu die *Proceedings of the Seventh Annual Rochester Conference* [1957, Session I, S. 1–41] und den in Science abgedruckten Tagungsbericht von R. G. Sachs (1957).
[5] Vgl. den Brief [2493].
[6] Vgl. Landau (1957).

## [2507] Pauli an Kemmer

Zürich, 11. Februar 1957

Dear Kemmer!

I just got the three interesting papers of your group.[1] On this occasion I would like to ask you, if a visit of mine in Edinburgh (where I have never been) by end of March or beginning of April would suit you.[2] I plan to go to England about at that time (with the strict subsidiary condition, that I don't wish to be present at the philosophical meeting in Bristol).[3] It would be interesting to discuss the new situation with you and your group. About dates I shall write again (meanwhile you could answer me, which date would suit you best), I have to coordinate them with a trip to Copenhagen.

Regarding the $B_\mu$-field in the paper of Polkinghorne[4] two remarks.

1. I know very well the paper of Yang and Mills,[5] as I indepen[den]tly found something similar myself at that time.[6] I didn't publish it because I did not see a sufficient connection of these zero-mass particles with nature.

In this connection it surprised me, that Yang and Mills did not succeed to prove rigorously that the rest mass of the B-particles has to be zero, (in higher approximations of self energy, too) *in spite* of the gauge-invariance. Yang confirmed me later, that he still had no such proof.[7]

I still believe in the exact vanishing of the rest-mass of the B-particles and *I wonder, whether Dr. Polkinghorne is able to prove it*.

2. Recently I got a paper of Salam on $\mu$-meson theory,[8] in which he tries to use the $B$-field in order to *deduce* the Fermi-interaction from similar (two particle) interactions. However, I believe, that this paper is erroneous because for the derivation of the Fermi interaction Salam needs an „*infinite*" (very large) mass of the B-particles, while the gauge invariance needs *zero* mass.

Moreover, I hear, that according to the last empirical data the derivatives (Uhlenbeck-Konopinski-type) in the $\mu$-meson-electron-neutrino interaction are *superfluous* to fit the data.[9] These can be explained quite real by putting in the formula (22) of the Yang-Lee paper[10] on the two component theory the

parameter $\xi$ about equal $-1$. That was written to me by Weisskopf[11] (after his coming home from the New York meeting).

All good wishes Sincerely Yours W. Pauli

P. S. Weisskopf also wrote to me, that Dr. C. S. Wu has now investigated $Co^{58}$,[12] which is a *positron*-emitter and that she found just the *opposite sign* of the asymmetry (compared with $Co^{60}$), as it had to be expected in the two component theory.[13]

[1] Offenbar handelte es sich um die Manuskripte der Arbeiten von John C. Polkinghorne (1957a, b), D. L. Pursey (1957a) und Thomas Walter B. Kibble, die damals bei Kemmer am *Tait Institute of Mathematical Physics* der Universität von Edinburgh arbeiteten.
[2] Siehe hierzu den Kommentar zum Brief [2592]. Vgl. auch den folgenden Brief [2550] an Kemmer, in dem Pauli bereits genauere Reisevorschläge machen konnte. – Aus diesem Brief zitierte Kemmer (1988, S. 94) auch in seinen „Erinnerungen an Pauli".
[3] Diesen von der *Colston Research Society* veranstalteten Philosophenkongreß, der vom 1.–4. April 1957 in Bristol stattfinden und bei dem „über Determinismus und Indeterminismus geschwätzt werden" sollte, wollte Pauli bei seiner Englandreise „sorgfältig umgehen" (vgl. die Angaben in Band **IV**/3, S. 634f. und 686).
[4] Polkinghorne (1957a). Siehe auch den Brief [2520].
[5] Vgl.Yang und Mills (1954a).
[6] Vgl. Band **IV**/2, S. 229–233 und 369–379.
[7] Vgl. Band **IV**/2, S. 494ff. und die historische Darstellung durch Lochlainn O'Raifearteigh und Norbert Straumann (2000, S. 14f.).
[8] Salam (1957e).
[9] Die gleichen Informationen überbrachte auch John Blatt, der ebenfalls am *New York Meeting* der APS teilgenommen hatte und jetzt Pauli in Zürich besuchte (vgl. den Brief [2511]).
[10] Vgl. Lee und Yang (1957a, S. 1674).
[11] Vgl. den Brief [2493].
[12] Vgl. Wu (1957b).
[13] Siehe hierzu auch Weisskopfs Vortrag (1957, S. 6) im September 1957 während der Physikertagung in Heidelberg.

## [2508] Heisenberg an Pauli

Ascona, 11. Februar 1957

Lieber Pauli!

Dein letzter Brief[1] bringt unsere Diskussion um einen entscheidenden Schritt weiter. Um sicher zu sein, daß wir jetzt über die mathematischen Eigenschaften der Streuzustände beim Geisterdipol einig sind, fasse ich nochmal zusammen:

1. Funktionen mit Doppelpol lassen sich – selbst wenn sie durch axiomatische Festsetzungen zu „Lösungen" der Gleichung $H\psi = E\psi$ deklariert werden können – *nicht* zur Beschreibung physikalischer Sachverhalte verwenden, da

$$\frac{a + br}{r} e^{ikr}$$

keine auslaufende Kugelwelle ist.[2]

2. Es gibt für jede „physikalische“ Anfangsbedingung (d. h. Angabe der einfallenden „realen“ Teilchen und ihrer Impulse, z. B. der Teilchen $N, \theta, \theta'$) eine (und *nur* eine) Lösung mit einfachem Pol (Lösung der Gleichung $H\psi = E\psi$), wobei der Anteil an „einfallender“ (virtueller!) $V_0$-Welle durch die Lösung festgelegt wird. Für diese Lösung ist die S-Matrix unitär.

Wenn wir hierüber einig sind – und das scheint ja so zu sein – müssen wir feststellen, ob Du jetzt mit meiner allgemeinen Definition des Funktionensystems einverstanden bist, das sich „quantenmechanisch normal“ verhält und das den „Hilbertraum I“ bildet. Dieses System war ja durch folgende zwei Bedingungen definiert.

1. Seine Eigenfunktionen genügen der Gleichung $H\psi = E\psi$, und *nicht* etwa der allgemeinen Gleichung

$$H\psi_A = E\psi_A + C\psi_B.$$

2. Die Funktionen zerfallen asymptotisch in Summen von Produkten, wobei jeder Faktor *auch* der Gleichung $H\psi = E\psi$ genügen soll.[3] [Diese Formulierung der Asymptotenbedingung ist noch etwas schlampig und muß bei sorgfältiger Fassung etwas umständlich so lauten: Der Eigenzustand ist bekanntlich durch einen *Satz* von Funktionen $\psi(\omega_1 \ldots \omega_n)$ mit verschiedenen Variablenzahlen definiert. Dieser *Satz* befriedigt die Gleichung $H\psi = E\psi$. Man betrachte zunächst die Funktion mit der *kleinsten* Anzahl von Variablen; diese Anzahl sei $n$. Dann teile man die $\omega_1 \ldots \omega_n$ in irgendwelche Gruppen ein und nehme an, daß die $\omega_i$ innerhalb einer Gruppe räumlich benachbart bleiben sollen, jede Gruppe aber räumlich von den Gebieten der anderen Gruppen sehr weit entfernt sein soll. In den Funktionen mit höherer Variablenzahl $\psi(\omega_1 \ldots \omega_n, \omega_{n+1} \ldots)$ ordnet man die hinzugekommenen Variablen ebenfalls irgendwie in diese Gruppen ein. Hält man dann die Variablen aller Gruppen bis auf die *einer* Gruppe fest, so soll – als Funktion der Variablen dieser letzteren Gruppe betrachtet – sich ein Funktionensatz ergeben, der sich als Summe von Lösungen der Gleichung $H\psi = E\psi$ im Gebiet der letzten Gruppe darstellen läßt (die Variablenzahl der Lösungen ist dabei im allgemeinen kleiner als die der Ausgangsfunktion).] Die eben etwas umständlich geschilderte Asymptotenbedingung ist in der gewöhnlichen Quantenmechanik trivial; hier soll sie ausdrücklich gefordert werden.

Unter den Lösungen der Gleichung $H\psi = E\psi$ kommt im Sektor $N + \theta$ auch der Nullvektor $V_0$ vor, und der muß im asymptotischen Verhalten höherer Eigenfunktionen als ein- und auslaufende Welle stets mit zugelassen werden. Es ist natürlich Geschmacksache, ob man ihn mit zum Hilbertraum I zählen will oder nicht. Es ist vielleicht konsequenter, ihn nicht mitzuzählen, da er ja kein physikalisches „Teilchen“ darstellt und weder Impuls noch Energie besitzt.

Im Gegensatz zu Deinen früheren Briefen wirst Du jetzt wohl zugeben, daß dieser so definierte Hilbertraum I eine Fülle von Streuzuständen (und eventuell auch von diskreten stationären Zuständen höherer Sektoren) besitzt, die im Prinzip durchaus genügen sollten, das darzustellen, was man physikalisch beobachtet, wenn man den an dieser Stelle natürlich naheliegenden Einwand der Nicht-Kausalität zunächst zurückstellt. Darüber soll aber erst später gesprochen werden, da wir es ja jetzt nur mit der mathematischen Analyse zu tun haben.

Im Augenblick kommt es mir nur auf folgenden Sachverhalt an: Der Hilbertraum I hat folgende Gruppeneigenschaft:

1. Wenn irgendein nichtstationärer Zustand im Hilbertraum I sich zeitlich so verändert, daß das durch ihn dargestellte Gebilde in zwei oder mehrere Teilgebiete auseinandertritt,[4] die räumlich weit voneinander entfernt sind, so gehört auch jedes dieser Teilgebiete zum Hilbertraum I.

2. Wenn zwei Teilgebiete, die zum Hilbertraum I gehören, zu einem Gesamtsystem vereinigt werden sollen,[5] so *gibt es stets* Streuzustände im Hilbertraum I, die dies leisten (nämlich die mit einfachem Pol).

3. Die Norm von diskreten stationären Zuständen im Hilbertraum I kann nie negativ sein {zwei Beweise für diesen Satz habe ich in früheren Briefen[6] angegeben. Der „Trick“ mit dem äußeren elektrischen Feld ist natürlich nicht besonders befriedigend. Er ist nur insofern bequem, als er den zu beweisenden Satz auf einen anderen, längst bekannten Satz (zeitliche Konstanz der Norm) zurückführt. Man kann aber auch das funktionentheoretische Argument des früheren Briefs benützen und das Integral über $k_n$ in der Norm um die Pole zusammenziehen.}

Aus den gesamten Eigenschaften des Hilbertraums I scheint mir folgendes hervorzugehen: Wenn Gott die Welt aus Zuständen des Hilbertraums I geschaffen hat (und *nur* aus solchen), so werden wir auch bei allen Streuversuchen niemals aus dem Hilbertraum I herauskommen können, auch wenn wir uns noch so sehr anstrengen. Dieser Schluß scheint mir völlig zwingend, er beweist aber natürlich noch gar nicht, daß wir das Geschehen auch als „kausal“ bezeichnen würden. Es enthält im Gegenteil ein gewisses Element von prästabilierter Harmonie, das physikalisch zunächst unplausibel scheint. Ich glaube aber, daß die Abweichungen von der Kausalität nicht schlimmer werden, als eben das Auftreten der Coulombkraft. (Daß die Coulombkraft ein Element von Nichtkausalität enthält, zeigt auch die indefinitive Metrik in der Gupta-Methode.) Aber ich will ja heute nicht über das physikalische Glaubensbekenntnis sprechen und mich daher wieder auf die mathematische Analyse beschränken.

Wir müssen uns also wohl zuerst darüber einigen, ob der Hilbertraum I die von mir angegebenen Eigenschaften besitzt; das ist ja ein rein mathematisches Problem. Solltest Du also hier gegen meine mathematische Analyse noch Bedenken haben, so bitte ich, sie mir zu schreiben.[7]

Du fragst mich nach meiner Meinung zu Deinem „Appendix I“.[8] Ich bin mit Deiner Mathematik hier durchaus einverstanden, sehe aber noch nicht, inwiefern Deine Resultate mit meinen Behauptungen in Konflikt geraten sollen. Es scheint mir gar nicht wichtig, ob der Dipol bei Störungen beisammen bleibt oder nicht. Aber vielleicht sollten wir die Diskussion darüber noch verschieben.

In der Woche nach dem 3. März werden wir *vielleicht* noch hier sein, aber es ist noch nicht sicher. Ich schreib’ Dir, wenn es sich entschieden hat.

Einstweilen viele Grüße! Dein W. Heisenberg

[1] Vgl. den Brief [2504].
[2] An den Rand geschriebener Zusatz von Pauli: „Nicht einverstanden.“
[3] Die eckige Klammer [...] um den folgenden Text wurde wahrscheinlich durch Pauli hinzugefügt.

[4] Pauli versah dies und eine weitere Stelle mit Randanstreichungen und schrieb darunter: „Wird *nicht* geglaubt."
[5] Hier die zweite Randanstreichung von Pauli.
[6] Vgl. die Briefe [2470 und 2477].
[7] Hier eine weitere Randanstreichung von Pauli.
[8] Heisenberg bezieht sich auf den Appendix I zum Brief [2490].

## [2509] Lüders an Pauli

Cambridge, 11. Februar 1957[1]
[Maschinenschrift]

Sehr geehrter Herr Professor!

Meinem letzten Brief (vom 6. 2.)[2] möchte ich gern noch einen Nachtrag hinzufügen. Mir scheint, wenn man die ganze Frage der Urheberschaft des TCP-Theorems aufrollt, sollte man die wichtige Rolle nicht vergessen, die Zumino in diesem Zusammenhang gespielt hat. Ich habe diese Rolle verschiedentlich in Fußnoten meiner eigenen Arbeiten betont;[3] vielleicht ist sie dadurch aber nicht genügend deutlich geworden.

Während unserer gemeinsamen Anwesenheit in Göttingen (1950/51) wurden die ersten Grundsteine zu meiner eigenen Beschäftigung mit diesem Fragenkomplex gelegt,[4] indem sich in Diskussionen zwischen uns beiden, an denen auch Thirring beteiligt war, herausstellte, daß auch die Mesonentheorie invariant gegen Ladungsumkehr ist (im Gegensatz zu Behauptungen japanischer Autoren), sofern man nur gewisse simultane Kopplungen zwischen Mesonen und Nukleonen vermeidet. Ich habe heute gesehen, daß das Resultat im Lüders-Oehme-Thirring-Bericht {Zeitschrift für Naturforschung **7a**, 213 (1952)}[5] unnötig nebelhaft formuliert ist; in Wirklichkeit hatten wir damals die volle Antwort. Zuminos Rolle hierbei ist in Fußnoten sowohl in diesem Bericht wie in meiner Arbeit in der Zeitschrift für Physik **133**, 325 (1952)[6] betont. In dieser Arbeit drückte ich eine ziemlich vage Vermutung dieses Theorems aus (S. 338, 2. Absatz). Ich sah damals aber keinen Weg, diese auch noch ungenügend formulierte Vermutung zu beweisen, bis mich wiederum Zumino in einem Brief aus New York auf die richtige Formulierung (unter der Annahme von Paritätserhaltung) (ich glaube Anfang 1953) aufmerksam machte. Dieser wichtige Beitrag von Zumino ist in einer Fußnote auf S. 4 meiner dänischen Arbeit {Danske Videnskabernes Selskab, Matematisk-Fysiske Meddelelser **28**, Nr. 5 (1954)}[7] anerkannt. Ich bedauere, daß Zuminos Rolle bei der Aufstellung des Theorems, zum Teil vielleicht durch meine Schuld, nicht genügend bekannt geworden ist.

Ich wäre Ihnen dankbar, wenn Sie bei allen etwaigen Schritten zur Klärung der Urheberschaft auch in angemessener Weise an Zumino denken würden, der durch seine Zurückhaltung im Veröffentlichen auch in Fachkreisen fast unbekannt geblieben ist. Seine wichtigsten Leistungen, sofern sie überhaupt veröffentlicht worden sind, finden sich wohl in Fußnoten zu meinen eigenen Arbeiten und zu Thirrings Buch.[8]

Mit freundlichen Grüßen Stets Ihr G. Lüders

[1] Zusatz von Pauli: „Beantwortet 6. März."
[2] Vgl. den Brief [2496].
[3] Vgl. z. B. Lüders (1957, S. 276).
[4] Vgl. den gemeinsamen Beitrag von Lüders und Zumino (1953) über die Theorie des $\mu$-$\varepsilon$-Zerfalls und des $\mu$-Einfangs für den Heisenberg-Band über die Kosmische Strahlung.
[5] Vgl. Lüders, Oehme und Thirring (1952).
[6] Lüders (1952).
[7] Lüders (1954).
[8] Vgl. Thirrings *Einführung in die Quantenelektrodynamik* [1955, S. VI, 35]. Besonders auch in seinem Vorwort erwähnte Thirring, „daß manche Rechnungen in dem Buch auf unveröffentlichte Arbeiten von Dr. Zumino zurückgehen."

## [2510] Pauli an Fierz

Zürich, 12. Februar 1957

Lieber Herr Fierz!

Da sind Ihre zwei Briefe vom 8. des Monats, da war eine Lachsalve von mir, da war ein Telefongespräch[1] – und ich bin *doch nicht* zufrieden mit Ihnen – qua *Physiker*. Ihre Darstellung erzeugt bei mir das Gefühl der „formalistischen Langeweile", zu der die Lachsalve *kompensatorisch* war.

Ja, es ist wahr, daß es nur *eine* Zweikomponententheorie für Ruhmasse 0 gibt – aber man kann sie von zwei ganz verschiedenen *physikalischen* Standpunkten aus darstellen. (N. B. Die Spinoren mag ich auch nicht.)

Also ich halte jetzt meine eigene „Vorlesung", mit der Ihren bin ich nämlich *unzufrieden*.

Seien also – *zuerst:* Standpunkt der Weylschen *Zweikomponententheorie* – $\psi$ ein 2 komponentiger-Spinor, welcher der Gleichung (* = konjugiert komplex)

$$\frac{1}{c}\frac{\partial\psi}{\partial t} + \boldsymbol{\sigma}\frac{\partial\psi}{\partial \boldsymbol{x}} = 0 \tag{1}$$

genügt.[2]

Sei ferner*

$$\omega = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \psi^C = \omega\psi^*, \tag{2}$$

dann gilt

$$\frac{1}{c}\frac{\partial\psi^C}{\partial t} - \boldsymbol{\sigma}\frac{\partial\psi^C}{\partial \boldsymbol{x}} = 0, \tag{3}$$

da (mit T = transposed)

$$\boldsymbol{\sigma}^{\mathrm{T}} = -\omega\boldsymbol{\sigma}\omega^{-1}. \tag{4}$$

Die Zweikomponententheorie betont den ausgearteten vierkomponentigen Spinor $\Psi = \begin{pmatrix} \psi \\ 0 \end{pmatrix}$ und den anderen $\Psi^C = \begin{pmatrix} 0 \\ \omega\psi^* \end{pmatrix}$.

Mit

$$\boldsymbol{\alpha} = \begin{pmatrix} \boldsymbol{\sigma} & 0 \\ 0 & -\boldsymbol{\sigma} \end{pmatrix}; \quad \beta \equiv \gamma_4 = \begin{pmatrix} 0 & \mathbf{1} \\ \mathbf{1} & 0 \end{pmatrix}; \quad \gamma^5 = \begin{pmatrix} \mathbf{1} & 0 \\ 0 & -\mathbf{1} \end{pmatrix}$$

genügen $\Psi$ und $\Psi^C$ beide der Diracgleichung

$$\frac{1}{c}\frac{\partial \Psi^{(C)}}{\partial t} + \boldsymbol{\alpha}\frac{\partial \Psi^{(C)}}{\partial \boldsymbol{x}} = 0. \tag{1}$$

Die „Leptonladung“ des Neutrinos $\nu$

$$Q_\nu = \int \frac{1}{2}[\psi^*(x), \psi(x)]\, d^3x = -\int \frac{1}{2}[\psi^{*C}(x), \psi^C(x)]\, d^3x$$

unterscheidet Teilchen und Antiteilchen.**

Wenn man von der *Majorana-Theorie* „herkommt“ (welches Verbum dadurch gerechtfertigt ist, daß diese für beliebige Werte von Masse und Spin durchführbar ist), gibt es jedoch primär *keinen* Begriff „Teilchen-Antiteilchen“ und auch gar keine „Leptonladung“.

Man hat vielmehr auszugehen vom *4-komponentigen* Spinor (M = *Majorana*).

$$\Psi^{\mathrm{M}} = \begin{pmatrix} \psi \\ \omega\psi^* \end{pmatrix} = \Psi + \Psi^C$$

mit $(\Psi^{\mathrm{M}})^C \equiv \Psi^{\mathrm{M}}$. Es gibt *keinen* Begriff „C“ („Antiteilchen“).

*Realitätsbedingung*. Es ist

$$\frac{1}{c}\frac{\partial \Psi^{\mathrm{M}}}{\partial t} + \boldsymbol{\alpha}\frac{\partial \Psi^{\mathrm{M}}}{\partial \boldsymbol{x}} = 0.$$

Die Operation „P“ hier ist dasselbe wie „CP“ in der Zweikomponententheorie.

Natürlich kann man mit

$$\frac{1}{2}(1+\gamma_5)\Psi^{\mathrm{M}} = \begin{pmatrix} \psi \\ 0 \end{pmatrix} = \Psi, \quad \frac{1}{2}(1-\gamma_5)\Psi^{\mathrm{M}} = \begin{pmatrix} 0 \\ \omega\psi^* \end{pmatrix} = \Psi^C$$

zu den früheren Bildungen zurückkehren. Ich würde aber sagen, daß schließlich die *Wechselwirkung* entscheidet, welche Darstellung die „natürliche“ ist. (Darin scheinen wir übereinzustimmen.)

Wenn die Wechselwirkung die Erhaltung der Leptonladung gar nicht erfüllt, dann wäre es künstlich, die Unterscheidung „Teilchen-Antiteilchen“ überhaupt einzuführen. Es gäbe dann nur eine Operation P, welche die Zweikomponententheorie künstlich als CP bezeichnen würde, und die Majorana-Auffassung wäre „natürlich“. Aber die Abwesenheit des „doppelten Betazerfalles“ und das Ausbleiben der von Davis untersuchten Reaktion sprechen *für* die Erhaltung einer „Leptonladung“ (die im allgemeinen Gedankenkreis der Majoranatheorie *nicht* existiert).

Ferner ist die Wechselwirkung so, daß das „P-Majorana“ nur gilt, wenn das Vorzeichen der *Elektron*-Ladung dazu umgekehrt wird. Also ist es auch vernünftig, das Vorzeichen der Leptonladung dabei umzukehren, das heißt, einen Begriff „Leptonladung“ so einzuführen, daß er bei „P-Majorana“ auch beim

Neutrino sein Vorzeichen ändert (ebenso wie die elektromagnetische Ladung des Elektrons).

Nun haben sich also Lachsalve und Langeweile wohl genügend kompensiert, so daß wir diesen Gegenstand verlassen können.

Viele Grüße Ihr W. Pauli

P. S. Weisskopf schreibt mir,[3] die Frau C. S. Wu habe nun $Co^{58}$ (positronemitter) gemessen. Da sei nun die Asymmetrie richtig mit dem umgekehrten Vorzeichen aufgetreten (wie bei $Co^{60}$).

[Zusatz am oberen Briefrand:] Die Matrix $C$, für welche $\gamma_\mu^{\mathrm{T}} = -C\gamma_\mu C^{-1}$, ist in der 2-Komponenten-Theorie

$$C = \begin{pmatrix} \omega & 0 \\ 0 & -\omega \end{pmatrix}$$

*Fortsetzung*

Das Wesentliche scheint mir die Frage der Erhaltung einer Leptonladung zu sein. Natürlich schreibt sich $Q_\nu$ in der Majorana-Weise (mit $\Psi^{\mathrm{M}}$)

$$Q_\nu = \frac{1}{2}\int(\Psi^{\mathrm{M}*}\gamma_5\Psi^{\mathrm{M}} - \underset{\substack{\downarrow \\ \text{Kommutator}}}{\Psi^{\mathrm{M}}\gamma_5{}^{\mathrm{T}}\Psi^{\mathrm{M}*}})\,d^3x \tag{1a}$$

während für das Elektron

$$Q_e = \frac{1}{2}\int[\Psi_e{}^*, \Psi_e]\,d^3x.$$

Ist also $\bar{Q} \equiv Q_\nu + Q_e$ (mit entsprechender Verallgemeinerung für $\mu$-Mesonen) erhalten, so bedeutet das die Existenz einer *Eichgruppe* für die Wechselwirkungsenergie

$$\Psi'_{\mathrm{M}} = e^{\mathrm{i}\alpha\gamma_5}\Psi_{\mathrm{M}}, \quad \Psi'_e = e^{\mathrm{i}\alpha}\Psi_e. \tag{E}$$

Es ist aber ganz *ungeheuer künstlich*, hier bei $\Psi_{\mathrm{M}}$ das Neutrino $\gamma_5$ zu haben, beim Elektron aber nicht.

Sollte *(E)-Invarianz* vorhanden sein, so ist diese ein *Fremdkörper im Majorana-Formalismus*.

Letzten Herbst habe ich mich ja eben bemüht, zu zeigen, daß die Invarianz (E) *nicht* aus der Invarianz gegenüber der kontinuierlichen Lorentzgruppe (einschließlich 3-dimensionale Drehgruppe) folgt.[4]

Sollte sich empirisch herausstellen, daß die Invarianz (E) in der Natur *nicht* vorhanden ist, so hätte ich dagegen nicht notwendige Einwände gegen die Majoranasche Auffassungsweise des Neutrino.

In Ihren Briefen ist diese ganze (E)-Frage jedoch völlig unter den Tisch gefallen.

Die Formulierung, daß bei Photonen „Teilchen und Antiteilchen identisch" sind, ist sowohl richtig als auch „sinnreich".[5] Sie sagt einfach aus, daß Photonen *ungeladen* sind.

[1] Vgl. die Briefe [2497, 2501 und 2502].
[2] Diese zuerst von Weyl (1929) aufgestellte zweikomponentige Wellengleichung hatte Pauli in seinem bekannten Handbuchartikel (1933, S. 226) diskutiert (vgl. hierzu auch den Brief [2465] an Telegdi).
* Man hätte ebensogut $\omega$ durch $-\omega$ ersetzen können, das ist Konvention. Es ist $\omega^* = -\omega$ (hermitesch konjugiert), $\omega\omega^* = -\omega^2 = 1$. ($\omega^{\mathrm{T}} = -\omega$). Manche Autoren (Wigner) schreiben $\omega = \mathrm{i}\sigma_y$, aber das gilt nur für eine spezielle Darstellung von $\sigma_y$. Die $\sigma_k$ können aber einer unitären Transformation unterworfen werden, während $\omega$ bleibt.
** Man hätte ebensogut $\omega\psi^* = \varphi$, $\Psi^C = \phi = \binom{0}{\varphi}$, $\psi = -\omega\varphi^*$, $\phi^C = -\binom{0}{\omega\varphi^*} = -\Psi$ setzen können.
[3] Vgl. den Brief [2493].
[4] Pauli meinte wahrscheinlich die im Herbst 1955 in Kopenhagen gehaltenen Vorlesungen über kontinuierliche Gruppen und Quantenmechanik (vgl. Band **IV**/3, S. 348f.).
[5] Diese Bemerkung bezieht sich auf die Schlußpassage des Briefes [2502] von Fierz.

## [2511] Pauli an Yang

Zürich, 12. Februar 1957

Dear Yang!

It was nice to have a letter from you* and we are glad, to have a chance to see you both here in Summer.[1] Please let us know in time, *when* you will come, so that we won't miss you – September would not be good, because then we shall probably be away.[2] If possible, please come *earlier*. (I am still sorry, that we once missed here C. S. Wu in September.)

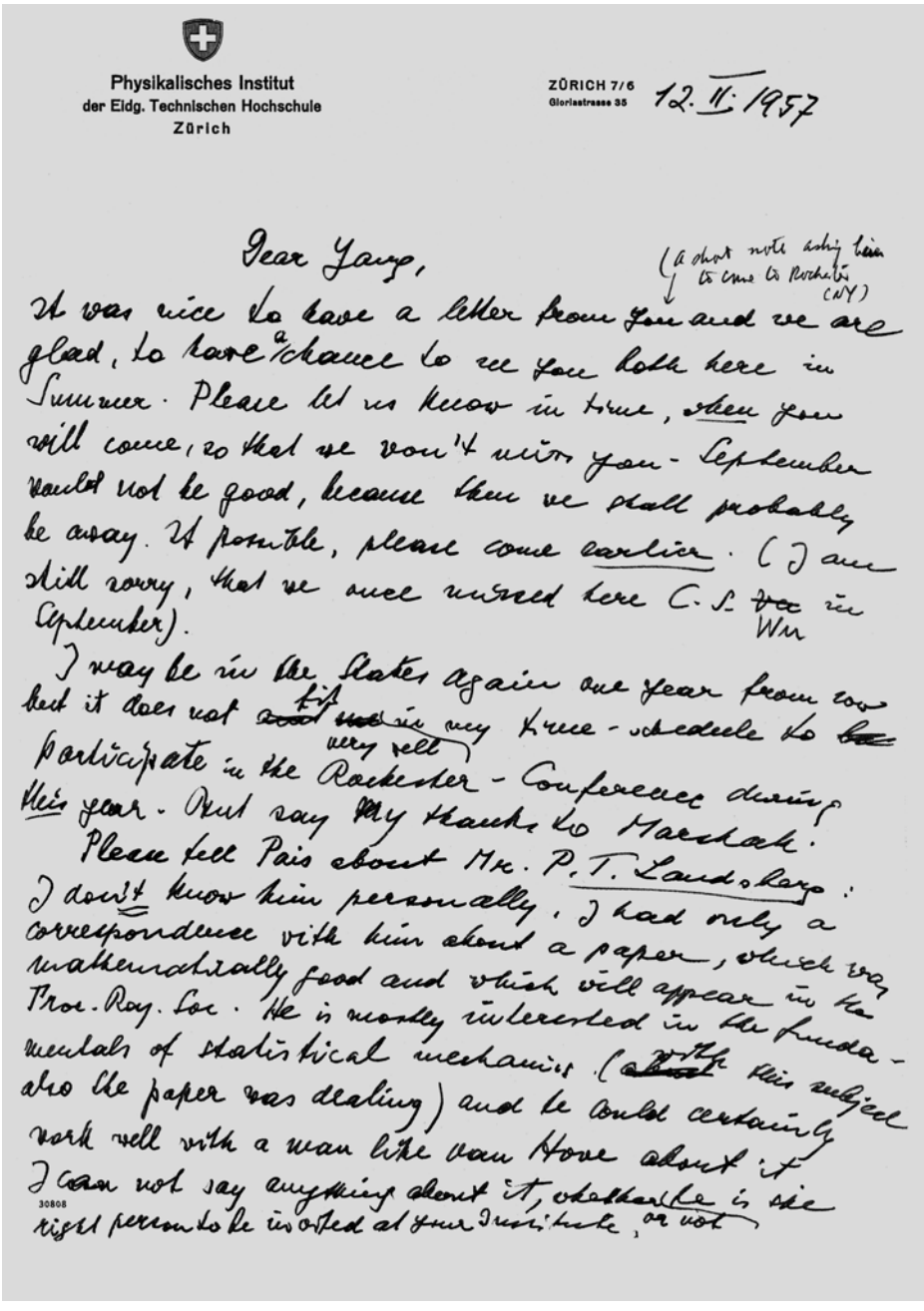
I may be in the States again one year from now[3] but it does not fit very well in my time-schedule to participate in the Rochester-Conference during *this* year.[4] But say my thanks to Marshak.

Please tell Pais about Mr. *P. T. Landsberg*:[5] I *don't* know him personally, I had only a correspondence with him about a paper, which was mathematically good and which will appear in the Proceedings of the Royal Society.[6] He is mostly interested in the fundamentals of statistical mechanics (with this subject also the paper was dealing) and he could certainly work well with a man like van Hove about it.[7] I cannot say anything about it, whether or not he is the right person to be invited at your Institute.

From the New York meeting I heard from Blatt (who was here yesterday)[8] and from Weisskopf (who wrote to me),[9] that the derivatives of the Uhlenbeck-Konopinski-type are *out* of the game again in the beta-decay of the $\mu$-meson (Muon).[10] I am very glad about it.

Salam had sent to me a paper on this problem,[11] in which he introduced a „*B-field*" very similar to the one in your old paper with *Mills*.[12] I regret very much, that the question is *still open* whether or not, as a consequence of the gauge-invariance, the rest-mass of the „B-particles" has to be exactly *zero*.[13] (I still believe it, but you said to me, that you have still no good general proof for it.) Salam needs a very large mass of the „B's" besides the gauge invariance (of the second kind) of the B-field and this seemed to me *not* compatible. But the final decision on this paper of Salam is closely connected with this question, which has been left open.

Regarding the $\mu$-meson, the question arises critically, whether or not there is a conservation law for light particles (= *conservation of a* „*lepton-charge*").[14] If



Physikalisches Institut
der Eidg. Technischen Hochschule
Zürich

ZÜRICH 7/6
Gloriastrasse 35

12. II. 1957

Dear Yang,

(a short note asking him to come to Rochester (NY))

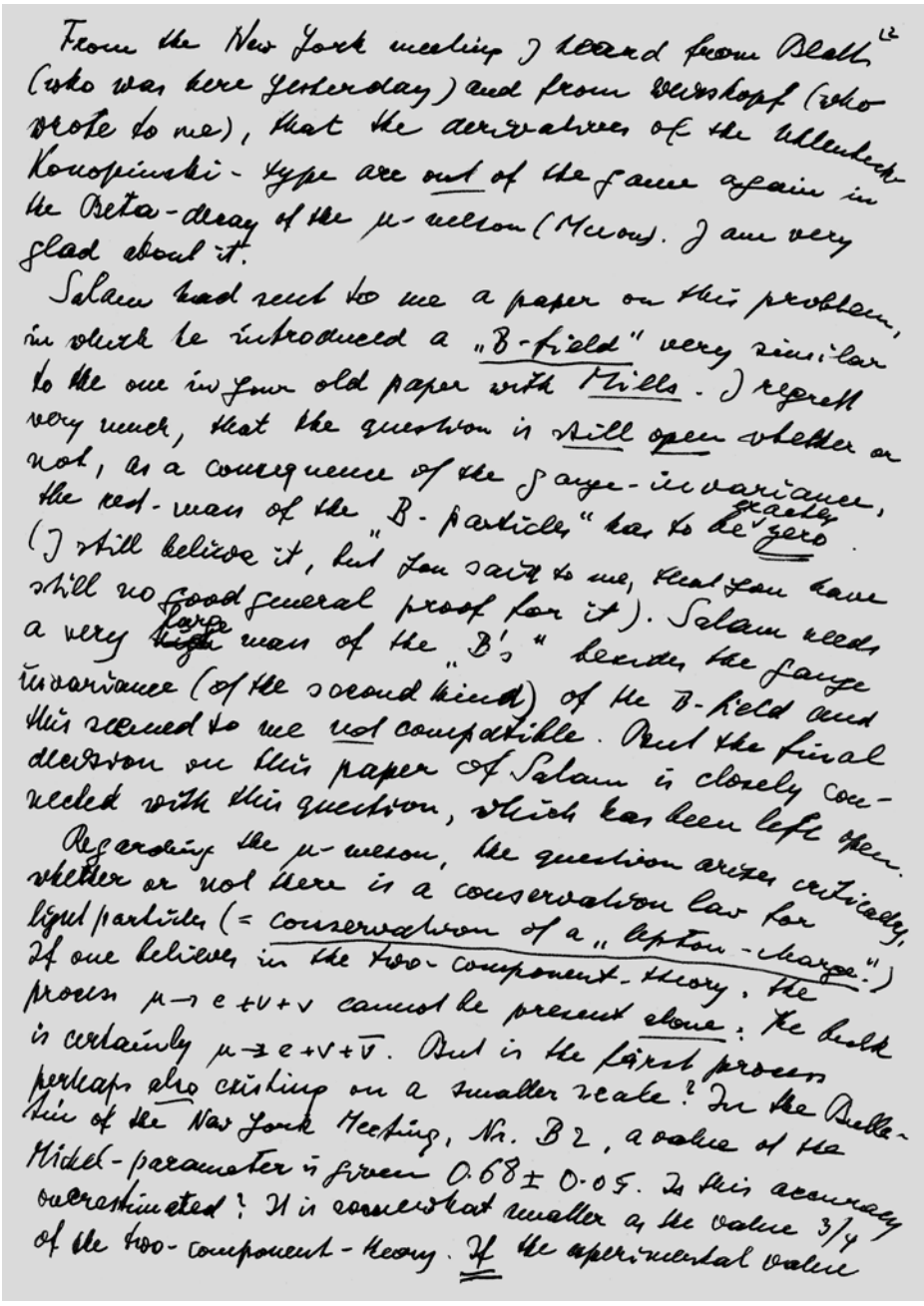
It was nice to have a letter from You and we are glad, to have a chance to see You both here in Summer. Please let us know in time, when You will come, so that we don't miss You. September would not be good, because then we shall probably be away. If possible, please come earlier. (I am still sorry, that we once missed here C. S. Yoo in September).

I may be in the States again one year from now but it does not fit in my time-schedule to participate in the Rochester-Conference during very well this year. But say My thanks to Marshak.

Please tell Pais about Mr. P. T. Landsberg: I don't know him personally. I had only a correspondence with him about a paper, which was mathematically good and which will appear in the Proc. Roy. Soc. He is mainly interested in the fundamentals of statistical mechanics (with this subject also the paper was dealing) and he would certainly work well with a man like Van Hove about it. I can not say anything about it, whether he is the right person to be invited at our Institute, or not.

30808

Faksimile des Briefes [2511]

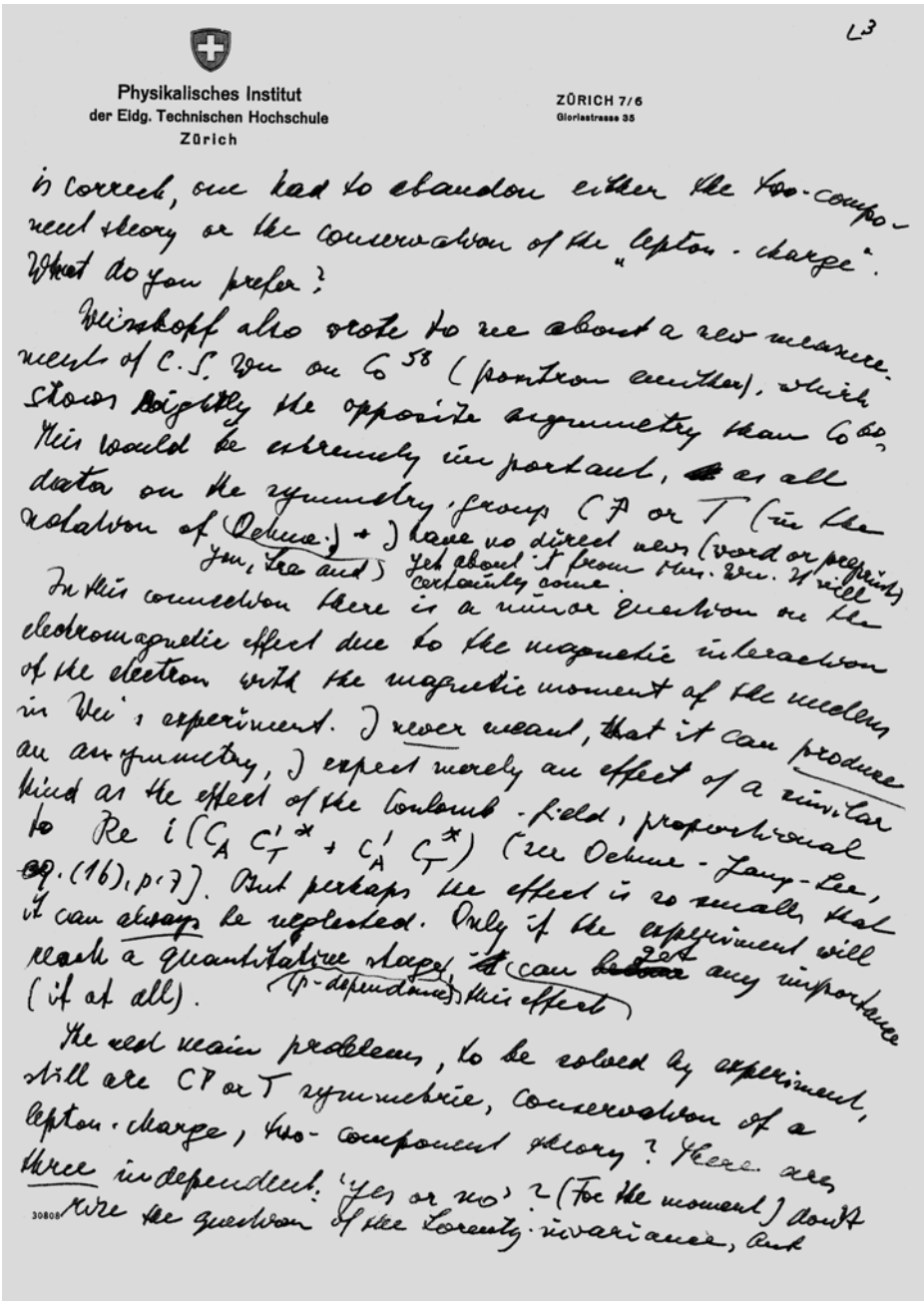


From the New York meeting I heard from Bleuler (who was here yesterday) and from Wentzel (who wrote to me), that the derivatives of the Ullenbeck-Konopinski-type are out of the game again in the Beta-decay of the μ-meson (Meson). I am very glad about it.

Salam had sent to me a paper on this problem, in which he introduced a „B-field" very similar to the one in your old paper with Wills. I regret very much, that the question is still open whether or not, as a consequence of the gauge-invariance, the rest-mass of the „B-particle" has to be exactly zero. (I still believe it, but you said to me, that you have still no good general proof for it). Salam needs a very large mass of the „B's" because the gauge invariance (of the second kind) of the B-field and this seemed to me not compatible. But the final decision on this paper of Salam is closely connected with this question, which has been left open.

Regarding the μ-meson, the question arises critically, whether or not there is a conservation law for light particles (= conservation of a „lepton-charge".) If one believes in the two-component-theory, the process $\mu \to e + \nu + \nu$ cannot be present alone; the decay is certainly $\mu \to e + \nu + \bar{\nu}$. But is the first process perhaps also existing on a smaller scale? In the Bulletin of the New York Meeting, Nr. B2, a value of the Michel-parameter is given $0.68 \pm 0.05$. Is this accuracy overestimated? It is conceivable that smaller as the value 3/4 of the two-component-theory. If the experimental value

Faksimile des Briefes [2511]



L3

Physikalisches Institut
der Eidg. Technischen Hochschule
Zürich

ZÜRICH 7/6
Gloriastrasse 35

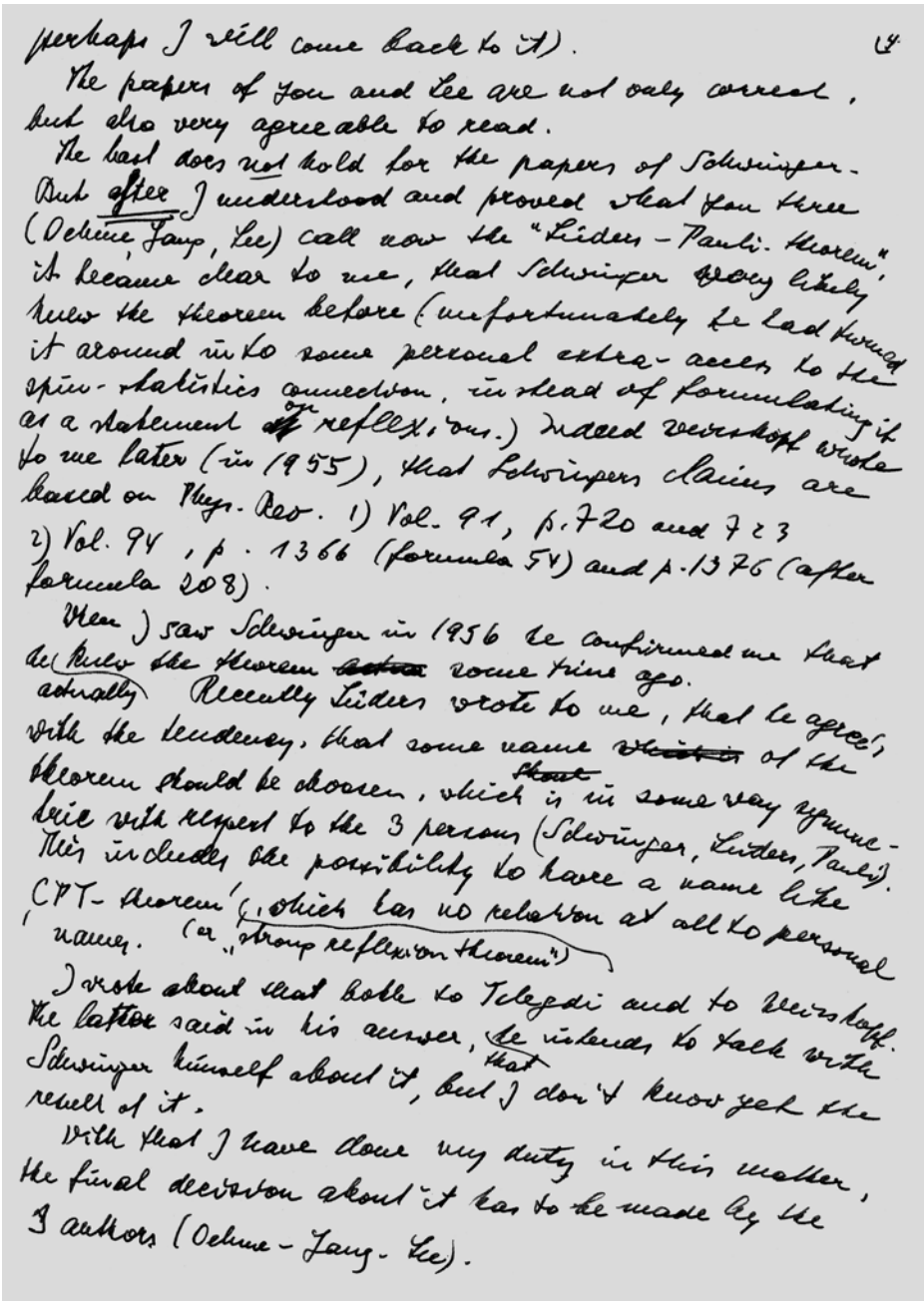
is correct, one had to abandon either the two-component theory or the conservation of the „lepton-charge". What do you prefer?

Wilkhoff also wrote to me about a new measurement of C.S. Wu on $Co^{58}$ (positron emitter), which shows slightly the opposite asymmetry than $Co^{60}$. This would be extremely important, as all data on the symmetry groups C, P or T (in the relation of Oehme, Jauch-Rohrlich and Yang-Lee) have no direct relation to parity. Yet about it from Wu. Wu. will certainly come.

In this connection there is a minor question on the electromagnetic effect due to the magnetic interaction of the electron with the magnetic moment of the nucleus in Wu's experiment. I never meant, that it can produce an asymmetry, I expect merely an effect of a similar kind as the effect of the Coulomb-field, proportional to $Re\, i(C_A C_T'^* + C_A' C_T^*)$ (see Oehme-Jauch-Lee, loc. (16), p. 7). But perhaps the effect is so small, that it can always be neglected. Only if the experiment will reach a quantitative stage, it can become of any importance (if at all).

The real main problems, to be solved by experiment, still are CP or T symmetries, conservation of a lepton-charge, two-component theory? There are three independent 'yes or no'? (For the moment I don't care the question of the Lorentz-invariance, and

30808



perhaps I will come back to it). 4

The papers of You and Lee are not only correct, but also very agreeable to read.

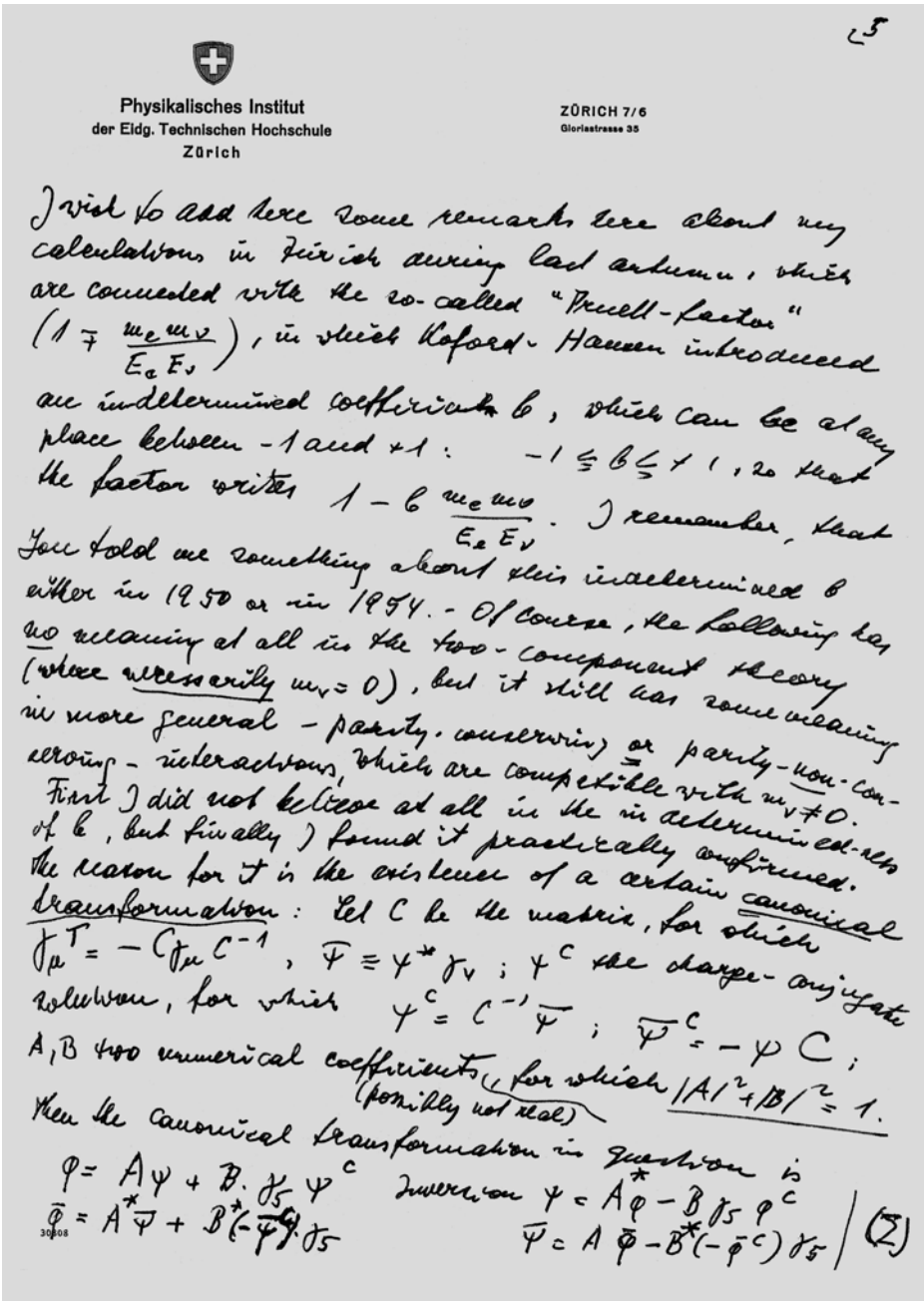
The last does not hold for the papers of Schwinger. But after I understood and proved that Lee three (Oehme, Yang, Lee) call now the "Lüders - Pauli - theorem", it became clear to me, that Schwinger very likely knew the theorem before (unfortunately he had turned it around in so some personal extra-access to the spin-statistics connection, instead of formulating it as a statement of reflexions.) Marcel Veuskoff wrote to me later (in 1955), that Schwingers claims are based on Phys. Rev. 1) Vol. 91, p. 720 and 723 2) Vol. 94, p. 1366 (formula 54) and p. 1376 (after formula 208).

When I saw Schwinger in 1956 he confirmed me that he knew the theorem ~~before~~ some time ago. actually Recently Lüders wrote to me, that he agrees with the tendency, that some name ~~which~~ of the theorem should be chosen, which that is in some way symmetric with respect to the 3 persons (Schwinger, Lüders, Pauli). This includes the possibility to have a name like „CPT-theorem", which has no relation at all to personal names. (or „group reflexion theorem")

I wrote about that both to Telegdi and to Veuskoff. The latter said in his answer, he intends to talk with that Schwinger himself about it, but I don't know yet the result of it.

With that I have done my duty in this matter, the final decision about it has to be made by the 3 authors (Oehme - Yang - Lee).

Faksimile des Briefes [2511]



Physikalisches Institut
der Eidg. Technischen Hochschule
Zürich

ZÜRICH 7/6
Gloriastrasse 35

I wish to add here some remarks here about my calculations in Zürich during last autumn, which are connected with the so-called "Pauli-factor" $\left(1 \mp \frac{m_e m_\nu}{E_e E_\nu}\right)$, in which Oxford-Harwell introduced an undetermined coefficient $b$, which can be at any place between $-1$ and $+1$: $-1 \leqq b \leqq +1$, so that the factor writes $1 - b \frac{m_e m_\nu}{E_e E_\nu}$. I remember, that You told me something about this undetermined $b$ either in 1950 or in 1954. - Of course, the following has no meaning at all in the two-component theory (where necessarily $m_\nu = 0$), but it still has some meaning in more general - parity-conserving or parity-non-conserving - interactions, which are compatible with $m_\nu \neq 0$.

First I did not believe at all in the indetermined-ness of $b$, but finally I found it practically confirmed. The reason for it is the existence of a certain canonical transformation: Let $C$ be the matrix, for which $\gamma_\mu^T = -C \gamma_\mu C^{-1}$, $\bar{\psi} \equiv \psi^* \gamma_4$; $\psi^c$ the charge-conjugate solutions, for which $\psi^c = C^{-1} \bar{\psi}$; $\bar{\psi}^c = -\psi C$; $A, B$ two numerical coefficients (possibly not real), for which $|A|^2 + |B|^2 = 1$.

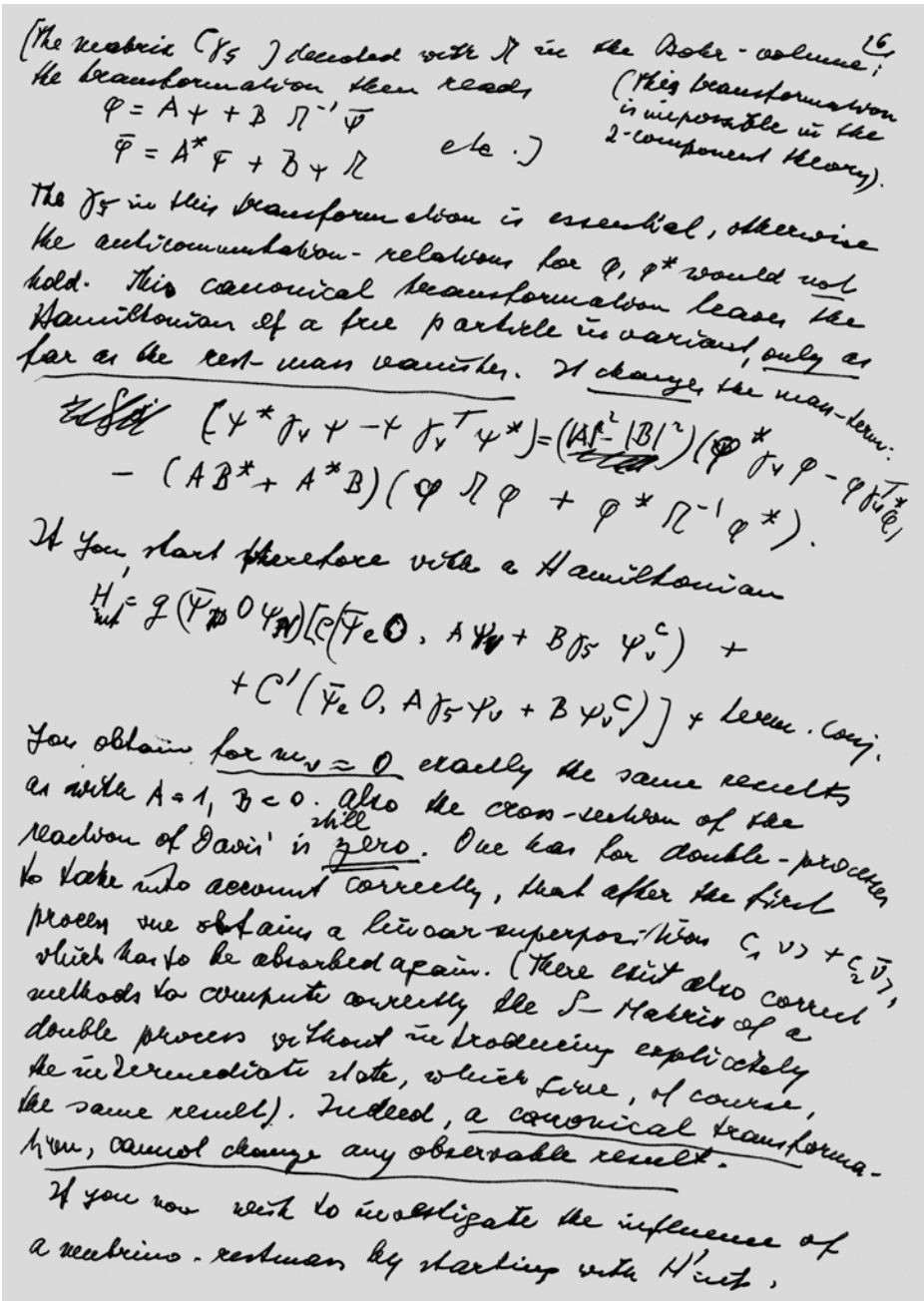
Then the canonical transformation in question is

$$\varphi = A\psi + B \gamma_5 \psi^c \qquad \text{inverse } \psi = A^* \varphi - B \gamma_5 \varphi^c$$

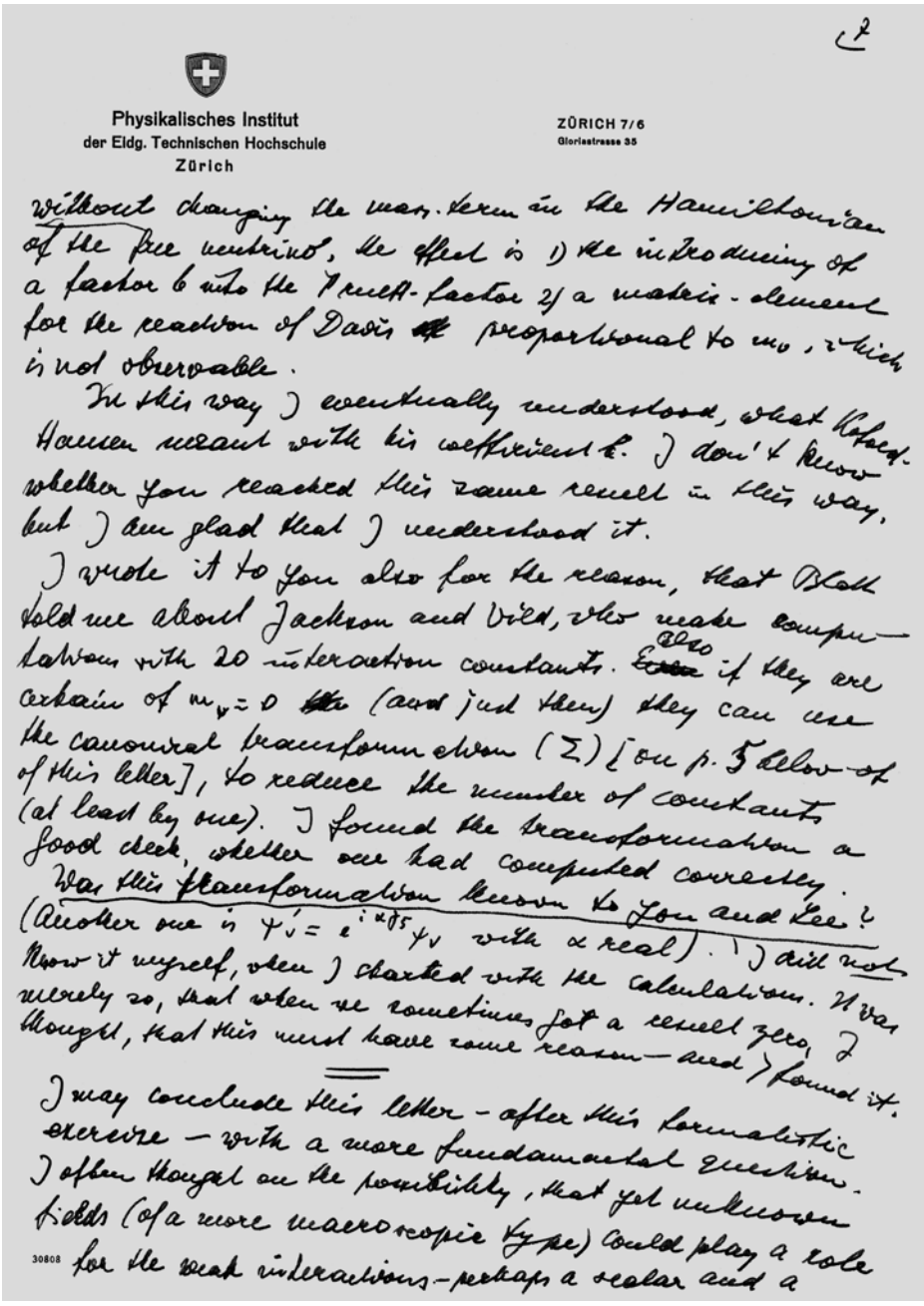
$$\bar{\varphi} = A^* \bar{\psi} + B^* (-\bar{\psi}^c) \gamma_5 \qquad \bar{\psi} = A \bar{\varphi} - B^* (-\bar{\varphi}^c) \gamma_5 \quad (2)$$

30808

Faksimile des Briefes [2511]



Faksimile des Briefes [2511]



Physikalisches Institut
der Eidg. Technischen Hochschule
Zürich

ZÜRICH 7/6
Gloriastrasse 35

2

without changing the mass-term in the Hamiltonian of the free neutrino, the effect is 1) the introducing of a factor 6 into the Fermi-factor 2) a matrix-element for the reaction of Davis ~~etc~~ proportional to $m_\nu$, which is not observable.

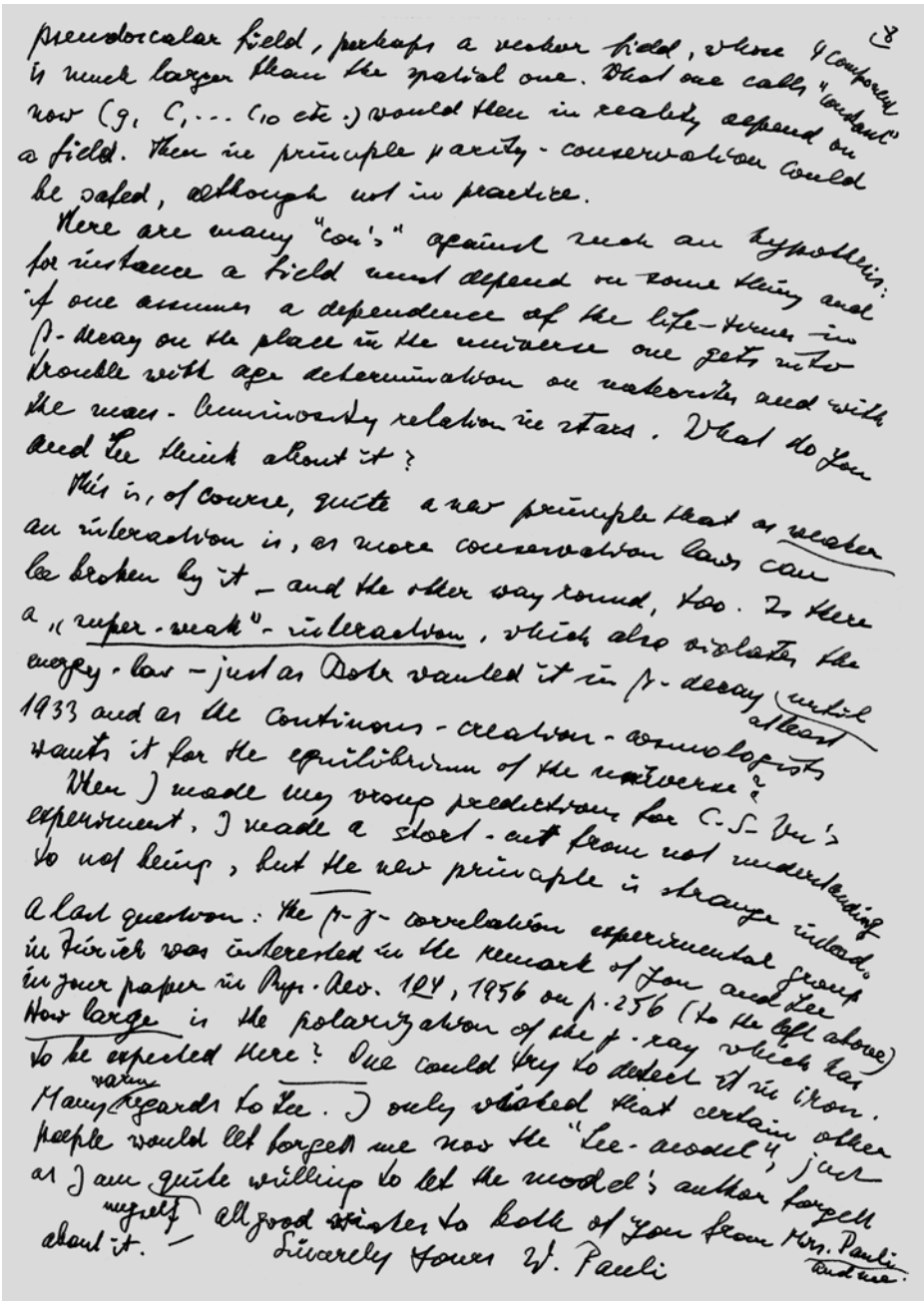
In this way I eventually understood, what Kofoed-Hansen meant with his coefficient k. I don't know whether you reached this same result in this way, but I am glad that I understood it.

I wrote it to you also for the reason, that Bloch told me about Jackson and Wild, who make computations with 20 interaction constants. Also if they are certain of $m_\nu = 0$ (and just then) they can use the canonical transformation shown ($\Sigma$) [on p. 5 below of this letter], to reduce the number of constants (at least by one). I found the transformation a good deal, whether one had computed correctly. Was this transformation known to Lee and You? (Another one is $\psi_\nu' = e^{i\alpha\gamma_5}\psi_\nu$ with $\alpha$ real). I did not know it myself, when I started with the calculations. It was merely so, that when we sometimes got a result zero, I thought, that this must have some reason — and I found it.

I may conclude this letter — after this formalistic exercise — with a more fundamental question. I often thought on the possibility, that yet unknown fields (of a more macroscopic type) could play a role for the weak interactions — perhaps a scalar and a

30808

Faksimile des Briefes [2511]



Faksimile des Briefes [2511]

one believes in the two-component-theory, the process $\mu \to e + \nu + \nu$ cannot be present *alone*: The bulk is certainly $\mu \to e + \nu + \bar{\nu}$. But is the first process perhaps *also* existing on a smaller scale? In the Bulletin of the New York Meeting, Nr. B 2,[15] a value of the Michel-parameter is given $0.68 \pm 0.05$. Is this accuracy overestimated? It is somewhat smaller as the value 3/4 of the two-component-theory. *If* the experimental value is correct, one had to abandon either the two-component theory or the conservation of the „lepton-charge". What do you prefer?

Weisskopf also wrote to me about a new measurement of C. S. Wu on $Co^{58}$ (positron emitter), which shows rightly the opposite asymmetry than $Co^{60}$.[16] This would be extremely important, as all data on the symmetry group CP or T (in the notation of you, Lee and Oehme).[17] I have no direct news (word or preprint) yet about it from Mrs. Wu. It will certainly come.[18]

In this connection there is a minor question on the electromagnetic effect due to the magnetic interaction of the electron with the magnetic moment of the nucleus in Wu's experiment. I *never* meant, that it can *produce* an asymmetry, I expect merely an effect of a similar kind as the effect of the Coulomb-field, proportional to $\mathrm{Re}\,\mathrm{i}(C_A C_T'^{*} + C_A' C_T^{*})$ {see Oehme-Yang-Lee, equation (16), p. 7}. But perhaps the effect is so small that it can *always* be neglected. Only if the experiment will reach a quantitative stage (p-dependence), this effect can get any importance (if at all).

The real main problems, to be solved by experiment, still are CP or T symmetries, conservation of a lepton-charge, two-component theory? There are *three* independent: ‚yes or no'? (For the moment I don't raise the question of the Lorentz-invariance,[19] but perhaps I will come back to it.)

The papers of you and Lee are not only correct, but also very agreeable to read.

The last does *not* hold for the papers of Schwinger. But *after* I understood and proved what you three (Oehme, Yang, Lee) call now the „Lüders-Pauli-theorem", it became clear to me, that Schwinger very likely knew the theorem before (unfortunately he had turned it around into some personal extra-[access][20] to the spin-statistics connection, instead of formulating it as a statement on reflexions). Indeed Weisskopf wrote to me later (in 1955), that Schwinger's claims are based on Physical Review 1. Volume **91**, p. 720 and 723; 2. Volume **94**, p. 1366 (formula 54) and p. 1376 (after formula 208).[21]

When I saw Schwinger in 1956[22] he confirmed me that he actually knew the theorem some time ago.

Recently Lüders wrote to me,[23] that he agrees with the tendency, that some name of the theorem should be chosen, which is in some way symmetric with respect to the 3 persons (Schwinger, Lüders, Pauli). This includes the possibility to have a name like ‚CPT-theorem' (or „strong reflexion theorem"), which has no relation at all to personal names.

I wrote about that both to Telegdi and to Weisskopf.[24] The latter said in his answer,[25] that he intends to talk with Schwinger himself about it, but I don't know yet the result of it.

With that I have done my duty in this matter, the final decision about it has to be made by the 3 authors (Oehme-Yang-Lee).

I wish to add here some remarks here about my calculations in Zürich during last autumn, which are connected with the so-called „Pruett-factor“[26]

$$\left(q \mp \frac{m_e m_\nu}{E_e E_\nu}\right),$$

in which Kofoed-Hansen introduced an indetermined coefficient $b$, which can be at any place between $-1$ and $+1$: $-1 \leqq b \leqq +1$, so that the factor writes

$$1 - b\frac{m_e m_\nu}{E_e E_\nu}.$$

I remember, that you told me something about this indetermined $b$ either in 1950 or in 1954.

Of course, the following has *no* meaning at all in the two-component theory (where *necessarily* $m_\nu = 0$), but it still has some meaning in more general – parity-conserving *or* parity-*non*-conserving – interactions, which are compatible with $m_\nu \neq 0$.

First I did not believe at all in the indeterminedness of b, but finally I found it practically confirmed. The reason for it is the existence of a certain *canonical transformation*: Let $C$ be the matrix, for which

$$\gamma_\mu^{\mathrm{T}} = -C\gamma_\mu C^{-1}, \quad \bar{\psi} \equiv \psi^* \gamma_4;$$

$\psi^C$ the charge-conjugate solution, for which

$$\psi^C = C^{-1}\bar{\psi}; \quad \bar{\psi}^C = -\psi C;$$

$A$, $B$ two numerical coefficients (possibly not real), for which $|A|^2 + |B|^2 = 1$.

Then the canonical transformation in question is

$$\begin{array}{ll} \varphi = A\psi + B\gamma_5\psi^C & \text{Inversion} \quad \psi = A^*\varphi - B\gamma_5\varphi^C \\ \bar{\varphi} = A^*\bar{\psi} + B^*(-\bar{\psi}^C)\gamma_5 & \bar{\psi} = A\bar{\varphi} - B^*(-\bar{\varphi}^C)\gamma_5. \end{array} \qquad (\Sigma)$$

(The matrix $C\gamma_5$ I denoted with $\Omega$ in the Bohr-volume: the transformation then reads

$$\begin{array}{l} \varphi = A\psi + B\Omega^{-1}\bar{\psi} \\ \bar{\varphi} = A^*\bar{\psi} + B\psi\Omega \end{array} \quad \text{etc.})$$

(This transformation is impossible in the 2-component theory.)

The $\gamma_5$ in this transformation is essential, otherwise the anticommutation-relations for $\varphi$, $\varphi^*$ would *not* hold. This canonical transformation leaves the Hamiltonian of a free particle invariant, *only as far as the rest-mass vanishes*. It *changes* the mass-term:

$$\begin{aligned} &(\psi^*\gamma_4\psi - \psi\gamma_4^{\mathrm{T}}\psi^*) \\ &= (|A|^2 - |B|^2)(\varphi^*\gamma_4\varphi - \varphi\gamma_4^{\mathrm{T}}\varphi^*) - (AB^* + A^*B)(\varphi\Omega\varphi + \varphi^*\Omega^{-1}\varphi^*). \end{aligned}$$

If you start therefore with a Hamiltonian

$$H'_{\text{int}} = g(\bar{\psi}_P\, 0\, \psi_N)[C(\bar{\psi}_e\, 0, A\psi_\nu + B\gamma_5\psi_\nu^C) + C'(\bar{\psi}_e\, 0, A\gamma_5\psi_\nu + B\psi_\nu^C)] + \text{herm. conj.}$$

you obtain *for* $m_\nu = 0$ exactly the same results as with $A = 1$, $B = 0$. Also the cross-section of the reaction of Davis' is still *zero*. One has for double-processes to take into account correctly, that after the first process one obtains a linear superposition

$$C_1\nu\rangle + C_2\bar{\nu}\rangle,$$

which has to be absorbed again. (There exist also correct methods to compute correctly the S-matrix of a double process without introducing explicitly the intermediate state, which give, of course, the same result.) Indeed, *a canonical transformation, cannot change any observable result*.

If you now wish to investigate the influence of a neutrino-restmass by starting with $H'_{\text{int}}$, *without* changing the mass-term in the Hamiltonian of the free neutrino, the effect is 1. the introducing of a factor $b$ into the Pruett-factor, 2. a matrix-element for the reaction of Davis proportional to $m_\nu$, which is not observable.

In this way I eventually understood, what Kofoed-Hansen meant with his coefficient $b$. I don't know whether you reached this same result in this way, but I am glad that I understood it.

I wrote it to you also for the reason, that Blatt told me about Jackson and Wyld,[27] who make computations with 20 interaction constants. Also if they are certain of $m_\nu = 0$ (and just then) they can use the canonical transformation ($\Sigma$),[28] to reduce the number of constants (at least by one). I found the transformation a good check, whether one had computed correctly.

*Was this transformation known to you and Lee?* (Another one is $\psi'_\nu = e^{i\alpha\gamma_5}\psi_\nu$ with $\alpha$ real.) I did *not* know it myself, when I started with the calculations. It was merely so, that when we sometimes got a result zero, I thought, that this must have some reason – and I found it.

---

I may conclude this letter – after this formalistic exercise – with a more fundamental question. I often thought on the possibility, that yet unknown fields (of a more macroscopic type) could play a role for the weak interactions – perhaps a scalar and a pseudoscalar field, perhaps a vector field, whose 4th component is much larger than the spatial one. What one calls „constant" now ($g_1 C_1 \ldots C_{10}$ etc.) would then in reality depend on a field. Then in principle parity-conservation could be saved, although not in practice.

There are many „con's" against such an hypothesis: for instance a field must depend on something and if one assumes a dependence of the life-times in $\beta$-decay on the place in the universe one gets into trouble with age determination on meteorites and with the mass-luminosity relation in stars.[29] What do you and Lee think about it?

This is, of course, quite a new principle that as *weaker* an interaction is, as more conservation laws can be broken by it – and the other way round, too. Is

there a „*super-weak*"-*interaction*, which also violates the energy-law – just as Bohr wanted it in $\beta$-decay at least until 1933 and as the continuous-creation-cosmologists want it for the equilibrium of the universe?

When I made my wrong predictions for C. S. Wu's experiment, I made a short-cut from not understanding to not being, but the new principle is strange indeed.

---

A last question: the $\beta$-$\gamma$-correlation experimental group in Zürich[30] was interested in the remark of you and Lee in your paper in Physical Review **104**, 1956 on p. 256[31] (to the left above). *How large* is the polarization of the $\gamma$-ray which has to be expected there? One could try to detect it in iron.

Many warm regards to Lee. I only wished that certain other people would let forget me now the „Lee-model", just as I am myself quite willing to let the model's author forget about it.[32] All good wishes to both of you from Mrs. Pauli and me.

Sincerely yours, W. Pauli

[*] [Zusatz von Yang:] „A short note asking him to come to Rochester (NY)."

[1] Über diese Reise schreibt Yang im Kommentar zu seinen *Selected Papers* [1983, S. 42f.]: „In April, 1957, my family and I went to Paris for our first European trip. I lectured at the École Normale. Later we moved to Geneva, and I worked for two months at the European Organzation for Nuclear Research (CERN). The first buildings of CERN were just then being finished but the theorists still had offices in rented prefabs at the airport. Tatiana Fabergé was already the secretary of the theory group, as she still is today. The physicists with whom I had most discussions that summer were B. Ferretti, O. Piccioni, and J. Steinberger. My family and I came back to the States in late August and spent one month in Brookhaven before returning to Princeton." Vgl. auch die Anmerkung zum Brief [2619].

[2] Am 21. August 1957 war Pauli mit seiner Frau in die Ferien nach Italien gereist (vgl. den Brief [2693]).

[3] Vgl. den Kommentar zum Brief [2841].

[4] Vgl. hierzu den Kommentar in Band **IV**/3, S. 547ff. Angaben zur 7. Rochester Konferenz findet man im Brief [2513].

[5] Vgl. hierzu die Anmerkung zum Brief [2545].

[6] Vgl. hierzu den Briefwechsel mit Farquhar und Landsberg im Band **IV**/3, S. 639.

[7] Léon van Hove war 1949-1950 und 1952-1954 Mitglied am *Institute for Advanced Study* in Princeton gewesen. Insbesondere war ihm 1955 eine allgemeinere Herleitung der quantenmechanischen Transportgleichungen (master equation) gelungen, die Pauli 1928 in seinem Beitrag für die Sommerfeld-Festschrift aufgestellt hatte. Vgl. hierzu auch van Hoves Bericht (1957) über neuere Forschungen auf dem Gebiet der statistischen Mechanik während der *Seattle Conference*.

[8] Blatt war während seiner Rückreise von Amerika nach Sydney auch durch Zürich gekommen (vgl. den Hinweis im Brief [2451]).

[9] Vgl. den Brief [2493].

[10] Vgl. hierzu den Punkt 7 in dem Brief [2513] von Lee und Yang.

[11] Vgl. Salam (1957a).

[12] Yang und Mills (1954b).

[13] Vgl. hierzu den Aufsatz über die historischen Ursprünge der Eichtheorie von O'Raifearteigh und Straumann (2000).

[14] Dieses Problem wurde von Pursey (1957) während der *Rehovoth Konferenz* und von Pauli (1957d) in einer im Mai 1957 eingereichten Veröffentlichung behandelt.

[15] Vgl. L. Rosenson (1957). Siehe auch Touscheks Bemerkung (im Brief [2488]) über den Wert des Michelschen $\rho$-Parameters beim K-Zerfall.

[16] Vgl. hierzu auch Paulis Brief [2460] an Wu.
[17] Lee, Oehme und Yang (1957). – In einer Fußnote zu dieser am 7. Januar eingegangenen und im Heft vom 15. April 1957 ausgegebenen Veröffentlichung weisen die Autoren auf Schwingers Mitwirkung bei der Formulierung des CPT-Theorems hin, auf die sie durch Pauli aufmerksam gemacht worden seien.
[18] Das erste uns vorliegende Schreiben aus der nachfolgenden Korrespondenz mit Wu ist der Brief [2820] vom 3. Januar 1958. Pauli hat Wu jedoch schon im September 1957 während der *Rehovoth Conference* in Israel getroffen.
[19] Vgl. auch die Bemerkungen über die Möglichkeit einer empirischen Prüfung der Lorentzinvarianz in der Korrespondenz [2476, 2493 und 2505] mit Weisskopf.
[20] Unleserliches Wort.
[21] Vgl. hierzu die näheren Hinweise in den Briefen [2496 und 2505].
[22] Vgl. hierzu Paulis Hinweis in dem Schreiben [2471] an Fierz.
[23] Vgl. den Brief [2496].
[24] Vgl. die Briefe [2465 und 2476].
[25] Vgl. den Brief [2493].
[26] Vgl. Band **IV**/3, S. 697f., 702 und 754f.
[27] Pauli schrieb Wild statt Wyld. Vgl. Jackson, Treiman und Wyld (1957a, b). Jackson, der später auch durch sein Buch *Classical electrodynamics* [1962] unter Physikern allgemein bekannt wurde, hat 1999 in seinen „Snapshots of a physicist's life" die damaligen Ereignisse festgehalten.
[28] Zusatz von Pauli: „on p. 5 below of this letter." {Das entspricht der im Text mit ($\Sigma$) gekennzeichneten Formel.}
[29] Vgl. hierzu auch die Bemerkungen im Brief [2484].
[30] Diese Gruppe bestand im wesentlichen aus Ernst Heer, Werner Zünti und Fritz Grimmi. Einen historischen Überblick über die Richtungskorrelationsforschung am physikalischen Institut der ETH lieferte Ernst Heer in seinem Beitrag (1960) zu der von Frauenfelder, Huber und Stähelin herausgegebenen *Scherrer-Festschrift*. Vgl. auch den Kommentar zum Brief [2580].
[31] Lee und Yang (1956b).
[32] Pauli hatte es Lee ursprünglich ein wenig übel genommen, daß er die Bearbeitung seines Modells anderen überlassen hatte (vgl. die Fußnote zum Brief [2455]).

## [2512] Born an Pauli

Bad Pyrmont, 12. Februar 1957
[Maschinenschriftliche Durchschrift]

Lieber Pauli!

Endlich habe ich den Bericht über den Relativitätskongreß in Bern[1] bekommen. Es hat lange gedauert, bis er herausgekommen ist, aber schließlich ist es ein schönes, eindrucksvolles Dokument geworden. Ich habe Ihren Schlußvortrag[2] gleich gelesen und war wieder sehr beeindruckt von ihm. Ich möchte Ihnen herzlich für die viele Mühe danken, die Sie sich mit dem Kongreß und diesem Bericht gemacht haben. Würden Sie so gut sein, meinen Dank auch an Prof. Mercier und Dr. Kervaire in Bern weiterzugeben.[3]

Von uns ist zu berichten, daß es uns gesundheitlich einigermaßen geht, dadurch daß wir äußerst ruhig und friedlich leben. Die englische Ausgabe von meinem großen Optikbuch[4] ist immer noch nicht fertig. Ich habe noch nicht einmal alle Fahnenkorrekturen, und mein Mitarbeiter Dr. Wolf ist nach Amerika gegangen, was die Sache weiter verzögert. Außerdem bin ich damit beschäftigt, mein kleines Buch „Physics in my Generation",[5] das voriges Jahr in England erschienen ist, jetzt auch deutsch herauszubringen. Am meisten beschäftigt hat mich aber ein Vortrag „Der Mensch und das Atom",[6] den ich

schon in drei größeren Städten gehalten habe und der soeben in der Zeitschrift „Atomkernenergie“ erschienen ist. Sobald ich Sonderdrucke habe, werde ich Ihnen einen schicken.

Ich habe gerade das Buch von Robert Jungk „Heller als tausend Sonnen“[7] gelesen, das meine Auffassung von Oppenheimer[8] und Teller[9] ganz bestätigt. Haben Sie das kleine Buch von Pascual Jordan „Der Gescheiterte Aufstand“[10] gesehen? Ich finde, es ist ein abscheuliches Machwerk, aus dem der frühere Nazi nur zu klar durchleuchtet. Bisher hatte ich ihm immer die Stange gehalten, weil ich sein Nazitum für eine einmalige Abirrung ansah. Aber es muß wohl tiefer im Blute liegen.[11]

Von der heutigen Physik höre und sehe ich wenig. Ich habe die Abhandlung von Green, die ich in Lindau erwähnte[12] (über die Strangeness Quantenzahl usw.) inzwischen erhalten und sie mit ein paar Bemerkungen an Heisenberg geschickt.[13] Dieser scheint von der Sache einigermaßen beeindruckt zu sein. Ich selber habe kein Urteil darüber.

Lassen Sie hören, wie es Ihnen und Ihrer Frau geht. Wir beide senden Ihnen herzlichste Grüße und hoffen auf ein baldiges Wiedersehen Ihr Born

[1] Mercier und Kervaire [1956]. – Siehe hierzu auch den Kommentar in Band **IV**/3, S. 300f.

[2] Pauli (1955k).

[3] André Mercier und Michel Kervaire hatten die Organisation des Berner Relativitätskongresses übernommen. Vgl. hierzu die Angaben in Band **IV**/3, S. 300f. und den Nachruf auf Mercier von J. Lacki (2000).

[4] Max Born berichtete in der Ausgabe seines Briefwechsels mit Einstein [1969, S. 256], daß der schottische Physiker Edward Appleton ihm nach dem Kriege empfohlen habe, sein altes Optikbuch von 1933 für eine englische Ausgabe neu zu bearbeiten. So entstanden in gemeinsamer Arbeit mit dem Tschechen Emil Wolf die *Principles of Optics* [1959], die abermals ein voller Erfolg wurden und schon nach einem Jahr nachgedruckt werden mußten.

[5] Born [1956]. Die deutsche Ausgabe erschien 1957 unter dem Titel *Physik im Wandel meiner Zeit* und erlebte ebenfalls mehrere Auflagen. In einem Brief an Heisenberg vom 1. November 1957 erwähnte Born, daß seine *kleine Vortragssammlung* besonders auch in Rußland auf großes Interesse gestoßen sei. „Dort hat [der russische Herausgeber S. Souvorov] meinen Vortrag über Realität entdeckt und festgestellt, daß ich darin gegen den Positivismus Stellung nehme, der, wie er behauptet, von der Kopenhagener Schule gepredigt wird, während ihn die Russen ablehnen. Darum hat er diesen Aufsatz übersetzen lassen und abgedruckt. Dabei ist er aber keineswegs mit meinen übrigen Auffassungen einverstanden, besonders nicht mit meinem Gebrauch der Invarianten zur Deutung des Realitätsbegriffs. Statt dessen preist er den Materialismus und erklärt, daß der Westen diesen nur immer in der gänzlich veralteten ursprünglichen Form nähme, während er sich in Wirklichkeit gänzlich gewandelt hätte und fähig sei, eine völlig befriedigende Grundlage allen Wissenschaften zu geben. . . . Souvorov beruft sich übrigens darauf, daß er für viele andere russische Forscher spricht. Einige von diesen haben ja Sie und Pauli schon in der de Broglie-Festschrift abgefertigt.“

[6] Borns Aufsatz (1957) wurde außerdem auch im Oktoberheft der Zeitschrift *Universitas* abgedruckt.

[7] Jungk [1956]. – Die sich an dieses Buch anschließenden Kontroversen über die Rolle der deutschen Atomphysiker angesichts der Möglichkeit der Konstruktion einer Kernbombe sind insbesondere in Mark Walkers 1989 erschienenem Buch *Die Uranmaschine: Mythos und Wirklichkeit der deutschen Atombombe* sowie in dem Beitrag von Cathryn L. Carson (2001) zur deutschen Ausgabe von Michael Frayns Theaterstück [2001] *Kopenhagen* dargestellt.

[8] In einem Aufsatz aus jener Zeit der Aufrüstung richtete sich Borns Kritik (1955) besonders gegen Oppenheimer und Teller, wenn er schrieb: „Natürlich gibt es einige wenige Physiker, die Blut geleckt haben; sie haben Macht gekostet, sind ehrgeizig und wollen ihren im Kriege erworbenen Einfluß behalten. Aber im Ganzen glaube ich, daß der Gedanke der gewaltlosen Politik

bei den Naturforschern weniger Widerstand finden wird als in anderen sozialen Gruppen.“ – Vgl. Oppenheimers Bemerkungen über Weisskopf in seinem Brief vom 15. Oktober 1956.

[9] In einem damals gemeinsam mit Albert L. Latter verfaßten Buch [1958] hat der in erster Linie für die Kernwaffenpolitik der USA verantwortliche *Vater der H-Bombe* die Folgen eines Atomkrieges verharmlost und seinen kritischen Gegnern die Motive seines Handelns darzulegen versucht.

[10] In diesem aus einer Sammlung einzelner Essays bestehenden Büchlein [1956] versuchte Jordan die Lage der Menschheit im anbrechenden *Atomzeitalter* zu beschreiben. Besonders seine Verharmlosung der Gefahren der Atombombe, die er mit den ursprünglich befürchteten Folgen der Erfindung der Armbrust verglich, erregte vielfache Empörung. „Wenn der Atomkrieg noch für fünf Jahre vermieden werden kann,“ heißt es (auf S. 179), „so wird die Menschheit längst darauf eingerichtet sein, ohne Schwierigkeiten und Unbequemlichkeit einmal fünf Jahre unter der Erde zu bleiben, bis der Atomgestank draußen abgeklungen ist.“ {Vgl. hierzu auch den Kommentar in Band **IV**/2, S. 174f. und die Stellungnahme von Kliefoth (1957)}.

[11] Darüber schreibt Born [1965, S. 38] in einer späteren Fassung seines oben genannten Aufsatzes: „Als Gegenstück zu diesem guten Buche [‚Heller als tausend Sonnen‘] eines Journalisten [Robert Jungk] möchte ich das schlechte Buch eines Physikers erwähnen, der einmal mein Schüler und Mitarbeiter war: Pascal Jordans ‚Gescheiterter Aufstand‘, das mit dem Anspruch, aus sachverständiger Hand zu sein, in politischer, ethischer und religiöser Hinsicht anfechtbar ist.“ Ähnlich lautete Borns Urteil über Jordan in einem Schreiben an Heisenberg: „Früher habe ich immer geglaubt, daß Jordans Nazitum nur ein Abgleiten unter äußerem Druck war. Aber jetzt sehe ich, daß doch tiefere psychologische Gründe vorliegen. “

[12] Born und Pauli hatten sich im Juni 1956 während des Lindauer Nobelpreisträgertreffens gesehen (vgl. Band **IV**/3, S. 600f.).

[13] Von H. S. Greens neuer Arbeit, die offenbar auch einen Bezug zu seinen eigenen Untersuchungen aufwies, hatte Born ebenfalls Heisenberg in Kenntnis gesetzt. In einem Brief vom 18. Februar 1957 schrieb er Heisenberg: „Da Sie sich für Greens Überlegungen zu interessieren scheinen, schicke ich Ihnen seine Antwort auf meinen Brief, von dem ich Ihnen bereits eine Abschrift geschickt hatte. Er schreibt mir darin allerdings mehr zu, als ich gemeint hatte. Ich kenne die experimentellen Tatsachen tatsächlich nicht genug, um irgendein Urteil zu haben, wie man die neuen Partikel deuten sollte. Ich habe nur gefragt, ob er die Möglichkeit ins Auge gefaßt habe, daß es Punktsingularitäten mit relativistischen Spins (einschließlich der neuen Quantenzahl) sind.“

## [2513] Yang und Lee an Pauli

New York, 12. Februar 1957[1]
[Maschinenschrift]

Dear Professor Pauli!

Vicki Weisskopf showed us your letters to him.[2] We would like to discuss the following points with you:

1. Concerning the question of Lorentz invariance in weak interactions, Oppenheimer already pointed out at the Seattle Conference last September[3] that the observed spectrum, $\beta$-$\nu$ and $\beta$-$\gamma$ correlations make it difficult to have rotational noninvariance in $\beta$-decay. [[Furthermore, the various recently observed asymmetry can all be expressed in terms of rotational invariant quantities such as $\boldsymbol{S}\boldsymbol{p}_e$ in the $\beta$-decay experiment and $\boldsymbol{p}_\mu\boldsymbol{p}_e$ in the $\pi$-$\mu$-$e$ experiments.]]

Now one could have in the laboratory system on earth, the rotationally invariant $H$:

e.g. $$H = A(\psi_P^+\psi_N)(\psi_e^+\beta\psi_\nu). \tag{1}$$

Such a possibility gives the usual results for all spectra and correlations and hence does not contradict experiments. But (a) $H$ would have the form (1) only in one Lorentz frame. This „absolute" frame for $\beta$-decay is conceptually very ugly. (b) For a $\beta$-decay in flight (at velocity $v$ relative to the absolute frame) the *intrinsic* lifetime *in the center of mass system* would be proportional to

$$\left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right),$$

(i. e. would be proportional to

$$\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}$$

measured by the laboratory clock, taking into consideration the dilation factor.) Although there do not seem to exist any experiments to measure the lifetimes of $\beta$-decays in flight, there are accurate experiments to measure the lifetimes of $\mu$ and $\pi$ mesons in flight. No such strange variation of the intrinsic lifetime with Lorentz frame was ever found. It therefore seems that Lorentz invariance is O. K. for the weak interactions.

2. Wightman raised the point that if conventional field theory concepts break down, CTP would not be invariant.[4] He therefore proposed some tests of CTP invariance (by measuring $\mu$ spin and $e$ spin in $\mu$-$e$ decay).[5] It seems to us that the experimental equality of the lifetimes of $\pi^+$, $\mu^+$ provide already some tests.[6]

3. Present data are consistent with requiring CP and T conservation. Accurate tests using heavy element $\beta$-decay of oriented nuclei are being carried out.[7]

4.[8] We are working on the $\theta$-$\tau$ problem,[9] with no better scheme yet than the obvious one of assuming a single $K^+$ particle, whose decay *somehow* does not observe $P$ conservation even though no neutrino is emitted. We have no answer either to the meaning of isotopic spin or strangeness.

5. By measuring the *difference* of the precession of the spin and orbital motion of a $\mu$ in a magnetic field one should be able to obtain the $\mu$ magnetic moment to a $10^{-5}$–$10^{-6}$ accuracy. This *affords a close test of quantum electrodynamics!* Steinberger and Bernardini are considering the possibility of doing such experiments. We understand Panofsky is thinking about it, too.

6. Please ignore our paper about derivative couplings in $\mu$-$e$ decay.[10] New experimental results are now consistent with nonderivative coupling which we discussed, and which was also discussed by Landau whose paper[11] we hope you have seen.

7. The maximum asymmetry found in $\mu$-$e$ decay shows that $f_V = \pm f_A$ in our notation. [[The $\pm$ sign depends on whether

$$\pi^+ \to \mu^+ + \bar{\nu} \text{ or } \mu^+ + \nu.]]$$

This means that the Hamiltonian for $\mu$-$e$ decay can be written simply as:

$$(\psi_e^* O_s \psi_\nu)(\psi_\nu^* O_s \psi_\mu) \qquad [[\text{(for + sign);}$$

or

$$(\psi_e^+ O_s \psi_\nu^+)(\psi_\nu O_s \psi_\mu)$$

(for − sign)]].

The fact that $|f_V| = |f_A|$ surely is not an accident!!

Everybody hopes that you will find it possible to come to the Rochester Conference.[12]

With best regards,

Yours sincerely, C. N. Yang
T. D. Lee

[1] Von diesem Schreiben existiert auch eine am 11. Februar datierte Fassung. Die neuen Hinzufügungen wurden hier jeweils durch zwei eckige Klammern kenntlich gemacht.
[2] Vgl. den Brief [2505].
[3] Dieser *Congress on Theoretical Physics* der *University of Washington* hatte vom 17.–21. September 1956 in Seattle stattgefunden (vgl. hierzu auch die Bemerkungen im Band **IV**/3, S. 688.). Yang (1957a) hatte dort einen Überblick über die neu entdeckten Elementarteilchen gegeben, der zusammen mit den anderen dort gehaltenen Vorträgen im *Reviews of Modern Physics* **29**, S. 159–254 (1957) abgedruckt wurde.
[4] Vgl. hierzu auch Wightmans historischen Aufsatz (1989).
[5] Auf die Anfrage, ob es eine Publikation über diese Vorschläge gibt, erklärte Wightman (in einem Schreiben vom 20. März 2001): „You ask whether there was a publication about this, I do not remember any. Of course, I agree with their remark about the equality of lifetimes of $\pi^\pm$ and of $\mu^\pm$. However there was one development on the theoretical side: within a few months Res Jost's proof of the CTP theorem appeared, a proof valid for theories of interacting fields under quite general assumptions. This lends great force to the argument that an experimental violation of CPT symmetry would require major alterations in the existing theoretical framework."
[6] In der ersten Fassung steht hier (an Stelle von $\pi^+$, $\mu^+$): „$\pi^\pm$, $\mu^\pm$".
[7] Vgl. z. B. Weisskopf (1957).
[8] In der ursprünglichen Fassung steht unter 4. noch die zusätzliche Frage: „4. Please inform us of the article where Schwinger stated the S L P theorem." Dadurch ist dort auch die weitere Numerierung der Absätze geändert.
[9] Oppenheimer hatte bereits im April 1956 während der 6. *Rochester Conference* auf diese Problematik des $\tau$-Mesonenzerfalls und das damit einhergehende sog. $\theta$-$\tau$ *puzzle* hingewiesen: „The $\tau$-meson will have either domestic or foreign complications. It will not be simple on both fronts." Vgl. hierzu die Darstellungen von Yang (1956a) und Lee (1957a) während der 6. und 7. *Rochester Conference*, sowie die historische Übersicht von Yang (1982) während der Pariser Tagung über die Geschichte der Elementarteilchenphysik.
[10] Wie Yang (in einem Kommentar in seinen *Selected Papers* [1983, S. 36]) erklärte, haben Lee und Yang ihr Manuskript „Derivative coupling for $\mu$ meson decay in a two-component theory of the neutrino" nicht mehr veröffentlicht.
[11] Landau (1957).
[12] Pauli konnte an dieser 7. *Rochester Conference* nicht teilnehmen, wie er Yang in seinem folgenden Brief [2511] mitteilte. – Weiteres über diese Konferenz findet man im Kommentar zum Brief [2600].

## *Das Kopenhagener Institut für Theoretische Physik aus der Sicht seiner Gäste*

Als der sowjetische Physiker Vladimir A. Fock Anfang 1957 Kopenhagen besuchte, fertigte er für seine russischen Kollegen einen Bericht an, der in der

Zeitschrift *Vestnik Akademii Nauk SSSR* im Juli 1957 veröffentlicht wurde.[1] Wir geben hier einen Auszug daraus wieder, der beispielhaft einen Einblick in die damaligen Arbeitsverhältnisse am Bohrschen Institut und den Umgang mit den ausländischen Gästen vermittelt.

### *The Journey to Copenhagen*

On the invitation from the Danish physicist, Niels Bohr, I have, in February and in March, 1957, spent a little more than a month in Copenhagen. For many years I had thought about talking and working a little with Niels Bohr, who perhaps is the greatest among contemporary physicists, but these plans took a more concrete form in 1955, after a conference in Bern (Switzerland), which was held in commemoration of the 50th anniversary of the theory of relativity.[2] At this conference Niels Bohr's collaborator, Professor Christian Møller, on behalf of Niels Bohr and the Institute for Theoretical Physics in Copenhagen of which he is the director, expressed the wish that I should come there and work for a while. This invitation was confirmed by Niels Bohr in 1956, and, when Niels Bohr's son, Professor Aage Bohr (who in Copenhagen has the Chair for Theoretical Physics) came to the U.S.S.R. in September, 1956, I arranged with him the time for my visit in February 1957. The frightening events which took place at the end of 1956[3] luckily had no influence on the realization of these plans, and on the 12th of February, 1957, I flew from Moscow to Copenhagen, where I arrived in the evening of the same day.

After I had been installed at the hotel, to which Aage Bohr and his wife brought me after they had welcomed me at the air field, I went the next day to the Institute for Theoretical Physics to meet the members and start working.

Besides a smaller number of permanent members (Danes and physicists from other Scandinavian countries), a considerable number (30 or more) of young physicists invited from countries all over the world are working at the Institute. In particular, three Soviet physicists had been invited, but regrettably had not yet arrived. At the Institute one sees a group of young theoretical physicists vividly occupied by a general scientific interest.

All the physicists come to the Institute every day. Every one of them has his own – even if not very big – office. At the Institute there are also experimental laboratories, and the term Institute for Theoretical Physics is, therefore, not quite accurate. The lunch room serves as Common Room, where everybody comes together twice a day for tea or coffee (one has to buy sandwiches in a nearby shop and bring them back). It is characteristic that besides paper napkins there are sheets of paper on the tables upon which one can write formulas.

During my stay, i. e. about a month, every one gathered together twice for an evening's entertainment, where one showed movies and where the participants themselves entertained (accompanied by general laughter, the theoreticians had to perform very simple experiments), and a modest evening meal was served.

My work at the Institute consisted of attending other scientists' lectures and speeches and above all conversations with Niels Bohr about the fundamental problems of quantum mechanics.

At the request of Professor Møller I gave in English three lectures on the theory of relativity. The theme of the first one was „On the Concepts of Homogeneity, Covariance and Relativity", the second „Approximate Solutions of Einstein's Equation", and the third „Gravitational Waves".[4] Even if only a few physicists at the Institute were especially occupied with the problems of relativity theory, almost all of the members, including Niels Bohr, attended the lectures, and the discussion with him was very lively; my point of view, which is somewhat different from Einstein's, was met with interest and understanding.

All three lectures took place within the same week because Professor Møller, who more than anybody else was interested in them, had to go away for some time (to Italy). I gave the English text of the lectures to the Institute's library and sent a copy to Professor Møller in Italy.

Besides the lectures on the theory of relativity, I gave a lecture on my work from 1954 on the theory of the helium atom. In the United States and in Norway calculations are now being performed based on the formulas which I derived in this paper and, as a result, my lecture was discussed very vividly.

The most interesting thing for me was the conversations with Niels Bohr on the foundation of quantum mechanics. There were seven or eight such conversations. Some of them took place at the Institute, others in Niels Bohr's home, where Niels Bohr and his wife received me with unique cordiality. We were not able at once to fix „the procedure" for the discussion. Above all, there was the difficulty that Bohr became so engaged in the formulation of his thoughts that it was difficult for me to enter into the conversation. Later, however, the situation was improved, and the conversations acquired a more two-sided character. Exchange of views was furthered by the fact that I gave Niels Bohr my answers in a written form and also that Aage Bohr (the son) and Aage Petersen (the assistant) took part in our conversations and helped me to clarify what Niels Bohr thought about my point of view.

In this article I cannot enter into a detailed explanation of the content of our conversations. I only want to say that I have touched the question of how one can combine the objectivity of the properties of atoms with the necessity of considering the experiment as a wholeness and of drawing conclusions about atoms from the reading of instruments, the question of determinism in Laplace sense and of causality in a more general sense, the question of a socalled uncontrollable interaction, etc. Bohr declared from the beginning that he is not a positivist and that he simply endeavors to consider nature as it is. I pointed out that many of his formulations suggested a positivistic interpretation, which obviously he did not at all wish they should. I stressed the necessity of giving all quantum-mechanical concepts „a rational foundation" as reasonable abstractions on the basis of his own interpretation of the experiment. He answered that in no way did he reject their lawfulness. Our points of view gradually became closer; in particular, it became clear that Bohr fully recognizes the objectivity of atoms and their properties. He realizes that one only has to neglect determinism in the sense of Laplace, but not causality in general, that the expression „uncontrollable interaction" is inadequate and that all physical processes are controllable. Perhaps it should be said that the similarity of our

points of view only became clear through our conversations, but that it had existed before and independent of the conversations.[5]

The conversations with Niels Bohr were extremely interesting, not only from the scientific point of view, but also they permitted me to get acquainted with this great scientist and admirable person.

I have become aware that even if he is more than seventy he is spiritually young, that he can get excited and talk passionately, but that he always speaks honestly. He doesn't try to impress you by his authority, but is convinced that he is right and he considers a patient exposition of his point of view as a weapon in a discussion. At the same time he is always ready to weigh his opponent view and to accept from it what he considers right.

Bohr does very much to promote contact between scientists of different countries, and there is no doubt that just due to this endeavor there exists at Bohr's Institute the friendly spirit which is so important for a fruitful scientific collaboration. This spirit also showed itself when, during my work at the Institute, I was approached by young physicists from different countries, Americans, Danes, Norwegians, Frenchmen, Swedes, Yugoslavians, Japanese and others, who sometimes asked me questions and sometimes just wanted to show me their work. Of course, from this one cannot draw the conclusion that the spirit of collaboration in scientific work and of friendliness in personal matters also is extended to the political field. The influence of the reactionary propaganda is very strong in the West and even leading personalities in the West look upon many questions with quite different eyes than we do, and they see the white as dark and the dark as white. But the most important and most effective means in the fight against distorted ideas about the Soviet Union and its international role lies in personal contact between us and other countries. Not only should scientists, authors, actors, and athletes visit each other, but also ordinary tourists. The best way to establish a friendship, however, is common work, and, therefore, it seems that long scientific visits abroad of older as well as younger scientists are particularly important.

I have spoken with Niels Bohr many times about the necessity of strengthening personal contacts, once at a minor reception in the Soviet Embassy arranged by our ambassador, N. V. Slavin (the 12th of March) in connection with my departure from Copenhagen (I left Copenhagen on the 16th of March).

Finally, a few words about my impressions as a tourist. Everywhere in Copenhagen one feels the closeness of the sea. Outside my windows in the hotel there is a canal (the entrance to the inner harbor) over which there is a bridge which can be opened for boats. The central part of the city is on the northern side limited by some long narrow lakes which give the impression of a river or a canal, but which unexpectedly end. On these lakes there are gulls, ducks and swans, and in the whole of Copenhagen, and especially in the older part of town, the pointed towers are particularly characteristic. In the town there are many parks and open places, but they make an unpleasant impression by the circumstance that they are filled with military huts* with concrete walls rising from the ground provided with portholes. These huts were built partly during the German occupation and partly after the end of the war. Considering the fact that in military respect they are useless, it is difficult to avoid the thought

that the reason for their construction is to keep up the atmosphere of the „cold war“. One must say, however, that this atmosphere is hardly shared by many. The relation to me as a Russian has the whole time been fully friendly, not only from the physicists but also from people who didn't know me at all. In Denmark one remembers the role of the Soviet Union as a liberator in the last war. I want to conclude these remarks with a feeling of deep gratitude towards my Danish colleagues and especially towards Professor Niels Bohr and his wife and to Aage Bohr's family for the cordial and friendly reception. My conversations with Niels Bohr – this great scientist and at the same time unusually modest and admirable person – will always remain in my memory.

[1] Vgl. Fock (1957c).
[2] Siehe hierzu den Band **IV**/3, S. 300f.
[3] Fock bezieht sich auf den ungarischen Volksaufstand vom Oktober 1956, der mit sowjetischer Hilfe brutal niedergeschlagen worden war.
[4] Vgl. Fock (1957b).
[5] Wie Pauli in seinem Schreiben [2540] an Weisskopf kommentierte, mußte er von Bohr „in Quantenmechanik mit Komplementarin gegen dialektischen Materialismus“ behandelt werden. Siehe hierzu auch den Brief [2540].
* Translater's note: These are actually air-raid shelters.

## [2514] Källén an Pauli

[Kopenhagen], 13. Februar 1957[1]
[Maschinenschriftliche Durchschrift]

Lieber Professor Pauli!

Vielen Dank für Ihren langen Brief über die Parität[2] und für Ihren zweiten Brief über die Reisepläne.[3] Møller fährt am 23. Februar nach Pisa und kommt am 25. März zurück. Näherungsweise ist er also im März verreist. Ich fahre am 13. April nach Rochester[4] und komme etwa am 22. April wieder zurück. Während März bin ich aber in Kopenhagen. (Im wunderschönen Monat Mai fahre ich nach Mailand[5] und dann nach Lille am 3. Juni. Kommen Sie auch nach Lille?) Nach England gehe ich bei dieser Gelegenheit überhaupt nicht. Klein soll „im April“ in Kopenhagen sein,[6] aber ich kenne nicht die genauen Tage. Vielleicht wäre es deshalb am besten, daß Sie nicht früher als 25. März hierher kommen. Selber wäre ich auch froh, wenn Sie nicht so spät kommen, daß ich Sie nicht sehe. Die drei Wochen 25. März bis 13. April sollten also die beste Zeit für Ihren Besuch sein.[7] Wenn Sie nicht diese ganze Zeit, sondern nur zwei der Wochen hier bleiben können, so müssen Sie selber entscheiden, welche der Wochen für Sie am geeignetsten sind. Für uns spielt das keine Rolle. Peierls ist also die letzte Woche im März hier. Übrigens ist Fock eben heute angekommen, aber wird kaum bis Ende März hier bleiben.[8]

Über die Parität habe ich eigentlich keine bestimmte Meinung. Nur fühle ich mich recht verwirrt und bin mit der „Patentlösung“ CP, aber nicht C und nicht P allein, gar nicht zufrieden. Einen positiven Vorschlag habe ich nicht, aber nur das allgemeine Gefühl, daß, wenn es sich zeigen sollte, CP eine Erhaltungsgröße ist, muß das *einen* noch *völlig unerklärten Grund* haben, den man verstehen muß.

Von Gustafson habe ich gehört, daß Sie zu den Plänen in Lund wirksam beigetragen haben.[9] Ich will Ihnen dafür sehr herzlich danken.

Viele Grüße von Haus zu Haus Ihr sehr ergebener [G. Källén]

[1] Zusatz am oberen Briefrand von Pauli: „Dementiert."
[2] Vgl. den Brief [2484].
[3] Vgl. den Brief [2506].
[4] Siehe hierzu den Kommentar zum Brief [2600].
[5] Diese Reise nach Mailand wurde auch schon in den vorhergehenden Briefen [2358, 2362, 2413 und 2432] mehrfach erwähnt.
[6] Über diesen Besuch von Klein hatte sich Pauli auch schon in seinem Brief [2506] erkundigt.
[7] Vgl. hierzu den Kommentar zum Brief [2592].
[8] Während dieses Aufenthaltes in Kopenhagen hielt Fock am 18., 20. und 22. Februar seine „Three lectures on relativity theory", die dann noch im gleichen Jahr in den *Reviews of Modern Physics* veröffentlicht wurden (vgl. hierzu auch den Brief [2540]).
[9] Siehe hierzu die Briefe [2446 und 2491].

## [2515] Salam an Pauli

London, 13. Februar 1957[1]

Dear Prof. Pauli!

I regret I did not write earlier. I was away in Paris. I agree with your criticism[2] of my note. The B-field is disrefutable and the suggestion $\frac{\partial J_\mu}{\partial x_\mu} = 0$ remains an unsupported guess.

May I interest you in something, also perhaps disrefutable;[3] [[the 2-neutrino theory of light which can now be revived.

Use *Majorana* representation: ($\gamma_\mu$ hermitian; $\gamma_1$, $\gamma_2$, $\gamma_3$ real; $\gamma_4$, $\gamma_5$ pure imaginary: ${\gamma_4}^{\mathrm{T}} = {\gamma_4}^* = -\gamma_4$, ${\gamma_5}^{\mathrm{T}} = {\gamma_5}^* = -\gamma_5$)

Let

$$\gamma\,\partial\psi = 0 \qquad \psi \text{ real}$$

$$\sigma_{\mu\nu} = \frac{1}{2}(\gamma_\mu\gamma_\nu - \gamma_\nu\gamma_\mu),$$

then

$$F_{\mu\nu}(x) = \int d^4y\,\psi(y)\gamma_4\sigma_{\mu\nu}\psi(x-y)$$

satisfies Maxwell Equations

$$\frac{\partial F_{\mu\nu}}{\partial x_\mu} = 0, \quad \frac{\partial}{\partial x_\mu}(\varepsilon_{\mu\nu\rho\kappa}F_{\rho\kappa}) = 0.$$

$F$ is „hermitian".

Fourier Transform,

$$F_{\mu\nu}(p) = \psi(p)\gamma_4\sigma_{\mu\nu}\psi(p), \quad (i\gamma p)\psi(p) = 0.$$

A potential function exists. Its Fourier Transform is

$$A_\mu(p) = \psi(p)\gamma_4\left[\gamma_\mu \frac{1}{\mathrm{i}\gamma p} - \frac{1}{\mathrm{i}\gamma p}\gamma_\mu\right]\psi(p)$$

which satisfies gauge-condition

$$p_\mu A_\mu = 0.$$

Now we link this with the neutrino; set the „2-component neutrino“

$$\begin{aligned} v(x) &= (1-\gamma_5)\psi(x) && \text{neutrino} \\ v^*(x) &= (1+\gamma_5)\psi(x) && \text{antineutrino.} \end{aligned}$$

Then

$$H + \mathrm{i}E \propto F_{\mu\nu} + \frac{1}{2}\varepsilon_{\mu\nu\rho\kappa}F_{\rho\kappa} = \int d^4y\psi(y)\gamma_4\sigma_{\mu\nu}(1-\gamma_5)\psi(x-y)$$

$$= \frac{1}{2}\int d^4y v(y)\gamma_4\sigma_{\mu\nu}v(x-y).$$

Similarly $H - \mathrm{i}E$ is connected with anti-neutrinos.
The physical picture is

a photon right circular polarised is 2 neutrinos travelling together
a photon left circular polarised is 2 antineutrinos travelling together.

This is nothing more than kinematics and the no charge in present theory. I would be most grateful for comment.]]

Yours sincerely Abdus Salam

[1] Zusatz am oberen Briefrand von Pauli: „Dementiert.“
[2] Vgl. die vorangehenden Briefe [2482 und 2487].
[3] Den folgenden in die zwei eckigen Klammern eingeschlossenen Text hat Pauli in seinem Schreiben [2518] an Fierz weitergegeben.

## [2516] Fierz an Pauli

[Basel], 14. Februar 1957

Lieber Herr Pauli!

Ihre Briefe[1] habe ich heute hier gefunden. Es scheint mir, daß die Langeweile die Lachsalven nur ungenügend kompensiert hat. Denn Sie behaupten, Sie seien mit mir unzufrieden. Dafür ist aber meines Erachtens kein genügender Grund vorhanden, da Sie ja in allen wesentlichen Punkten mit mir einig sind.

Ich habe die Äquivalenz der Zweikomponententheorien im kräftefreien Fall behauptet und betont, die Wechselwirkungen seien die Hauptsache. Diese

Aussagen haben keinen formalen Charakter. Welcher Schreibweise man den Vorzug geben will – und darüber habe ich mich nie geäußert, weil das eben etwas Formales ist – das diskutieren Sie jetzt. Somit sind wohl Sie selber die Ursache des Gefühls formaler Langeweile. Daß lineare Theorien etwas Formales sind und daher langweilig, war immer meine Ansicht. Darum habe ich die Bedeutung der Wechselwirkungen betont. Ihre Reaktionen, das Reden von Böcken, von Lachsalven, vom Einrahmen zeigt, daß Sie anfänglich glaubten, schon in den linearen Theorien sei mehr enthalten als nur Formales. Ich kann Ihnen nicht verhehlen, daß mir Ihre Reaktion sehr affektbetont und darum komplexhaft vorkam. Mir scheint, der „platonische Spiegelkomplex“ wurde angestochen.

Ich weiß nicht, was da alles dahintersteckt. Aber es wäre wohl richtig, mich nicht als Ursache Ihrer Unzufriedenheit anzusehen, wenn ich auch vielleicht deren Anlaß bin – eine Gelegenheitsursache. Ich habe keinen Bock geschossen, noch möchte ich jetzt ein Sündenbock werden!

Sachlich möchte ich bemerken: die beiden Varianten unterscheiden sich durchs Koordinatensystem im Spinraum. Jedermann ist einig, daß Wechselwirkungen ein bestimmtes Koordinatensystem auszeichnen können (vide isotopic Spin).

Es liegt mir fern, für die sogenannte Majoranatheorie den Advokaten spielen zu wollen. Aber die Tatsache, daß die Wechselwirkung die Hauptsache ist und daß ohne diese alles reine Formalistik bleibt, daran war mir gelegen. Über all dies scheinen wir einig zu sein.

Darum möchte ich empfehlen, daß Sie nachforschen, was die Ursache der Unzufriedenheit sei, auf daß aus Lachsalven und Langeweile, einem unbalancierten Zustande also, ein neues Gleichgewicht und Zufriedenheit entstehe. Vielleicht genügt es auch, wenn Sie zugeben, daß Sie selber einen Bock geschossen haben, der nun füglich als Sündenbock dienen könnte.

Dieser Brief hat wenig mit Physik zu tun, aber ich glaube, ich durfte ihn schreiben, weil ja bei uns die Physik so sehr mit Persönlichem verwoben ist.

Mit den besten Grüßen bleibe ich stets Ihr M. Fierz

[1] Vgl. die Briefe [2503 und 2510].

## [2517] Pauli an Fierz

Zürich, 15. Februar 1957
[1. Brief]

Lieber Herr Fierz!

Ich danke Ihnen sehr für Ihren sehr guten psychotherapeutischen Brief.[1] Über die Physik sind wir einig; dieser Brief wird hauptsächlich selbst-analytisch psychologisch. (Die Physik kommt nur in einer Fußnote vor und die ist in keiner Weise polemisch.) Im übrigen gebe ich gerne zu, selbst so viel Böcke geschossen zu haben, wie Sie wünschen; denn da war ja der *eine große Bock* meiner falschen Voraussage des Ausganges der Experimente über die Parität bei schwachen Wechselwirkungen – demgegenüber meine übrigen Böcke

ohnehin vernachlässigbar sind. Der „eine große Bock“ von mir gehört bereits zur Selbstanalyse. Also die „Lachsalve“ erfolgte beim Wort „Majorana-Theorie“ Ihres ersten Briefes,[2] ich konnte nach diesem Stichwort nicht mehr weiterlesen. Die unmittelbare Assoziation zu Majorana war natürlich „aha, Teilchen und Antiteilchen soll es nicht mehr geben, die will man mir wegnehmen (wie man jemandem ein Symbol wegnimmt)!“ Davor habe ich *Angst*. Ich weiß auch, daß mir schon seit Herbst die Erhaltung der Leptonladung in der Physik ungeheuer wichtig ist – rational betrachtet, vielleicht *zu wichtig*. Ich habe *Angst*, sie könnte sich als unrichtig herausstellen* und, psychologisch gesehen, ist „Unzufriedenheit“ ein Euphemismus für Angst.

Die CP- (≡ Majorana P + Vertauschung von Elektron und Positron) Invarianz ist mir auch wichtig, aber weniger wichtig als die Erhaltung der Leptonladung. Es ist *sicher wahr*, daß „mein platonischer Spiegelkomplex angestochen“ war. Teilchen und Antiteilchen sind das Symbol für jene allgemeinere Spiegelung (wie weit sie speziell *platonisch* ist, dessen bin ich nicht sicher).

Ich habe nun nochmals Ihren Brief vom 25. Januar[3] über die Spiegelungen gelesen. Die Spiegelung ist auch ein *gnostisches Symbol* über Leben und Tod.[4] Bei der Geburt wird dort ein Licht *ausgelöscht* und beim Tod *angezündet*. Es gibt, soviel ich weiß, Geschichten über eine Figur (beim Mann männlich), die schläft, solange ein bestimmtes Individuum lebt, und dieses stirbt, sobald jenes Anti-Spiegelbild aufwacht. Und dann ist die ganze Sangsara-Nirwana-Beziehung im Buddhismus die einer Spiegelung. (Welches von beiden spiegelnd, welches gespiegelt ist, das ist mir dabei qua Abendländer gleichgültig – die Beziehung ist ja wesentlich symmetrisch.)

Also der Plato ist noch zu speziell, auch nur ein Sonderfall von etwas Allgemeinem.[5]

Offenbar hat der „Spiegelungskomplex“ bei mir etwas mit Tod und Unsterblichkeit zu tun. *Daher* die Angst! Wäre die Beziehung zwischen dem schlafenden Spiegelbild und dem Wachenden gestört, oder wären sie gar identisch (Majorana), so gäbe es, psychologisch gesprochen, weder Leben (Geburt) noch Tod.

---

Irgendwo scheint nun dieser Spiegelungs-Archetypus „konstelliert“, und diese „Konstellation“ bedingt Angst – die alte Angst vor dem Numinosum.

In diesen Wochen (seit Neujahr) vergieße ich übrigens ein Meer von Tinte in einer Auseinandersetzung mit Heisenberg. Dieser *will mich à tout prix überzeugen* von seinen „*Dipolgeistern*“, welche, ohne die physikalische Wirklichkeit zu stören, die Mathematik der quantisierten Feldtheorien ideal konvergent machen sollen. Allerdings glaube ich, daß bei ihm – anders als bei Ihnen – mathematische Fehlschlüsse vorliegen. Was Heisenberg aber fasziniert, ist auch der *Spiegelungsarchetypus*. Er äußert sich dort mathematisch in einer Dualitäts-Symmetrie (mit Verdoppelung) zwischen dem „bra-“ und dem „-ket“ (Diracs Namen), die es bei unitärer Metrik nicht geben kann. Infolge dieser Faszination reproduziert er immer wieder seine fixen Ideen und kann nicht zuhören (auch nicht lesen), was ein anderer sagt.

Heisenberg ist schlampig und mathematisch nicht sehr geschult; so scheint ihm die mathematische Erfassung (Einfangung) des konstellierten Archetypus nicht zu gelingen: Der Fisch geht durch das Netz.

Heisenberg ist übrigens zur Zeit in Ascona.[6] Ich bin neugierig, wie das weitergeht. Wenn er seine Fehler einsieht (er will immer Schwierigkeiten *überspringen*), könnte er vielleicht etwas Besseres finden. – Mir scheint, die indefinite Metrik im Hilbert-Raum, ist dabei das falsche.

Heisenberg hat die Spiegelung (Doppel-Wurzel!) nur zufällig gerade dort angehängt. Es scheint mir, wenn überhaupt an seinen Ansätzen etwas ist, müsse die indefinite Metrik aus ihnen ganz entfernt werden.

Nun also, ich danke Ihnen nochmals herzlich, als meinem getreuen „Eckermann."[7]

Ein Kommentar von Ihnen zur Psychologie in diesem Brief wäre mir aber sehr willkommen.

Bei meinem „Spiegelkomplex "handelt es sich *nicht* um den Gegensatz: ‚ideal versus unvollkommen.'** Dies ist vielmehr eine mir sehr fremde (platonische) Mentalität. Der Komplex ist real und existiert, ist aber nicht platonisch. Mit Gnosis und hermetischer Philosophie kommt man der Sache wohl viel näher.

Lassen Sie, bitte, wieder von sich hören! Stets Ihr W. Pauli

[1] Vgl. den Brief [2516].
[2] Vgl. den Brief [2494].
* Eine sehr kritische Stelle ist beim $\mu$-Mesonzerfall: Gibt es neben $\mu \to e + \nu + \bar{\nu}$ *auch noch* die anderen $\mu \to e + \nu + \nu$ oder $\mu \to e + \bar{\nu} + \bar{\nu}$? Den ersten Prozeß gibt es sicher. Falls es von den anderen auch einen gibt, gilt der Erhaltungssatz nicht.
[3] Vgl. den Brief [2474].
[4] Die religionsgeschichtliche Bedeutung des Spiegels beruht auf einer Identifizierung der Seele mit dem Bildnis ihres Trägers. Auf diese Weise glaubte man, die Seele im Spiegel fangen und so von ihrem Träger ablösen zu können, was dann seinen Tod bedeutete. Vgl. hierzu auch das Buch [1951] des Kunsthistorikers Gustav Friedrich Hartlaub über den *Zauber des Spiegels*.
[5] Zusatz von Pauli: „Christus, qua Gott und Mensch, gehört wahrscheinlich auch dazu."
[6] Vgl. den Brief [2489].
[7] Siehe auch die Bemerkung zum Brief [2469].
** Die beiden Komponenten des Paares sind vielmehr ganz symmetrisch. Nur identisch dürfen sie nicht sein!

## [2518] Pauli an Fierz

Zürich, 15. Februar 1957
[2. Brief]

Lieber Herr Fierz!

Auf die Psychologie folgt nun *Mathematik*. Aus einem Brief von *Salam*,[1] den ich soeben erhielt:

„The 2-neutrino theory of light which can now be revived. Use *Majorana* rep. ($\gamma_\mu$ hermitian; $\gamma_1$, $\gamma_2$, $\gamma_3$ real; $\gamma_4$, $\gamma_5$ pure imaginary: ${\gamma_4}^{\mathrm{T}} = {\gamma_4}^* = -\gamma_4$, ${\gamma_5}^{\mathrm{T}} = {\gamma_5}^* = -\gamma_5$).

Let

$$\gamma^\nu \frac{\partial \psi}{\partial x^\nu} = 0, \quad \psi \text{ real}$$

(means: hermitian in q-number theory. W. P.)

then

$$F_{\mu\nu}(x) = \int d^4 y \psi(y) \gamma_4 \sigma_{\mu\nu} \psi(x - y)$$

satisfies Maxwell equations

$$\frac{\partial F_{\mu\nu}}{\partial x_\mu} = 0, \quad \frac{\partial}{\partial x_\mu}(\varepsilon_{\mu\nu\rho\kappa} F_{\rho\kappa}) = 0.$$

$F_{\mu\nu}(z)$ is ‚hermitian'. (? W. P.)

Fourier transform,

$$F_{\mu\nu}(p) = \psi(p) \gamma_4 \sigma_{\mu\nu} \psi(p); \quad (\mathrm{i}\gamma p)\psi(p) = 0.$$

A potential function exists. Its Fourier transform is

$$A_\mu(p) = \psi(p) \gamma_4 \left[ \gamma_\mu \frac{1}{\mathrm{i}\gamma p} - \frac{1}{\mathrm{i}\gamma p} \gamma_\mu \right] \psi(p)$$

which satisfies gauge-condition

$$p_\mu A_\mu = 0.$$

Now we link this with the neutrino; set the ‚2-component neutrino'

$$v(x) = (1 - \gamma_5)\psi(x) - \text{neutrino}$$
$$v^*(x) = (1 + \gamma_5)\psi(x) - \text{antineutrino}$$

Then

$$\boldsymbol{H} + \mathrm{i}\boldsymbol{E} \sim F_{\mu\nu} + \frac{1}{2}\varepsilon_{\mu\nu\rho\kappa} F_{\rho\kappa}$$

$$= \int d^4 y \psi(y) \gamma_4 \sigma_{\mu\nu} (1 - \gamma_5) \psi(x - y) = \frac{1}{2} \int d^4 y v(y) \gamma_4 \sigma_{\mu\nu} v(x - y)$$

Similarly $\boldsymbol{H} - \mathrm{i}\boldsymbol{E}$ is connected with antineutrino. The physical picture is

a photon right circular polarised is 2 neutrinos travelling together
a photon left circular polarised is 2 antineutrinos travelling together.

This is nothing more than kinematics and the no charge in present theory. I would be most grateful for comment."

Soweit Salam. Die Majorana-Darstellung hat mir jetzt natürlich Spaß gemacht. Formal ist alles richtig. Nur das 4-dimensionale Integral über $y$ ist künstlich und erzwingt eben, daß nur parallel laufende Neutrinos einen Beitrag geben. Was meinen Sie?

Noch eine ganz andere Frage: *wo* ist das posthume Buch von Reichenbach über Zeitumkehr[2] erschienen, von dem Sie mir einmal erzählt haben. Ist es nicht doch der Mühe wert, es anzuschaffen, nachdem der H-Theorem-Komplex durch van Hove etwas abgedämpft ist?[3]

Viele Grüße Ihr W. Pauli

[1] Vgl. den Brief [2515].
[2] Ein Exemplar des posthum von der Witwe Maria Reichenbach edierten Buches [1956] befindet sich in Paulis Privatbibliothek.
[3] Vgl. hierzu die Bemerkungen in den Briefen [2469 und 2511].

## [2519] Pauli an Heisenberg

Zürich, 15. Februar 1957

Lieber Heisenberg!

Das war ein „schlimmer" Brief von Dir, der vom 11. des Monats.[1] Fast alles (Ausnahmen: siehe unten) darin halte ich für hoffnungslos *falsch*. Du siehst für mich ganz offenkundige Zusammenhänge mit meinen früheren Briefen (insbesondere Appendix I)[2] nicht, wiederholst wieder Deine fixen Ideen bzw. Fehlschlüsse über eine Auswahlregel, so als ob ich nie etwas geschrieben hätte. Es kommt mir so vor, als ob ich immer wieder dasselbe sagen müßte.

*Einverstanden* bin ich nur mit Deiner These 2. (1. Seite Deines Briefes) über die Lösung mit dem einfachen Pol (zu der ich aber im Anhang zu diesem Brief noch eine „duale Ergänzung" gebe); ferner halte ich für *richtig* die Aussage 3. auf S. 4 Deines Briefes über die *Norm* der Zustände (nicht negativ) in demjenigen Unterraum, den *Du* Hilbert-Raum I nennst. Das ist richtig, denn dieser Teilraum ist ja auch dementsprechend definiert worden.[3]

Mit dem ganzen Rest Deines Briefes bin ich nicht einverstanden.

Das beginnt bereits mit der These 1. Deines Briefes über die Funktionen mit dem Doppelpol. Obwohl Du Dich sonst sehr gegen die Verkündigung „physikalischer Glaubensbekenntnsse" wendest, ist Deine These 1. über diese Lösungen ganz im Stile eines solchen Glaubensbekenntnisses abgefaßt. Wir wissen ja noch gar nicht, ob die indefinite Metrik *überhaupt* „zur Beschreibung physikalischer Sachverhalte verwendet" werden kann, und schon steht ein „Bekenntnis" da, daß innerhalb dieser indefiniten Metrik gewisse Lösungen hierzu *weniger* verwendet werden können als andere. Dagegen *protestiere* ich!

Mathematisch ist übrigens zu sagen, daß es voraussichtlich außer Lösungen der Form

$$\frac{a+\mathrm{i}br}{r}e^{\mathrm{i}(kr-\omega t)}$$

auch Lösungen

$$\frac{a+\mathrm{i}b\omega t}{r}e^{\mathrm{i}(kr-\omega t)}$$

(ohne $r$ im Zähler) geben muß. Das Lee-Modell ist natürlich ungeeignet, um eine solche Frage zu untersuchen.

Allgemein weise ich darauf hin, daß das „bra“- ebenso wichtig ist wie das -„ket“. Bei den von Dir „zugelassenen“ Lösungen ist zwar $\boldsymbol{H}\psi_A = E\psi_A$, aber

$$\psi_A^+ \boldsymbol{H} + \psi_B^+ C = \psi_A^+ E$$

in der *adjungierten* Gleichung. Ob man mit der ursprünglichen oder mit der adjungierten Gleichung rechnet, ist meines Erachtens reine Geschmacksache. Deshalb stelle ich die Forderung auf, daß alle „Bekenntnisse“ in bezug auf $\psi$ und $\psi^+$ symmetrisch sein müssen. {Für die anderen Zustände B gilt eben

$$H\psi_B + C\psi_A = E\psi_B, \quad \psi_B^+ \boldsymbol{H} = \psi_B^+ E.$$

Objektiv verschieden sowohl von $A$ als auch von $B$ ist jedoch die allgemeine lineare Superposition $C_A\psi_A + C_B\psi_B$, da diese (für $C_A C_B \neq 0$) eine nicht verschwindende Norm hat.}

Ich gebe deshalb im Anhang zu diesem Brief eine im Sinne dieser Symmetrie verbesserte Form Deiner „Thesen“ 1. und 2. auf S. 1 des Briefes. Du brauchst aber meine These 1. *auch nicht* zu glauben, denn erfreulicherweise kommt es wirklich *nicht* auf „physikalische Glaubensbekenntnisse“ an, sondern auf rein mathematische Sachverhalte. (Zu den *letzteren* zähle ich auch die Kausalitätsfragen.)

Hinter Deiner bekenntnishaften These 1. verbirgst Du nämlich (nicht vor mir, sondern hauptsächlich vor Dir selbst) Dein Unvermögen, die mathematischen Sachverhalte des „Vereinigungs“- und des „Trennungs“-Theorems (S. 1 und S. 2) auf S. 4 Deines Briefes wirklich abzuleiten. Du hast ja einige Sorgfalt auf die *Definition* von „Hilbertraum I“ verwendet, aber aus der bloßen *Definition* folgt *noch gar nicht*, was Du S. 4 Deines Briefes „Gruppeneigenschaft“ nennst. Diese halte ich für *nicht-existierend*. D. h., ich meine nicht nur, daß etwa Deine speziellen Schlußformen nicht richtig sind, sondern ich meine, daß es der Natur der Sache nach *unmöglich* ist, diese Eigenschaften *in der gewünschten Allgemeinheit* aus einem Modell mit Doppelwurzel und indefiniter Metrik abzuleiten. (Womit dann auch Deine Schlußfolgerung auf S. 5 entfällt.)

Da habe ich nun in der Tat die größten Bedenken gegen Deine mathematische Analyse und will sie Dir gerne schreiben (siehe S. 6 Deines Briefes). Dein Hilbertraum I ist *kein vollständiges* Funktionensystem. Um den Sinn dieses Begriffes zu verstehen, muß man sogenannte „Elementarwellenpakete“ bilden. Diese erhält man etwa durch

$$d\psi_A(k, \boldsymbol{x}) = \int_{k-\frac{\Delta k}{2}}^{k+\frac{\Delta k}{2}} C(k)\psi_A(k, \boldsymbol{x})\, dk$$

$$d\psi_B(k, \boldsymbol{x}) = \int_{k-\frac{\Delta k}{2}}^{k+\frac{\Delta k}{2}} C(k)\psi_B(k, \boldsymbol{x})\, dk$$

und entsprechend für die „bra-s“: $d\psi_A^+$ und $d\psi_B^+$. Das Funktionensystem $\psi^+$ ist orthogonal zum Funktionensystem $\psi$ im gleichen Sinne, wie bei der unitären

Metrik $\psi^*$ zu $\psi$ orthogonal ist. Von den $C(k)$ ist nur wichtig, daß sie *an den Grenzen des Integrals stetig verschwinden* {die Ableitung von $(k)$ an den Grenzen $k \pm \frac{\Delta k}{2}$ ist gleichgültig} und im Innern des Intervalls stetig und einmal differenzierbar sind. Die Orthogonalitätsbedingung

$$\int \psi_A^+ \psi_B = \int \psi_B^+ \psi_A = \delta_{AB}$$
$$\text{bzw. } \sum$$

normiert die Werte von $C(k)$ und von der Ableitung von $C(k)$ in der Mitte des Integrationsintervalls über $k$.

*Alle* Elementarwellenpakete ($A$ *und* $B$ $\psi$ *und* $\psi^+$) sind *quadratisch integrierbar* über den ganzen (unendlichen) $x$-Raum. In diesem Sinne nur kann ein „Entwicklungssatz" gelten für „beliebige" (selbst quadratisch integrierbare) Wellenpakete.

Nun ist es mir *gänzlich unmöglich, einem solchen „beliebigen" Wellenpaket* $f$ „anzusehen" („by inspection", wie die Amerikaner sagen), *ob die Zustände* $B$ (für welche

$$\psi_B^+ \boldsymbol{H} = \psi_B^+ E; \quad \boldsymbol{H}\bar{\psi}_B + C\psi_A = E\psi_B)$$

*darin auch enthalten sind, oder die Zustände A allein*.[4]

Dies kann nur dadurch festgestellt werden, daß man $\int \psi_B^+ f\, dq$ ($f$ = Wellenpaket) *wirklich ausrechnet*.
$$\text{oder Summe}$$

(Dazu müssen $f$ und $\psi$, $\psi^+$ in irgendwelchen Zustandsvariablen bekannt sein, in denen auch $\eta$ bekannt ist.)

Es ist vollkommen *unmöglich*, daß aus Deinen Definitionen *allein* schon die von Dir ersehnte „Gruppeneigenschaft" folgt.

Ist eine solche vorhanden, so muß das vielmehr die *spezielle Eigenschaft* eines *speziellen Modells* sein. Es muß nämlich *hierfür* der Wechselwirkungsenergieoperator $W$ (z. B. für 2 Teilchen in großem Abstand) (siehe Appendix I meines früheren langen Briefes nach Ascona)[5] zwischen den Zuständen $k$ (physikalisch), z. B. $N + \theta + \theta'$ und $A$, $B$ der niederen Sektoren, die ganz besonderen Bedingungen erfüllen

$$(B|W|k) = 0 \quad \text{und} \quad (B|W|A) = 0.^6$$

Bedingung Heisenberg.

(N. B. Ich glaub es *nicht*!)

Sonst ist Deine Schlußfolgerung falsch. Dies ist der Zusammenhang mit meinem Appendix I.

*Bemerkung*

1. Meine Bezeichnung der Matrixelemente, nämlich die Konvention, was links und was rechts steht, ist so, daß $(A|H|B) = C$, $(B|H|A) = 0$.

2. Was beim Lee-Modell „höherer Sektor" heißt, das heißt bei einem allgemeineren Modell „höhere Tamm-Dancoff-Näherung". Während beim Lee-Modell die niederen Sektoren *exakt* so bleiben, wie sie einmal ermittelt sind,

ändern sich bei allgemeineren Modellen mit den höheren Näherungen natürlich auch die niederen Zustände mit.

---

Die mathematische Analyse der Kausalitätsverhältnisse (und meine Bemerkung über diese in meinem letzten Brief) ist aufs engste verknüpft mit dem hier hervorgehobenen mathematischen Sachverhalt. Auf diesen (er war mir damals voll bekannt) bezog sich auch meine Schlußfolgerung in einem viel früheren Brief nach Göttingen: „Dipolzustände können ebenso leicht angeregt werden wie irgendwelche anderen Zustände. Es gibt keine Auswahlregel!“

*Was ich hiermit ausdrücklich aufrechterhalte.*

---

Ich schicke besser *Deinen* Brief wieder mit, damit Du verstehen kannst, auf welche seiner Stellen ich Bezug nehme.

Bothe und von Neumann sind etwa gleichzeitig gestorben.[7]

Eine Möglichkeit, uns zu treffen, wäre auch, daß Ihr (ab 28. Februar)* auf der Durchreise durch Zürich kommt.[8] Stets Dein W. Pauli

[1] Vgl. den Brief [2508]. – Den vorliegenden Brief [2519] hat Heisenberg auch in *Der Teil und das Ganze* [1969, S. 305] zitiert, indem er darauf hinwies, daß er „hier nicht nachgeben“ konnte und in der Diskussion mit Pauli „bis zur völligen Klarheit durchdringen“ wollte. „Schließlich gelang es mir, nach fast sechs Wochen äußerster Anspannung in Wolfgangs Verteidigung eine Bresche zu schlagen. ... Damit war der erste Schritt zur Einigung getan und nach der Durcharbeitung verschiedener mathematischer Einzelheiten waren wir schließlich beide überzeugt, das Problem voll verstanden zu haben..“

[2] Siehe den Appendix I zum Brief [2490].

[3] Zusatz von Pauli: „3. sagt *nichts* über eine Auswahlregel aus.“

[4] Zusatz von Pauli: „Da hilft gar keine *Definition!*“

[5] Vgl. den Brief [2490].

[6] Zusatz von Pauli: „Eigentlich auch noch $(B|W|B) = (A|W|A)$ reell.“

[7] John von Neumann war am 8. Februar und Walter Bothe am 10. Februar 1957 gestorben. Vgl. die von Ulam (1958), Gentner (1957) und Fleischmann (1957) verfaßten Nachrufe.

* Wochenende 23/24. Februar ist auch gut möglich.

[8] Ein solches Treffen hatte Pauli auch schon in seinem vorangehenden Brief [2504] vorgeschlagen.

## Anhang zu [2519]

Da der mathematische Sachverhalt in $\psi$ und $\psi^+$ symmetrisch ist, vertrete ich in bezug auf die dualen Zustände $A$ ($\psi$ einfacher Pol, $\psi^+$ Doppelpol) und $B$ ($\psi$ Doppelpol, $\psi^+$ einfacher Pol), beide mit Norm 0, folgende Behauptungen

*Antithese 1′: Entweder keiner der beiden Zustände oder beide lassen sich zur Beschreibung physikalischer Sachverhalte „verwenden“.*

*Erweiterte These 2′:* Es gibt für jede physikalische Anfangsbedingung im Sektor ($N, \theta, \theta'$ und $V, \theta''$) des Lee-Modells eine Lösung $\psi$ der Gleichung $H\psi = E\psi$ mit einfachem Pol und ein- wie auslaufenden $V$-Wellen und eine andere Lösung $\psi^+$ der Gleichung $\psi^+ H = \psi^+ E$ ebenfalls mit einfachem Pol.

Das $\psi^+$ der ersten, das $\psi$ der zweiten Lösung hat Doppelpol. Für beide Lösungen ist die S-Matrix unitär.

*Vom Standpunkt etwaiger physikalischer Interpretierbarkeit aus sind beide Lösungen gleichberechtigt*.

In einer unitären Metrik kann eine solche Dualität niemals auftreten.

## [2520] Polkinhorne an Pauli

Edinburgh, 15. Februar 1957
[Maschinenschrift]

Dear Professor Pauli!

Professor Kemmer has shown me your letter[1] and I would like to reply to your points about the B-field.

(i) I was interested to learn that you had independently thought of the Yang-Mills idea.[2] So did Dr. R. Shaw,[3] a Cambridge friend of mine now at the University of Hull, but he too did not publish because of the doubtful existence of the Yang-Mills particles. I think the B-particles have a better chance of existing. My reason for thinking they have zero rest mass is a rather simple-minded one borrowed from electrodynamics. If $\pi_{\mu\nu}(k)$ is the contribution from a B self energy part then the gauge transformation requires that

$$k_\mu \pi_{\mu\nu} = 0,$$

and this implies that any mass renormalization term separated from $\pi_{\mu\nu}$ must vanish. I wonder if this argument is sound?

(ii) About Salam's $\mu$-decay paper:[4] I am not very convinced by his arguments because I believe the B-field has zero mass. Also it seems unsatisfactory to generalize the gauge transformation for interactions involving both $\nu$ and $\bar{\nu}$ and to do nothing for interactions involving a single $\nu$.

I am interested to learn that the derivative terms are not after all required by experiment.

We are all looking forward to your visit here very much.[5]

Yours sincerely, J. C. Polkinghorne

[1] Vgl. den Brief [2507].
[2] Yang und Mills (1954a, b). – Vgl. hierzu auch Band **IV**/2, S. 494ff. und 501f.
[3] Ronald Shaw war einer von Salams ersten Doktoranden, nachdem Salam im Jahre 1954 Kemmers Nachfolge am *Imperial College* in London angetreten hatte. Vgl. auch die Hinweise auf diese unpublizierte Dissertation von Ronald Shaw [1955] bei N. Kemmer (1982, S. C8-386) und A. Pais (1989, S. 353).
[4] Wie Pauli in seinem Schreiben [2465] an Telegdi bemerkte, solle der Michel-Parameter beim $\mu$-Mesonenzerfall entweder 3/4 oder Null betragen.
[5] Pauli beabsichtigte, Ende März nach England zu reisen (vgl. den Kommentar zum Brief [2592]).

## [2521] Heisenberg an Pauli

Ascona, 16. Februar 1957

Motto: Aber, muß ich sagen, wir sind
ja viel mehr einig, als Du denkst.
N. Bohr

Lieber Pauli!

Der kritische Tenor Deines gestrigen Briefs[1] beruht zum Teil sicher darauf, daß Du bei mir Ansichten vermutest, die ich nicht habe; wobei ich zum mindesten in einem Falle zugebe, dies durch unklare Formulierung verschuldet zu haben.

Ich bin mit Dir einig in folgenden Feststellungen:

I. Die beiden Zustände $A$ und $B$ (bzw. $V_0$ und $V_{\mathrm{Dip}}$) sind völlig äquivalent, auch hinsichtlich ihrer Brauchbarkeit zur Darstellung von Physik. (Glaubensbekenntnis: Unbrauchbar ist nur ein Zustand, der $A$ *und* $B$ enthält, also a $\psi_A + b\psi_B$ mit $a \neq 0$, $b \neq 0$.)

II. Der Hilbertraum I ist *kein* vollständiges Funktionensystem, er umfaßt nur einen *Teil* des ganzen Hilbertraums. Beliebige Wellenpakete lassen sich im allgemeinen *nicht* im Hilbertraum I allein darstellen. Eine zur Hamiltonfunktion zusätzliche Wechselwirkungsenergie W führt im allgemeinen aus dem Hilbertraum I *heraus*.

Zu I. muß ich noch folgenden Kommentar geben: Da die beiden Zustände $A$ und $B$ die Norm Null haben, kann man sie nicht invariant normieren. Daraus folgt, daß der Zustand $\frac{a}{C}\psi_A + bC\psi_B$ (C sei eine *reelle* Konstante) nicht von $a\psi_A + b\psi_B$ physikalisch unterschieden werden kann. Man kann sie durch eine kanonische Transformation ineinander überführen. Invariant ist nur das Produkt der beiden Amplituden, das für die Norm des Gesamtzustands maßgebend ist. In einem gewissen Sinn sind also auch die beiden Zustände $1\psi_A + 0\psi_B$ und $0\psi_A + 1\psi_B$ physikalisch gleichbedeutend, weil sie das gleiche Amplitudenprodukt 0 ergeben, also sozusagen durch eine singuläre kanonische Transformation $C = \infty$ ineinander übergeführt werden. Daher ist es auch gleich, ob man $H\psi = E\psi$ oder $\psi^+ H = \psi^+ E$ fordert, obwohl die letztere Gleichung nicht die adjungierte zu $H\psi = E\psi$ ist. Wichtig ist nur, eine Bedingung zu stellen, die garantiert, daß nur *eine* der beiden Funktionen vorkommt. Dazu scheint mir die Forderung $H\psi = E\psi$ *zweckmäßig*, aber nicht unbedingt notwendig. In meinem letzten Brief[2] hatte ich irrtümlich angenommen, daß mit der Zulassung des Doppelpols die allgemeine Lösung $a\psi_A + b\psi_B$ zugelassen würde, was die physikalische Deutung ausschließen würde. Ich vermute also, daß wir über die These 1 meines letzten Briefs jetzt einig sind im Sinne Deiner Antithese 1′, wobei Du mir aber erlauben wirst, aus Zweckmäßigkeitsgründen die Gleichung $H\psi = E\psi$ für die zugelassenen Zustände zu fordern.

Uneinig sind wir aber noch über die S. 4 meines letzten Briefs (ich lege ihn zur Erinnerung wieder bei), und ich muß meine Behauptungen über die Gruppeneigenschaft des Hilbertraums I *voll aufrechterhalten.*

Zunächst muß ich hervorheben, daß diese Gruppeneigenschaft nichts mit Vollständigkeit zu tun hat. Eine Untergruppe ist unvollständig im Sinne der Gesamtgruppe, aber sie ist eine Gruppe.

Dann will ich Dir die Begründung im einzelnen vorführen. Behauptung 1 lautete: „Wenn irgendein nichtstationärer Zustand im Hilbertraum I sich zeitlich so verändert, daß das durch ihn dargestellte Gebilde in zwei oder mehrere Teilgebilde auseinandertritt, die räumlich weit voneinander entfernt sind, so gehört auch der jedes Teilgebilde darstellende Zustand zum Hilbertraum I.“ Beweis: Der nichtstationäre Zustand wird dargestellt als eine Summe (oder Integral) über stationäre Zustände des Hilbertraums I, deren Phasen dann im Schrödingerbild wie $e^{iEt}$ variieren. Wenn die Gesamtwellenfunktion zu einer späteren Zeit nur in mehreren räumlich weit getrennten Gebieten etwas von Null Verschiedenes liefert (d. h. etwa $\omega_1 \ldots \omega_l$ in einem Raumgebiet, $\omega_{l+1} \ldots \omega_n$ im anderen Gebiet), dazwischen aber praktisch verschwindet, so kann man zunächst für jeden der an der Zusammensetzung beteiligten stationären Zustände fragen, wie sie sich in diesen beiden Gebieten verhielten. Aus der Definition des Hilbertraums I folgt: Jede stationäre Eigenfunktion läßt sich bei weiter räumlicher Trennung der Teilgebiete als Summe von Produkten schreiben, wobei der einzelne Faktor wieder der Gleichung $H\psi = E\psi$ im einzelnen Teilgebiet mit den richtigen Randbedingungen genügt, also selbst wieder zum Hilbertraum I gehört (wobei hier jeweils der *eine* der beiden Nullzustände mit zugelassen ist). Hält man die Koordinaten in den anderen Teilgebieten fest, so läßt sich also die Eigenfunktion im herausgegriffenen Teilgebiet als Summe von Lösungen der Gleichung $H\psi = E\psi$ mit den für Hilbertraum I geforderten Randbedingungen darstellen. Dies gilt dann *auch* noch, wenn über alle stationären Zustände des Anfangswellenpakets summiert wird; quod erat demonstrandum.

Behauptung 2 lautete: „Wenn zwei räumlich weit getrennte Teilgebilde, die zum Hilbertraum I gehören, zu einem Gesamtsystem vereinigt werden sollen, so *gibt es stets* Streuzustände im Hilbertraum I, die dies leisten.“

Hier ist zunächst hervorzuheben, daß das einfache Produkt der die beiden Teilgebilde darstellenden Funktionen im allgemeinen (im Gegensatz zur gewöhnlichen Quantenmechanik) hier *nicht* zum Hilbertraum I gehört. Aber die Behauptung 2 ist doch nur eine, wie mir scheint, triviale Erweiterung des Satzes 2 auf S. 1 meines letzten Briefs, *mit dem Du einverstanden warst*, auf höhere Sektoren.

Im allgemeinen wird eine Lösung von $H\psi = E\psi$, bei der die beiden Teilgebilde als einfallende Wellen auftreten, an der kritischen Stelle, die der Entstehung eines $V_0$- bzw. $V_{\mathrm{Dip}}$-Zustandes entspricht, einen Doppelpol haben. Es gibt aber Lösungen mit einfachem Pol, wenn man zuläßt, daß der $V_0$-Zustand (so kombiniert mit anderen Zuständen, daß die Gesamtenergie richtig wird) *auch zu den einfallenden Wellen* gehört. Aus diesen Lösungen kann man die geforderten Anfangswellenpakete zusammensetzen; die zusätzlichen einfallenden Wellen mit dem $V_0$-Zustand ändern ja nichts an der physikalischen Interpretation, da ihre Norm verschwindet.

Da dieser Beweis nicht leicht in allen Einzelheiten präzis durchgeführt werden kann, wäre ich Dir für eine Meinungsäußerung darüber dankbar, ob Du schon im Sektor $N + 2\theta$ gegen die Behauptung 2 Bedenken hast (aber die hattest Du doch ausdrücklich fallengelassen?) oder ob Du die Erweiterung in die höheren

Sektoren für problematisch hältst.[3] Die Abzählung von freien Konstanten und zu fordernden Bedingungen ist im höheren Sektor nicht anders als in $N + 2\theta$.

Ich kann nicht sehen, daß Dein letzter Brief echte Argumente gegen die genannten beiden Gruppeneigenschaften bringt. Denn ich behaupte ja gar nicht, daß sich beliebige Wellenpakete im Hilbertraum I darstellen lassen. Ich behaupte nur, daß Wellenpakete, die *selbst schon zum Hilbertraum I gehören* (und daß es solche gibt, kannst Du doch nicht bestreiten), zu größeren Systemen innerhalb des Hilbertraums I zusammengefaßt werden können, wenn man die Freiheit mit den beliebig hinzufügbaren einfallenden Nullzuständen gehörig ausnützt. Gegen diese Behauptung hast Du bisher keine Argumente gebracht. Auch handelt es sich ja nie um irgendeinen neuen Wechselwirkungsoperator W, sondern nur um die eine Ausgangshamiltonfunktion H.

Über Kausalität – die sicher auch zu den Problemen gehört, die man weitgehend mathematisch analysieren kann – will ich heute nichts mehr schreiben, da wir uns vorher über die „Gruppeneigenschaft“ einigen müssen.

Viele Grüße Dein W. Heisenberg

Notiz von Pauli, auf einem gesonderten Blatt[4]

*Pauli-Nachlaß* 1/475

$$\boldsymbol{H}\psi_B = \psi_A C + \psi_B E_0 \qquad (A|H|B) = C$$

$$\boldsymbol{H}\psi_A = \psi_A E_0$$

$$(\psi H \psi) = (c_B^* \psi_A^+ + c_A^* \psi_B^+, (E_0 c_A + C c_B)\psi_A + E_0 c_B \psi_B)$$

$$= (c_B^* c_A + c_A^* c_B) E_0 + C c_B^* c_B$$

$$(\psi, \psi) = c_B^* c_A + c_A^* c_B$$

$$\langle H \rangle = E_0 + C \frac{1}{\frac{c_A}{c_B} + \frac{c_A^*}{c_B^*}} .$$

[1] Vgl. den Brief [2519].
[2] Vgl. den Brief [2508].
[3] Zusatz von Heisenberg: „Wenn ja, warum?“
[4] Diese Aufzeichnungen verwendete Pauli später in seinem Brief [2539].

## [2522] Salam an Pauli

London, 16. Februar 1957

Dear Prof. Pauli!

Once again I have to apologize for a hasty communication.[1] I forgot that

$$\psi(p)\gamma_4\sigma_{\mu\nu}\psi(p) \equiv 0.$$

Even the trick

$$\psi(\alpha p)\psi_4\sigma_{\mu\nu}\psi(\beta p) \qquad \alpha+\beta=0$$

does not save it if $\psi$ is a free spinor. Just now I see no hope of saving the theory.

Heartbroken Your A. Salam[2]

[1] Vgl. das Schreiben [2515].
[2] Zusätze von Pauli: „Existiert *nicht*. – C. N. Yang and R. L. Mills, *Physical Review* **96**, 191 (1954).“

## [2523] Pauli an Fierz

Zürich, 18. Februar 1957

Lieber Herr Fierz!

Der Herr Salam hat nun wirklich „einen Bock geschossen“, wie er inzwischen auch selbst herausgefunden hat.[1] Der schiefsymmetrische Tensor

$$\bar{\psi}_i(\gamma_\mu\gamma_\nu - \gamma_\nu\gamma_\mu)\psi \equiv \psi^*\gamma_4\gamma_{[\mu\nu]}\psi$$

in der q-Zahltheorie umzuschreiben als

$$\frac{1}{2}\left(\psi^*\gamma_\nu\gamma_{[\mu\nu]}\psi - \psi(\gamma_4\gamma^*_{[\mu\nu]})^T\psi^*\right),$$

existiert gerade *nicht* in der Majorana-Theorie ≡ 2 Komponententheorie (gleichgültig, was die Darstellung ist).

Das steht alles brav in meinen eigenen Papieren. Was existiert, ist: Skalar, Pseudoskalar und Pseudovektor. Die räumlichen Komponenten davon haben ein $\gamma_4$ weniger und lassen sich schreiben

$$\mathbf{\Sigma} = i\psi^*\sigma_{[ik]}\psi$$

mit Erweiterung als Kommutator (= Spindichte).

Die „Neutrinotheorie des Lichtes“ geht also gerade *nicht*.

Ich hatte Ihnen Salams Brief schnell kopiert,[2] nur wegen der „Majorana-Darstellung“.

Sie sehen aber, daß der Mephisto auch seine Hand im Spiel hat.

Viele Grüße Ihr W. Pauli

[1] Vgl. den Brief [2522].
[2] Vgl. den Brief [2518].

*Der Kunsthistoriker Erwin Panofsky lehnt eine Einladung der Universität Hamburg ab*

Zusammen mit zahlreichen anderen Forschern jüdischer Herkunft (wie z. B. Otto Stern und Immanuel Estermann)[1] waren auch der Ordinarius für Kunstgeschichte Kunsthistoriker Erwin Panofsky, der Philosoph Ernst Cassirer und der Kunsthistoriker Fritz Saxl mit einem Schreiben der *Landesunterrichtsbehörde* vom 29. Juni 1933 aus ihrer Stellung an der *Hamburgischen Universität* entlassen worden. In dieser Position, die am 1. Januar 1926 eigens für ihn geschaffen worden war, hatte Panofsky mit großem Erfolg als Forscher und Lehrer gewirkt.

Das von ihm eingerichtete *Kunstgeschichtliche Seminar* wurde (laut einem am 22. Juni 1933 bei dieser Gelegenheit eingereichten Gutachten) „von der Studentenschaft als das beste von allen deutschen Hochschulen angesehen und entsprechend besucht. Demnach hat Herr Panofsky zur Bedeutung der jungen Hamburgischen Universität und zu ihrem Ansehen in der Welt Wesentliches beigetragen. Einen Beweis seiner internationalen Geltung erblicken wir auch darin, daß er jetzt zum zweiten Mal seitens der New Yorker Universität für ein Semester als akademischer Lehrer der Kunstgeschichte eingeladen worden ist." Der damalige Dekan der philosophischen Fakultät Küchler[2] hatte ihm am 16. August 1933 im Namen der Kollegen sein Bedauern über seinen Abschied ausgesprochen. Panofsky ist seitdem nie wieder nach Hamburg zurückgekehrt. Als ihn der Rektor der Universität am 20. März 1952, falls er wieder einmal nach Europa kommen sollte, zu Gastvorträgen nach Hamburg einlud, lehnte er höflich ab. Seine Gründe dafür hat Panofsky in seinem folgenden Brief [2541] an Pauli dargelegt.[3]

[1] Vgl. Band **II**, S. 203f.
[2] Walther Küchler war damals Dekan der philosophischen Fakultät der *Hamburgischen Universität.* Vgl. hierzu auch den Band **I** der von Dieter Wuttke herausgegebenen *Erwin Panofsky Korrespondenz* [2001, S. 593 und 597].
[3] Weitere Angaben über Panofsky und seine Beziehung zu Pauli erfährt man in Band **IV**/1, S. 78, 167f. und 176ff.

## [2524] Pauli an Panofsky

[Zürich], 18. Februar 1957

Lieber Freund Panofsky!

Ich habe schon so lange nichts von Ihnen gehört. Wie geht es wohl Ihrer Frau?

Die Accademia dei Lincei und das Heidenröslein sind wohl nicht zwischen uns.[1]

Heute habe ich einen speziellen Grund, Ihnen zu schreiben. Ein Brief des Hamburger Astronomen Heckmann (ich kenne ihn als sehr anständig)[2] kam hier an mit einer Anfrage, ob ich im Herbst als Gast der Hamburgischen Wissenschaftlichen Stiftung (als Anlaß ihres 50jährigen Bestehens) nach Hamburg

kommen und einen Vortrag halten könnte. Und zwar sollten aus diesem Anlaß *zwei* Vorträge gehalten werden, man hätte dabei *an Sie* und an mich als Redner gedacht. Heckmann betont implizite, daß die Stiftung für uns sozusagen „salonfähig" sei (der Ausdruck ist natürlich von mir), da sie sich der besonderen Unterstützung von Eric Warburg[3] erfreuen, der aus New York nach Hamburg zurückgekehrt sei.

Wie denken Sie darüber? Würden Sie kommen, wenn ich als Ihr Partner erscheine?

Ich selbst habe *nicht* Bedenken, hinzugehen; bin aber, historisch, nicht ganz in der gleichen Situation wie Sie.

Ich hätte schon ein Thema; ich brauchte nur ein Thema zu wiederholen, über das ich schon hier in der Naturforschenden Gesellschaft vorgetragen habe mit ausgebautem Schluß „Über die ältere und neuere Geschichte des Neutrinos".[4] Es paßte so gut zu den neueren sensationellen (experimentellen) Entwicklungen über „Parity" in USA (diese treue, langjährige Freundin von uns ist sanft verschieden),[5] die sich so gut anfügen.

Mit den Hamburgern stehe ich gut, denn sie haben genau *den* zum Nachfolger von Lenz gemacht, den *ich* empfohlen habe: einen jüngeren deutschen theoretischen Physiker *H. Lehmann*.[6] Im Herbst wird er übrigens *nicht* in Hamburg sein, sondern – am Institute for Advanced Study in Princeton. (Diesen Urlaub hat er sich bei der Berufung ausbedungen.) – Er war schon früher einmal in USA, als Kriegsgefangener, wo es ihm sehr gut ging – im Gegensatz zum Zustand vorher in der deutschen Armee, wo es ihm schlecht ging.

Dies aber nur nebenbei. Gerne möchte ich wissen, wie Sie auf die Hamburger Einladung reagieren. Es handelt sich um Anfang November (das Honorar soll gut sein).

Ich bin etwas beunruhigt, daß ich so lange nichts von Ihnen gehört habe[7] und bin sehr froh, daß sich ein Anlaß ergeben hat, Ihnen zu schreiben.

Mit allen guten Wünschen an Pan + Dora von uns beiden Stets Ihr W. Pauli

[1] Siehe hierzu den Brief [2349] vom 6. Oktober 1956, in dem Pauli sich über die Frage von Keplers Mitgliedschaft bei der Accademia dei Lincei äußert und in dem auch das erwähnte Gedicht vom Heidenröslein wiedergegeben ist.

[2] Der 1941 auf den Hamburger Lehrstuhl für Astronomie berufene Astronom Otto Heckmann (geb. 1901) war zugleich auch Direktor der Bergedorfer Sternwarte geworden, nachdem Baade und Vogt einen entsprechenden Ruf abgelehnt hatten. Wie aus den Akten des *Hamburgischen Staatsarchivs* hervorgeht, hatte es bei dieser Berufung Schwierigkeiten mit dem sog. *Reichdozentenbundsführer* gegeben, der gegen diese Berufung sowohl wissenschaftliche als auch politische Bedenken anmeldete. Insbesondere wurde Heckmann vorgeworfen, daß er „durchaus auf dem Boden relativitätstheoretischer Weltanschauung stände" und „durchaus zu den Verfechtern dieser im wesentlichen jüdischen Wissenschaftshaltung zähle." Besonders Baades Gutachten vom 16. September 1938 aus Pasadena, in dem er Heckmann als „einer der besten Leute" bezeichnete, „welche aus Küstners Schule in Bonn hervorgegangen sind", sowie ein Parteigutachten aus Göttingen, das seine Mitgliedschaft seit de m 1. Mai 1937 und seine politische Zuverlässigkeit bestätigte, gaben schließlich für die Berufung den Ausschlag. – Pauli hatte Heckmann im November 1956 während seines Besuches in Hamburg gesehen, doch vertraulichere Einzelheiten über dessen Person und Werdegang dürfte er durch Baade erfahren haben.

[3] Eric M. Warburg (1900–1990) war ein Neffe des Begründers der kunsthistorischen *Bibliothek Warburg* in Hamburg. Mit Erwin Panofsky, Gustav Pauli, Wilhelm Waetzoldt und Fritz Saxl sowie

anderen Angehörigen der Familie Warburg gehörte er einem Kuratorium an, das 1928 zur Sicherung des Fortbestandes der wertvollen Bibliothek gegründet worden war. (Vgl. Paetzold [1995, S. 82] und die Angaben in Band **I**, S. 1082f. der von D. Wuttke herausgegebenen Panofsky-Korrespondenz.)
[4] Vgl. hierzu den Kommentar zum Brief [2461].
[5] Vgl. hierzu den Brief [2457].
[6] Vgl. den Kommentar in Band **IV**/3, S. 73f. und 227.
[7] Panofsky anwortete bereits am 26. Februar.

## [2525] Pauli an Salam

Zürich, 18. Februar [1957]

Dear Salam!

Your 2 letters[1] from February 13 and 16th are indeed compensating and I agree with the latter.

I have another question regarding the paper of C. N. Yang and R. L. Mills, Physical Review **96**, 191, 1954 (see particularly, last section of it, p. 195).[2]

Their B-particles are vectors in isotopic spin space and for *this* reason, the authors have left open the question whether as a consequence of gauge-invariance *their* B-particles need to have (exactly) *zero* rest-mass. I still believe it, but no proof is available until now.

You would be just the *right* person, to prove (or to disprove) this conjecture.

Yours sincerely W. Pauli

[1] Vgl. die Briefe [2515 und 2522].
[2] Yang und Mills (1954b).

## [2526] Pauli an Yang und Lee

[Zürich], 18. Februar 1957

Dear Yang and Lee!

Thanks for your letter of February 12.[1] Meanwhile I wrote a long letter to one of you (Yang).[2] So I can restrict myself to some clarifying remarks, all the more as I agree with you on all points of your letter.

1. $\mu$-decay. I am glad, that the derivative couplings are out of the game again. The Landau paper[3] I have not seen yet, but Weisskopf has promised to send me one copy. I do not believe either that $|f_V| = |f_A|$ is an ‚accident'.

2. Lorentz-group. I think more accurate measurements on $\mu$-meson life time in flight should be made. I said this already some time ago, but nobody wants to make it, although it would not be difficult. (What about Brookhaven? Perhaps a Chinese Luncheon will help!)[4]

Your Hamiltonian

$$H = A(\psi_P^* \psi_N)(\psi_e^+ \beta \psi_\nu)$$

is interesting. One should use the 4-component of a vector (or pseudo-vector) *field*, of a yet unknown macroscopic kind instead of this *constant* A. But I have now the greatest doubts myself on the reality of such a proposal.

At present I am discussing with Houtermans (Bern) the possibility of checking the equality of $\beta$-decay life-times (their quotient with $\alpha$-decay life-times) in meteorites and on earth.[5] I shall let you know, when something will come out of it. At present it seems unlikely that there can be a big difference.

3. One check for CTP invariance (raised by Wightman) seems to be the equality of electron and positron mass. Of course the same holds for mass equality of nucleons and antinucleons. One could, however, raise the excuse that the weak interactions will have a small effect on the mass of all particles anyhow. Every check of independence of life-times of particles in flight, measured in invariant proper-time, on its velocities, would as a check of Lorentz-invariance also be an indirect check of CTP.

4. Salam withdrew now his arguments on B-particles and derivatives. B-particles, which make the neutrino more generally gauge-invariant have also been discussed by J. C. Polkinghorne (Edinburgh).[6] His way is at least tenable, as he does not make any attempt to derive the Fermi-interaction from something else. He also maintains correctly, that the real-mass of these B-particles has to be zero as a consequence of the gauge-invariance.

5. The old B-particles of the Yang-Mills paper must be sharply distinguished from these. Indeed the Yang-Mills B-particles belong to a vector-field in isotopic spin space, and this complication (3-components) gave rise to the question whether or not their real-mass must vanish. (I still hope, this open question will be settled somehow.)

6. I am very glad that accurate measurements are in preparation both for CP and T invariance and for the quantum-electrodynamical corrections of the magnetic moments of the $\mu$-meson.[7]

7. There appeared an interesting experimental paper (made in Holland) by J. C. Wheatley, Tolhoek, et al. in Physica, **21**, 841, 1955[8] – also with directed $Co^{60}$ nuclear spins, but with $\gamma$-rays instead of $\beta$-rays. A method is described and applied there to measure circular-polarisation of $\gamma$-rays. The remaining discrepancy with theory (in which parity-conservation has been assumed) for low temperatures is probably real and due to parity non-conservation (look at Figure 6 and 7, page 853).

This Dutch work may also interest Mrs. C. S. Wu. I am sending my warmest regards to her.

I hope that the priority questions on the theoretical CTP reflection theorem with Schwinger will be settled somehow, so that everybody will be satisfied.

All good whishes to yourself and to all friends (Robert Oppenheimer, Rabi, etc.)

As always Yours W. Pauli

[1] Vgl. den Brief [2513].
[2] Vgl. den Brief [2511].
[3] Landau (1957).
[4] Diese *Chinese lunches* des *Physics Departments* der New Yorker *Columbia University* fanden dort seit Lees Ankunft im Jahre 1953 immer an einem Freitag in einem der ausgezeichneten chinesischen Restaurants – wie dem *Shuen-Lee Restaurant* – der dortigen Umgebung statt. Bei einem solchen *luncheon* war auch am 4. Januar 1957 das Ergebnis des Experiments von Wu bekanntgegeben

worden. „Lee brought in the important news he had just learned from Mme. Wu – that it seemed almost certain that parity was not conserved in the Columbia-Bureau experiment.“ Vgl. Bernstein (1962) und Lederman [1993, S. 352ff.].
[5] Siehe hierzu auch die Bemerkung in dem Brief [2505].
[6] Vgl. den Brief [2520].
[7] Vgl. hierzu die Messungen des magnetischen $\mu$-Meson-Momentes von Coffin et al. (1957).
[8] Wheatley et. al. (1955).

## [2527] Fierz an Pauli

[Basel], 18. Februar 1957

Lieber Herr Pauli!

Ich bin sehr froh, daß Sie so verständnisvoll und liebreich auf meinen Brief[1] geantwortet haben. Mir war nämlich nicht wohl bei der Sache. Unsere Beziehung, an der mir viel liegt, schien mir getrübt und es schien mir nötig, daß etwas getan werden müsse. Da Sie im ganzen der überlegene Teil sind, so mußte ich mich wehren, um nicht erdrückt zu werden. Nun decken Sie also Ihre Karten, soweit sie diese in Händen haben, auf – und siehe, Sie haben einige Böcke, nicht solche, die man schießt, sondern solche die stechen.

Ich sehe, es geht um Leben und Tod,[2] was die ganze Aufregung – auch ich habe mich aufgeregt – begreiflich macht. Daß dergleichen bei Ihnen los sei, habe ich, ich darf's wohl gestehen, schon einmal gespürt – es mag einige Wochen her sein.

Der Spiegel kommt bei Paulus, 1. Korinther **13**, $12^3$ (ich zitiere nach der Zürcher Übersetzung) vor:

„Denn wir sehen jetzt mittels eines Spiegels in rätselhafter Gestalt, dann aber von Angesicht zu Angesicht“.

Es handelt sich hier wohl um Erkenntnis (Gnosis) durch Symbole, die nicht frei von Unheimlichkeit ist.

Ferner spielt das *Lachen* in unserem Zusammenhang eine Rolle. Das Lachen war von je etwas Magisches. Wenn die schöne Lau Mörikes[4] dreimal lachen kann, bekommt sie ein Kind. Wenn man den Wechselbalg zum Lachen bringen kann, so wird er wieder durch das rechte Kind ersetzt. In der Gnosis des „Abraxas“ lacht der Gott siebenmal: cha cha cha cha cha cha cha, und es entstehen 7 Götter, die die Welt umfassen. (Siehe W. Schultz, Dokumente der Gnosis S. 74ff.;[5] A. Dieterich, Abraxas, Studien zur Religionsgeschichte 1891).[6] Schließlich sagt Meister Eckhart:

> Die Seele vermag die göttlichen Personen zu gebären, wenn Gott in sie hineinlacht und sie wiederum in ihn lacht. Um im Gleichnis zu reden: Wenn der Vater hineinlacht in den Sohn und der Sohn wieder in den Vater, und das Lachen Lust gebiert und die Lust Freude gebiert, und die Freude Minne gebiert und die Minne Person gebiert, und die Person den Heiligen Geist gebiert – so gebiert der Sohn zusammen mit dem Vater!

Hier haben wir das Lachen in einem *reflexiven* Prozeß. Dieser führt über 5 Stufen, deren mittlere die Minne ist – N. B. 1. Korinther **13** ist der berühmte „Hymnus“ über die Liebe – und der in der symmetrischen Geburt des heiligen Geistes aus Vater und Sohn gipfelt. Das Lachen – wenn wir zusammenstellen,

was mir dazu einfällt – führt uns zurück zum Spiegelproblem, dem Sie ja selber den Christus als Gott-Menschen zurechnen.[7] Geburt und Tod gehören dazu: cha cha ... : 7 Götter werden geboren. Der Wechselbalg verschwindet, das rechte Kind tritt an seine Stelle! Der Wasserdämon bekommt auch ein Kind!

Heisenberg vermag scheinbar nicht zu lachen, und so muß er den Wechselbalg hätscheln. Ich habe übrigens selber erfahren, wie er sich in seine Ideen einspinnt und nichts Störendes hineinlassen will – das war anläßlich der Kausalitätsdiskussion.[8]

Nun noch etwas anderes. *Freud*, in Totem und Taboo III, 3[9] stellt fest, daß ein primitiver Glaube der an die Allmacht des Gedankens sei, der sich fragmentarisch auch noch in der Wissenschaft, in der Idee des Naturgesetzes, erhalten habe. Daß die Natur „wirklich" mathematisch-gesetzlich sei, war, im Unterschied zu Kepler, der Glaube Galileis.[10] Eine materielle Kugel ist genau dasselbe wie eine mathematische Kugel. Ist der materielle Körper nicht völlig kugelig, so handelt es sich eben nicht um eine Kugel; gleichwohl besitzt er eine „Gestalt" im Sinne der Geometrie. Dieser Gesichtspunkt hebt die „Unvollkommenheit" der Materie auf, indem diese selber der Träger der idealen, mathematischen Form wird. Hinter dieser rationalistischen Auffassung verbirgt sich aber eine Projektion. Nun hat sich freilich die Idee bewährt, die Natur als mathematische Struktur zu sehen. Die Projektion erfolgte vera imaginatione, non phantastica.[11] Ich denke mir, daß eine Projektion nur dann sinnreich ist, wenn der Gegenstand, auf den projiziert wird, sich hierzu eignet. Dann kann uns die Projektion sehr weit führen, und es dauert vielleicht ein ganzes Leben, bis eine Auflösung der Projektion stattfindet. Ist ein Archetypus projiziert und ist die Projektion wahr (vera imaginatione), dann entsteht ein Gefühl der Harmonie, und der numinose Aspekt des Archetypus tritt in den Hintergrund. Man weiß, „wo Gott hockt", und das ist beruhigend, und überdies kann man über die Sache nachdenken. Wenn aber, gerade weil nachgedacht wird, erkannt wird, daß der Gegenstand dem Archetypus nicht ganz konform ist, dann fängt sich die Projektion an abzulösen und die Numinosität wird offenbar (ein Gott stirbt).

Trotzdem soll man daran festhalten, daß der Gegenstand dem Archetypus weitgehend konform war und ist. Die Welt ist z. B. sehr weitgehend spiegelsymmetrisch. Sie ist es aber auch nicht, ja sie ist vielleicht überhaupt auch unmathematisch und unserem Denken nicht konform. Das ist keine Unvollkommenheit. Ich stelle mir vor, daß die wirklich vorhandene Symmetrie, die ja genügt, um die ganze Atomphysik (Atombau und Spektrallinien) symmetrisch zu machen, das Spiegelbild des Archetypus in der Welt sei. Das Bild tritt uns in rätselvoller Gestalt entgegen. Was das Sehen von Angesicht zu Angesicht wäre – es wäre jedenfalls irgendwie ganz symmetrisch und ganz – wissen wir nicht. Wir brauchen es aber, solang wir leben, nicht zu wissen.

Die Idee, die Natur sei der Mathematik schlechthin konform, wie wir sie bei Galilei finden, ist in der Tat nicht eigentlich platonisch, sondern viel eher pythagoreisch. Z. T. angeregt durch das für die Pythagoreer schreckliche Problem des Irrationalen, hat Plato seine Ideenlehre erfunden. Im Theätät wird ja gerade mit Hilfe der irrationalen Verhältnisse exemplifiziert, was Ideen seien. Mir kommt darum die Entdeckung der nicht-spiegel-symmetrischen

Wechselwirkungen ähnlich vor wie die Entdeckung der Tatsache, daß $\sqrt{2}$ keine „Zahl“ sei.[12]

Ich weiß, daß alle diese Bemerkungen unvollständig sind. Aber mir fällt im Augenblick nichts Gescheites mehr ein – gesetzt, das bisher Gesagte sei gescheit!

Spieglein, Spieglein an der Wand, wer ist die Schönste im ganzen Land?

Mit den besten Grüßen Ihr M. Fierz

[1] Vgl. die Briefe [2516, 2517 und 2518].
[2] In seinem Brief [2517] hatte Pauli die Spiegelung als „ein *gnostisches* Symbol über Leben und Tod“ bezeichnet.
[3] Es ist *Die erste Epistel S. Pauli an die Korinther* **13**, 12.
[4] Vgl. Mörike [1873]. Die von Moritz von Schwind prächtig illustrierte und in die Rahmenerzählung vom *Stuttgarter Hutzelmännlein* eingebettete *Historie von der schönen Lau* handelt von einer Donau-Nixe, die bei Blaubeuren in einem Teich haust und erst nach *fünf* maligem Lachen ein lebendes Kind gebären kann.
[5] Schultz [1910].
[6] A. Dieterich (1891). – Fierz schrieb versehentlich *Diedrich*.
[7] Vgl. Paulis Zusatz zum Brief [2517].
[8] Vgl. hierzu den Kommentar in Band **IV**/1, S. 101ff.
[9] Freud [1913].
[10] Vgl. hierzu auch den Aufsatz von Alexandre Koyré (1943).
[11] Dieser aus dem alchemistischen Werk *Artis auriferae* [1593, Band **II**, S. 214f.] abgeleitete Ausdruck wurde auch gerne von C. G. Jung (z. B. in *Psychologie und Alchemie* [1944/52, S. 197f.]) verwendet, um damit das Hervorrufen von inneren Bildern durch aktiven Einsatz der Einbildungskraft zu bezeichnen. Siehe auch den Band **IV**/1, S. 644.
[12] Auf den tiefen Eindruck, den diese Entdeckung bei Platon hervorrief, hatte auch Pauli (1955g) wiederholt hingewiesen. Ebenso hatte der Wissenschaftshistoriker Willy Hartner in seiner Diskussionsbemerkung nach Paulis Vortrag (1955g) in Mainz nochmals auf die *umwälzende* Natur dieser Entdeckung aufmerksam gemacht, „die so umwälzend ist …, wie es der Kopernikanismus zur Zeit der Renaissance gewesen ist.“

## [2528] Pauli an Peierls

Zürich, 19. Februar 1957

Lieber Herr Peierls!

Ich kann nun Ihren Brief vom 31. 1.[1] endlich beantworten. Die Voraussetzungen sind:

1. Ich kann irgendwann zwischen 25. März und 13. April (an diesem Tag fährt Källén nach Rochester) nach Kopenhagen kommen.[2]

2. Ich möchte Kemmer und seine Gruppe in Edinburgh besuchen, ferner Salam in London sehen. Manchester ist vielleicht überflüssig, wenn ich nach Birmingham komme.

Nun gibt es zwei Möglichkeiten:

*A*. Ich könnte zur gleichen Zeit nach Kopenhagen kommen wie Sie, dafür nicht nach Birmingham kommen und nachher nach London und Edinburgh gehen.

*B*. Ich könnte bereits in der am 25. März beginnenden Woche nach England {Edinburgh und London eventuell und Cambridge (?)} gehen und Sie nach

Ihrer Rückkehr aus Kopenhagen noch kurz in Birmingham treffen, irgendwann zwichen 1. und 6. April (etwa 2 bis 3 Tage möglichst früh), um dann von dort nach Kopenhagen zu gehen.

Mir leuchtet B. mehr ein, bitte schreiben Sie mir, was Sie vorziehen und wann Sie aus Kopenhagen zurück sind.

Meine Gedanken über parity sind sehr vage. Die Mathematik verstehe ich wohl, aber die Physik nicht. Die quantisierte Feldtheorie, wie wir sie jetzt haben, führt einerseits in höheren Näherungen zu Divergenzen, ist aber andrerseits für die erste Näherung der Wechselwirkungen (z. B. vom Fermitypus) so unbestimmt, daß sie mit irgendwelchen Verletzungen von Symmetriegruppen (Erhaltungssätzen) und mit irgendwelchen unendlichen Werten von Kopplungskonstanten verträglich ist. So kann alles, was wirklich interessant ist (um den Preis der Divergenzen, die dann später auftreten), inkorporiert werden, *ohne daß dafür Gründe angegeben werden*.

Je mehr man von dieser Mathematik lernt, desto mehr hat man deshalb als Physiker das Gefühl, „eigentlich versteht man nichts“. Das Offenbarwerden dieser Situation ist aber ein gewisser Fortschritt.

Viele Grüße mit Bitte um baldige Antwort Ihr W. Pauli

[1] Dieses Schreiben ist nicht erhalten.
[2] Vgl. hierzu den Kommentar zum Brief [2592].

## [2529] Fierz an Pauli

Basel, 19. Februar 1957

Lieber Herr Pauli!

Ich bestätige den Empfang der Ordre und Contreordre des Salamschen Salates.[1] Daß eine Theorie, in welcher das, worauf die Elektromagnetik abgebildet werden soll, identisch verschwindet, widerspruchslos ist, ist klar, da ja auch nichts ausgesagt wird. Und wäre das nicht Null, so würde ich auch die Integration über y nicht sehr erfreulich finden; denn eine solche nicht-lokale Bildung, was soll das bedeuten. All dies erübrigt sich aber.

Yang und Lee wärmen in ihrer neuesten Note die $\beta$-Theorie mit Ableitungen – Konopinski-Uhlenbeck seligen Angedenkens –, wieder auf.[2] Wie Sie wissen, habe ich nie an die Vernunft dieser sogenannten Möglichkeit geglaubt. Wie mir Chrétien schrieb, scheinen die neuesten Messungen Ledermans über den $\mu$-Zerfall[3] so zu sein, daß kein Grund besteht, diesen Weg der Ableitung weiter zu verfolgen. Genaueres weiß ich freilich nicht. Ich hoffe aber sehr, daß die Ableitungen wieder nur beschworen werden, weil die Experimente noch nicht hinreichend genau sind. „Alles wiederholt sich nur im Leben, ewig jung bleibt nur die Phantasie“[4] – wollen wir hieraus und aus dem, was folgt, Nutzanwendungen ziehen?

Zu meinem letzten Brief möchte ich noch bemerken: neben dem Ödipus spielt bei *Freud* Narziß als andere mythologische Figur bekanntlich eine Hauptrolle.[5] Bei ihm bedeutet natürlich Narzißmus etwas ganz Spezielles, wenn er auch,

wie immer, nachher z. B. die ganze primitive Psychologie daraus erklären will. Narziß hat sich in sein Spiegelbild verliebt und gehört wohl zu jenen Figuren wie Attis, Adonis usw.,[6] die auch mit dem Christus eine gewisse Verwandtschaft haben. Wir haben hier wieder die Motive: Spiegel, Liebe und Tod.

Mit den besten Grüßen Ihr M. Fierz

[1] Vgl. die Briefe [2515 und 2522].
[2] Vgl. hierzu auch die Bemerkungen in den Briefen [2505, 2506, 2511, 2526 und 2529].
[3] Vgl. Berley et al. (1957a, b) und Coffin et al. (1957) sowie den Übersichtsartikel von Feinberg und Lederman (1963). Vgl. auch die Bemerkung im Brief [2488].
[4] Zitiert nach Schillers Gedicht „An die Freude".
[5] Vgl. Freud (1914). Siehe hierzu auch Gay [1995, S. 309f.].
[6] Die Geschichten der Jünglinge *Narkissos*, *Attis* und *Adonis* sind z. B. bei Kerényi [1955/94, Band **I**, S. 62f., 72f. und 138] dargestellt.

## [2530] Pauli an Fierz

Zürich, 20. Februar 1957

Lieber Herr Fierz!

Vielen Dank für Ihre Briefe vom 18. und 19.[1]

1. habe ich ein physikalisches Anliegen: Wie soll man beiliegenden Brief von 2 jungen Italienern[2] beantworten? Es handelt sich um Neumanns Makro-observable. Die zitierte Stelle in Neumanns Buch habe ich wohl nachgelesen.[3] Aber ich weiß nicht, ob die Forderung (+) des Briefes berechtigt ist oder nicht. Handelt es sich dabei wieder um die alte Frage, ob die Makro-Observablen nur schwach streuen? – Gerne würde ich Ihre Meinung hören.

2. Die Selbst-Therapie hat mir soweit geholfen. Zum Schluß Ihres Briefes: es gibt einen sehr berühmten gnostischen Spiegelungsmythos von *Nous und Physis*.[4] Der Nous kommt durch die Planetensphären zur Erde und *erblickt im Wasser sein Spiegelbild.* Von diesem ist er so entzückt, daß ihn auch schon die Physis gefangenhält. Aus dieser Umarmung entstehen die ersten 7 hermaphroditischen Wesen und die 7 Metalle. – (Also hier: Geburt!)

Solche Geschichten erscheinen mir zutiefst wahr, da sie die *Wesensgleichheit* von Nous und Physis ausdrücken (Nicht-Identität, aber symmetrische Beziehung), auf der auch die ganze Physik (und ihre Beziehung zur Mathematik) beruht.

Dagegen scheint mir Platos perfektionistische Philosophie sowie das mit ihr nahe verwandte perfektionistische Gottesbild (das ins Christentum eingegangen ist und das ich gegenüber dem ambivalenten Gottesbild des alten Testamentes eher für einen Rückschritt halte) den wahren Sachverhalt zu verfälschen.

Viele Grüße stets Ihr W. Pauli

Ich erwarte noch Bericht über Reichenbachs Buch.[5]

[1] Vgl. die Briefe [2527 und 2529].
[2] Dieser Brief ist verschollen.

[3] In Paulis Exemplar von Johann von Neumanns Buch [1932, S. 212f.] *Die mathematischen Grundlagen der Quantenmechanik* sind einige Passagen des Paragraphen V, 4. über „Die makroskopische Messung“ mit Randnotizen versehen, auf die sich Pauli hier beziehen mag.
[4] Diesen Mythos kannte Pauli aus Jungs *Psychologie und Alchemie* [1944/52, S. 347f.], wo als Quelle auch auf das Werk von Schultz [1910, S. 64] hingewiesen wird.
[5] Vgl. den Brief [2518].

## [2531] Heisenberg an Pauli

Ascona, 20. Februar 1957

Lieber Pauli!

In Deinem letzten Brief[1] hattest Du behauptet, daß aus $H\psi_A = E\psi_A$ die adjungierte Gleichung

$$\psi_A^+ H + \psi_B^+ C = \psi_A^+ E$$

folgt, und ich hatte das in meinem letzten Brief[2] stillschweigend akzeptiert. Inzwischen sind mir aber daran erhebliche Zweifel gekommen, zum mindesten hab' ich's nicht verstanden. Ich will Dir also meine eigene Rechnung, die zu einem *anderen* Resultat führt, hier vorlegen. Wenn etwas daran falsch ist, wirst Du's dann leicht finden.

Zunächst will ich setzen:

$$\langle A|A\rangle = \int \psi_A^+ \psi_A d\tau = g_{AA} = 0;$$

$$\langle A|B\rangle = \int \psi_A^+ \psi_B d\tau = g_{AB}$$

$$\langle B|A\rangle = \int \psi_B^+ \psi_A d\tau = g_{BA} = g_{AB}^*;$$

$$\langle B|B\rangle = g_{BB} = 0.$$

$g_{ik}$ ist der metrische Tensor.

(Die Umkehrung:

$$g^{AA} = 0; \quad g^{BB} = 0; \quad g^{AB} = \frac{1}{g_{BA}}; \quad g^{BA} = \frac{1}{g_{AB}} = g^{*AB}.)$$

Dann ist

$$H\psi_A = H^A|_A \psi_A + H^B|_A \psi_B = E\psi_A$$

$$H\psi_B = H^A|_B \psi_A + H^B|_B \psi_B = E\psi_B + C\psi_A. \tag{1}$$

Also

$$H^A|_A = E; \quad H^B|_A = 0; \quad H^A|_B = C; \quad H^B|_B = E.$$

Daraus folgt:

$$\int \psi_A^+ H \psi_A \, d\tau = \langle A|H|A\rangle = H_{AA} = g_{AA} H^A|_A + g_{AB} H^B|_A = 0.$$

Entsprechend

$$H_{AB} = g_{AA} H^A|_B + g_{AB} H^B|_B = E g_{AB}.$$

$$H_{BA} = g_{BA} H^A|_A + g_{BB} H^B|_A = g_{BA} E (= g^*_{AB} E = H^*_{AB}) \tag{2}$$

$$H_{BB} = g_{BA} H^A|_B + g_{BB} H^B|_B = g_{BA} C.$$

(Aus der letzteren Gleichung folgt übrigens, daß $g_{BA} C$ reell sein muß.)

Nun gilt weiter:

$$\begin{aligned} \psi^+_A H &= H_A|^A \psi^+_A + H_A|^B \psi^+_B \\ \psi^+_B H &= H_B|^A \psi^+_A + H_B|^B \psi^+_B. \end{aligned} \tag{3}$$

Die fraglichen Koeffizienten $H_A|^A$ usw. erhält man, indem man die beiden letzten Gleichungen (3) rechts mit $\psi_A$ bzw. $\psi_B$ multipliziert und integriert und mit Gleichung (2) vergleicht. Es folgt, wenn ich nicht falsch gerechnet habe:

$$H_A|^A = E; \qquad H_A|^B = 0;$$

$$H_B|^A = C \frac{g_{BA}}{g_{AB}}; \qquad H_B|^B = E. \tag{4}$$

Das heißt also, entgegen Deinem Brief:

$$\psi^+_A H = \psi^+_A E; \qquad \psi^+_B H = \psi^+_A C \frac{g_{BA}}{g_{AB}} + \psi^+_B E. \tag{5}$$

Da die Gleichungen (4) auch durch Herauf- und Herunterziehen der Indizes trivial aus (1) hergeleitet werden können, sehe ich nicht, was ich falsch gemacht haben könnte.

Aus Gleichung (2) folgt übrigens amüsanterweise:

$$\frac{\int \psi^+_A H \psi_A d\tau}{\int \psi^+_A \psi_A d\tau} = E;$$

$$\frac{\int \psi^+_B H \psi_B d\tau}{\int \psi^+_B \psi_B d\tau} = \infty. \tag{6}$$

Wenn man so will, kann man also sagen: der Erwartungswert der Energie im Zustand B sei unendlich. Aber das soll man wohl nicht ernst nehmen.

Ich halte für möglich, daß ich noch irgendeinen Fehler mit dem Begriff „adjungiert“ gemacht habe, der in einer indefiniten Metrik vielleicht besondere Tücken hat. Vielleicht hast aber auch Du die kovariante und die kontravariante Darstellung durcheinander gebracht, z. B. $H_A|^B$ mit $H^A|_B$ verwechselt? Jedenfalls wird sich dieser Punkt ja leicht aufklären lassen.

Wenn meine Rechnung richtig ist, nehme ich natürlich mein Zugeständnis, daß $\psi_A$ und $\psi_B$ *völlig* äquivalent seien, zurück. Das sieht man ja am

deutlichsten an Gleichung (6). Im übrigen hatte ich grundsätzlich nichts gegen die Äquivalenz, ich weiß auch nicht, warum Dir der Punkt so wichtig war. Mir war immer nur wichtig, daß nur *einer* der beiden Zustände im Hilbertraum I vorkommt. Also schreib' bitte, was Du zu dieser Frage denkst.

Viele Grüße! Dein W. Heisenberg

[1] Vgl. den Brief [2519].
[2] Vgl. den Brief [2521].

## [2532] Pauli an Fierz

Zürich, 22. Februar 1957

Lieber Herr Fierz!

Dank für Ihren Brief.[1] Den Italienern habe ich nunmehr in diesem Sinne berichtet.[2] Ich glaube auch, daß es keine prinzipielle, sondern nur eine quantitative Frage ist.

---

Ebenso wie Sie glaube ich, daß wir heute *nicht* bei gnostisch-alchemistisch-mystischen Formulierungen stehenbleiben dürfen. Was ich vom modernen Standpunkt darüber sagen kann, habe ich versucht, in dem Artikel in „Dialectica"[3] zu Jungs 80. Geburtstag zu formulieren.

Es handelt sich wohl darum, wie weit man beim Unbewußten und bei materiellen Vorgängen (besonders soweit letztere mit *lebenden* Organismen zu tun haben – aber *wo* beginnt das?) auf ähnliche Strukturen stößt und ob sich nicht letzten Endes die entsprechenden abstrakten Begriffe zur Deckung bringen lassen werden. Leider ist die Biologie noch im Rückstand und die Parapsychologie noch in den Anfängen.

Viele Grüße Ihr W. Pauli

[1] Dieses Schreiben ist nicht erhalten.
[2] Vgl. den Brief [2530].
[3] Pauli (1954b).

## [2533] Pauli an Heisenberg

Zürich, 22. Februar 1957

Lieber Heisenberg!

Ich hatte im Sinne – und habe es noch – auf Deinen Brief vom 16.[1] während dieses Wochenendes zu antworten.

Heute kam nun Dein Brief vom 20.,[2] und das scheint mir sehr einfach: es handelt sich *nur* um einen *Unterschied* der *Bezeichnungsweise*.

Unter $\psi_A^+$ und $\psi_B^+$ habe ich etwas anderes verstanden als Du. Außerdem dachte ich mir die *Normierung* $g^{AB} = g_{AB} = 1$ getroffen.[§3] Ist dann * das konjugiert Komplexe, so schreibe ich nunmehr mit dem Index *oben*

$$\psi^{+A} = \sum_{\lambda=A,B} \psi_\lambda^* g^{\lambda B} = \psi_B^*, \text{ etc.,}^4$$

so daß

$$\int \psi^{+A}\psi_A d\tau = \int \psi^{+B}\psi_B d\tau = 1,$$
$$\int \psi^{+A}\psi_B d\tau = \int \psi^{+B}\psi_A d\tau = 0$$

(wie man es in der unitären Metrik gewöhnt ist, nur daß $\psi^+$ gar *nicht* das konjugiert Komplexe von $\psi$, sondern eine andere Funktion ist. Eine formale Analogie ist vielleicht das $\bar{\psi} = \psi^*\gamma_4$ in den Dirac-Gleichungen, das sich invers zu $\psi$ transformiert. Die Bezeichnung $\bar{\psi}$ statt $\psi^+$ ist übrigens vielleicht besser. Es ist $(\bar{\psi}\psi)$ oder $(\psi^{+A}\psi_B) = \delta_B^A$ invariant).

Mit diesen

$$\psi^{+A}, \psi^{+B} \qquad \text{ist} \qquad \psi^{+A}H + \psi^{+B}C = \psi^{+A}E.$$

Mein Argument war und ist einfach, daß es zufällig ist, ob man einen Zustand A durch $\psi^{+A}$ oder durch $\psi_A$ charakterisiert, d. h. mit welchem von beiden man anfängt (ebenso für B).

Der Erwartungswert eines Operators O ist immer

$$\langle O\rangle_A = \int \psi^{+A} O\psi_A d\tau, \qquad \text{wenn} \int \psi^{+A}\psi_A d\tau = 1.$$

($\psi^{+A}$ ist *nicht* das konjugiert Komplexe von $\psi_A$)

(In meiner alten Arbeit von 1943[5] schrieb ich $\psi^*\eta O\psi$, schrieb dort aber vielleicht auch + für das konjugiert Komplexe, was ich nun nicht mehr tue. Ich schlage deshalb gerne $\bar{\psi}^A$ statt $\psi_A^+$ meines früheren Briefes als Bezeichnung vor.)

Für $\psi = C_A\psi_A + C_B\psi_B$ ist dann $\bar{\psi} = C_B^*\bar{\psi}^A + C_A^*\bar{\psi}^B$.[§§]

So scheint mir, das ist einfach, aber *anderes* scheint mir schwierig zwischen uns. Darüber folgt ein anderer Brief morgen oder übermorgen,[6] wenn ich mehr Ruhe habe.

Für heute viele Grüße Dein W. Pauli

[1] Vgl. den Brief [2521].
[2] Vgl. den Brief [2531].
[§] Ich bezeichnete mit $\eta$, was Du mit $g^{AB}$ bezeichnest.
[3] Pauli schrieb hier $\psi_B^*$ statt $\psi^{B*}$.
[4] Pauli (1943a).
[§§] Für dieses allgemeine $\psi$ ist $\langle H\rangle_\psi \neq E$.
[5] Vgl. den Brief [2539].

## [2534] Pauli an Heisenberg

Zürich, 24. Februar 1957

Lieber Heisenberg!

Ich habe nun nochmals Deinen Brief vom 16.[1] durchgelesen, kann aber zu dessen 2. Teil nicht Stellung nehmen, da ich das Weglassen der Wechselwirkungsenergie W, das Du am Ende Deines Briefes (p. 6) vorschlägst, für unsachgemäß und nicht gerechtfertigt halte. (Siehe unten, p. 2.)

Leider habe ich seit Mitte Januar aus der Diskussion mit Dir nichts mehr lernen können (nur sekundäre Fragen ließen sich klären), da Du die Behandlung von allem, was mich interessiert, systematisch verschoben hast. Auf diese Weise habe ich nur Zeit verloren und muß unsere Diskussion jetzt unterbrechen, bis von Dir *neue* mathematische Gesichtspunkte vorgebracht werden.

Die Antworten auf Deine Fragen im 2. Teil (von p. 3 angefangen) Deines Briefes vom 16. über meine Meinung stehen alle schon in meinen früheren Briefen.

Das, worauf es mir ankommt, ist im Fall des Lee-Modells:

1. Die von der Unitarität der S-Matrix bei nur auslaufenden Wellen mit Hilfe von einlaufenden Wellen auf die *Makrokausalität* geschobene Schwierigkeit im Sektor ($N + \theta + \theta'$ und $V + \theta''$) (nennen wir ihn kurz Sektor II).

Wie weit man diese Makrokausalität noch innerhalb *dieses* Sektors diskutieren kann (oder ob man größere Anzahlen von Teilchen heranziehen muß), hängt davon ab, ob man heuristisch Spiegel oder Linsen für $N$, $\theta$ und V-Teilchen zulassen will, die es ermöglichen, die bei einem ersten Streuprozeß auslaufenden Wellen zugleich als einlaufende Wellen bei einem zweiten Streuprozeß zu verwenden.

Nochmals möchte ich betonen, daß es sich auch in diesem Sektor II nicht hat feststellen lassen, ob neben der Doppelwurzel noch konjugiert komplexe Wurzeln oder eine (oder mehrere) reelle Wurzel mit negativer Norm vorhanden [sind].[2]

2. Beim Übergang zu höheren Sektoren, d. h. bei der Betrachtung der Wechselwirkung von Dipolzuständen mit physikalischen Zuständen, tritt – bereits bei großen Entfernungen dieser Gebilde – eine Aufspaltung der Doppelwurzel in einfache Wurzeln ein (das ist ein *allgemeiner* Sachverhalt, zu dessen Verhütung besondere Bedingungen erfüllt sein müssen).

Was bei einer solchen Aufspaltung in *einfache* Energiewerte Dein Vereinigungs- und Trennungssatz bedeuten soll, verstehe ich nicht; ebensowenig verstehe ich, was Deine Aussage „die eine Ausgangs-Hamiltonfunktion H“ dann bedeuten soll.

Schreibt man diese z. B. als Matrixelemente zwischen den mathematischen Zuständen der *nackten* Teilchen (mit Abschneiden der Wechselwirkung im Impulsraum), so *ist es* schon in diesem Sinne die *eine* Ausgangs-Hamiltonfunktion, die verwendet wird. Beim Übergang von einem Sektor zu einem höheren treten aber Matrixelemente der Energie zwischen den Energiezuständen (hier *nicht* nackte Teilchen) der *niederen* Sektoren auf, bereits wenn diese in großen Abständen aufeinander wirken. Diese bezeichnete ich mit W.

Hiermit muß ich nun unsere Diskussion vorläufig als ergebnislos abbrechen. Ich verliere viel Zeit und lerne nichts mehr.

Nach meiner Ansicht ist Deine sogenannte Theorie der Elementarteilchen *im Prinzip verfehlt*, weil bei indefiniter Metrik die Doppelwurzeln sich nicht von ebenfalls vorhandenen einfachen Wurzeln, die zu Geistern gehören, abtrennen lassen. Die Unitaritäts- *oder* Makro-Kausalitätsdiskussion ist eigentlich dieselbe Sache im *kontinuierlichen* Energiespektrum.

Nach meiner Meinung muß der wirklich in der Natur realisierte Fall sehr *einzig*artig sein. Vom Standpunkt der Physik besteht – ebenso wie vom Standpunkt der reinen Mathematik – *kein* Grund zur Annahme, daß eine konsistente Behandlung eines *beliebig* herausgegriffenen Modelles mit *irgendeiner* Wechselwirkungsenergie höheren als 2. Grades möglich ist oder daß überhaupt eine konvergente Theorie ohne leichte *und* schwere Teilchen existiert.

Nun scheinen mir die Verständigungsmittel zwischen uns erschöpft, es ist auch zwecklos, wenn Du *schnell* etwas antwortest. Seit über einem Monat weichst Du ja nur meinen Einwänden systematisch aus, ohne sie überhaupt zu diskutieren.

Daher ziehe ich mich nun zurück, vielleicht ergeben sich in Zukunft neue Gesichtspunkte (das ist mir übrigens wahrscheinlich).

Inzwischen gute Ferien und viele Grüße Dein W. Pauli

P. S. Ich möchte vorschlagen, daß wir uns jetzt *nicht* treffen.[3] Denn ich fürchte, dabei würde sich nur eine wirklich große Verstimmung ergeben. *So* bleibt für unser Gespräch wenigstens die Zukunft offen. Und die Situation in der theoretischen Physik dürfte Veränderungen unterworfen sein.

[1] Vgl. den Brief [2521].
[2] Im Original steht hier „ist“.
[3] Heisenberg war am 5. Februar mit seiner Frau zur Erholung nach Ascona gefahren (vgl. den Brief [2489]). Das von ihm vorgeschlagene Treffen mit Pauli sollte während der Rückreise in Zürich stattfinden (vgl. den Brief [2504, 2508 und 2519]).

## [2535] Heisenberg an Pauli

Ascona, 24/25. Februar 1957

Lieber Pauli!

Den Sonntagnachmittag will ich zur Beantwortung Deines kurzen mathematischen Briefs[1] benützen und morgen eventuell eine Antwort auf den angekündigten ausführlichen Brief[2] anschließen.

Mit Deinen Ansichten über $\psi^{+A}$ usw. bin ich *nicht* völlig einverstanden, obwohl es sich zum großen Teil um eine Bezeichnungsfrage handelt. Aber an einer Stelle hast Du, glaube ich, einen mathematischen Fehler gemacht (in der Definition des Erwartungswerts), der nicht unwichtig ist. Ich muß etwas weiter ausholen:

Wenn wir einen Vektor durch die Funktion $\psi$ darstellen, so meinen wir (etwa im $N + \theta$-Beispiel) folgendes:

$$|\psi\rangle = \int dk \psi^k |1_N, 1_k\rangle + \psi^V |1_V\rangle. \tag{1}$$

Wenn man zu dieser ket-Darstellung die zugehörige bra-Darstellung angeben will, so muß man, meiner Ansicht nach, von folgenden Forderungen ausgehen:

a) Die bra-Darstellung muß *eindeutig* aus der ket-Darstellung folgen, und zwar *unabhängig* davon, ob der Vektor $|\psi\rangle$ allein steht oder Teil eines Systems von Basisvektoren ist.

b) Daher muß zweckmäßig $\langle\psi|\psi\rangle$ die *Norm* des Zustands $\psi$ bedeuten. Allgemeiner entspricht also $\langle\psi'|\psi\rangle$ dem skalaren Produkt von $\psi'$ und $\psi$.

Daraus folgt

$$\langle 1_N 1_k | 1_N 1_{k'}\rangle = \delta_{kk'}; \qquad \langle 1_N 1_k | 1_V\rangle = 0 \qquad \langle 1_V | 1_V\rangle = -1.$$

$$\langle\psi| = \int \psi^{*k} dk \langle 1_N 1_k| + \psi^{*V} \langle 1_V|.$$

Also wird die Norm:

$$\langle\psi|\psi\rangle = \int dk \psi^{*k} \psi^k - \psi^{*V} \psi^V,$$

die man auch als

$$= \int dk \psi_k^* \psi^k + \psi_V^* \psi^V$$

schreiben kann, wenn man

$$\psi_k^* = \psi^{*k} \quad \text{und} \quad \psi_V^* = -\psi^{*V}$$

setzt.

Die letzte Form war bei mir gemeint mit

$$\int \psi^+ \psi d\tau.$$

D. h.

$$\psi^+ = \left(\psi_k^*, \psi_V\right).$$

Nun kann man, wenn man ein System von Basisvektoren $|\psi_i\rangle$ hat, mit $\langle\psi_k|\psi_i\rangle = g_{ik}$, natürlich auch ein dazu „reziprokes“ System von Vektoren

$$|\psi^i\rangle = g^{ik} |\psi_k\rangle$$

einführen und diese neuen Vektoren durch die Funktionen $\psi^i = g^{ik}\psi_k$ darstellen. Es muß aber hervorgehoben werden, daß $|\psi'\rangle$ ein *anderer* Vektor ist als $|\psi_i\rangle$ , daß also *nicht* etwa $\psi'$ eine andere Darstellung des Vektors $\psi_i$ ist. $\psi^i$ ist ja mit $\psi_i$ allein gar nicht eindeutig verknüpft; denn $\psi^i$ hängt nicht nur von $\psi_i$, sondern auch von allen anderen Basisvektoren ab. Wenn man $|\psi_i\rangle$ beibehält, aber die anderen Basisvektoren $|\psi_k\rangle$ ändert, so ändert man im allgemeinen auch

$|\psi^i\rangle$ . Ich möchte in Anlehnung an das „reziproke Gitter“ der Kristallographen die Vektoren $\psi^i\rangle$ die zu den $\psi_i\rangle$ reziproken Vektoren nennen.

Wenn man nun den Erwartungswert eines Operators O im Zustand $|\psi\rangle$ definieren will, so scheint mir die erste und wichtigste Forderung, daß diese Größe nur vom Zustand $|\psi\rangle$ abhängt und nichts mit der Frage zu tun hat, ob $|\psi\rangle$ allein steht oder Teil eines Basissystems ist. Daher kann dieser Erwartungswert nur durch

$$\bar{O} = \frac{\langle\psi|O|\psi\rangle}{\langle\psi|\psi\rangle}$$

definiert werden. Die von Dir angegebene Definition

$$\bar{O} = \frac{\langle\psi^i|O|\psi_i\rangle}{\langle\psi^i|\psi_i\rangle} = 1$$

würde bedeuten, daß der Erwartungswert nicht nur von $\psi_i$, sondern auch von allen anderen Basisvektoren $\psi_k$ abhänge, was doch völlig unvernünftig ist.

Ich muß also in aller Schärfe an der Behauptung festhalten, daß der Erwartungswert von $H$ im Zustande $A$ den Wert $E$, im Zustand $B$ aber den Wert $\infty$ hat.

Die beiden Zustände $A$ und $B$ sind also *keineswegs* äquivalent. Es bleibt richtig, daß in dem speziellen Basissystem, das bei Diagonalisierung von $H$ (soweit möglich) entsteht, der Zustand $B$ reziprok zum Zustand $A$ ist. Aber reziprok ist nicht äquivalent. Ich kann meinen Hilbertraum I also auch durch die Forderung charakterisieren, daß er alle die Zustände umfaßt, in denen der zu einem unendlichen Erwartungswert der Energie gehörige Zustand $B$ asymptotisch, d. h. als freier Zustand, nicht vorkommt. Entgegen früheren Konzessionen meinerseits ist also $A$ (dargestellt durch $\psi_A = \text{const.}\,\psi^B$) gut und $B$ (dargestellt durch $\psi_B = \text{const.}\,\psi^A$) böse.

Noch eine Bemerkung: Die Multiplikationsvorschrift lautet natürlich

$$\sum_i \langle\psi|O|\phi_i\rangle\langle\phi^i|O'|\chi\rangle = \langle\psi|O\,O'|_\chi\rangle.$$

D. h., für die Vollständigkeitsrelation muß immer $\phi_i$ mit dem reziproken Zustand $\phi^i$ gekoppelt werden. Man muß allgemein scharf unterscheiden zwischen Relationen, die sich auf einen einzelnen Vektor und solchen, die sich auf ein Basissystem von Vektoren beziehen. Die bra-ket Relation gehört zum einzelnen Vektor, ebenso der Erwartungswert. Die Vollständigkeitsrelation und die Relation zwischen „reziprokem“ System und Basissystem dagegen zum Basissystem.

25. 2.

Da Dein angekündigter Brief heute doch noch nicht kam, schick’ ich diesen gleich ohne Verlängerung nach Zürich.

Viele Grüße! Dein W. Heisenberg

[1] Vgl. den Brief [2533].

[2] Den voranstehenden Brief [2534] konnte Heisenberg natürlich noch nicht erhalten haben.

## [2536] Pauli an Jaffé

Zürich, 25. Februar 1957
[1. Brief]

Liebe Frau Jaffé!

Als ich Ihren Brief mit dem so ungewohnten Poststempel bekam, saß ich gerade an einem längeren Brief an Herrn Bender[1] in Freiburg über Wahrscheinlichkeitsrechnung. (Leider hat sich Bender als Mitarbeiter in Mathematik einen – wenn auch wissenschaftlichen gut qualifizierten – Ex-Nazi ausgesucht,[2] dessen Vorgeschichte so schlimm ist, daß er sogar im heutigen Deutschland ohne Amt als Privatmann irgendwo in der Lüneburger Heide sitzt.)

Könnten Sie mir kurz hierher schreiben, ob Sie im Spital besuchbar sind (Freitag habe ich vielleicht Zeit) oder ob man Ihnen dorthin telefonieren kann? Jedenfalls alle guten Wünsche für baldige Besserung!

Ich habe einen aufregenden Januar hinter mir; und zwar waren die Aufregungen wissenschaftlicher Art in Physik. (Aber dieser Brief würde zu lange durch eine populäre Vorlesung darüber; es handelt sich um *Spiegelung* und um rechts und links im Atomaren. Es scheinen dabei[3] Archetypen konstelliert zu sein.)

Es war gerade bei Ankunft all dieser Neuigkeiten (die ich in meinem Vortrag über das Neutrino am 21. I. gerade schon bringen konnte), als auch jene Kuratoriumssitzung stattfand (am 31. I.).[4] Ich ging gänzlich unvorbereitet dahin, improvisierte darauf los, unterbrach auch sehr oft das Schweigen C. A. Meiers (der am liebsten während der ganzen Sitzung schmollend und still im Hintergrund gesessen hätte) durch Fragen an ihn. Dr. Riklin[5] hat mir bei erster Begegnung ganz gut gefallen.

Das Resultat war, daß meine wissenschaftliche Neugierde mit mir durchging (sie war ja auch entschieden der stärkste Trieb bei mir) und ich darüber alles andere vergaß. Ob sich eine Kollaboration realisieren läßt, bleibt abzuwarten.

Ich war guter Laune und machte immer Witze (gewöhnlich auf Kosten der Psychotherapeuten). Herr Baumann-Jung hatte das Präsidium[6] und begann damit, mir zu sagen: „Ich werde Sie nicht von uns fortgehen lassen," worauf ich prompt erwiderte: „Sie sprechen ja wie der Sarastro:[7] ‚Zur Liebe kann ich Dich nicht zwingen – doch schenk' ich Dir die Freiheit nicht'." Alle (außer C. A. Meier) lachten (ich auch) und es entstand eine freundlichere Stimmung.

Offenbar war der *private* Umgang mit C. A. Meier nicht mehr der richtige Ausdruck meiner Beziehung zur analytischen Psychologie.

Erst jetzt, bei Semesterschluß, kann ich daran denken, über Mysterium Coniunctionis etwas zu schreiben.[8] Es gehört zu meinen Plänen für März. Falls es mir gelingt, dieses Vorhaben auszuführen, werde ich Ihnen das Resultat bestimmt zusenden.

Nochmals alles Beste stets Ihr Pauli

[1] Vgl. den Brief [2538]. – Hans Bender war Professor der Psychologie an der Universität Freiburg i. Br. und Direktor des *Institutes für Grenzgebiete der Psychologie und Psychohygiene.*

[2] Es handelte sich um den in Schlesien geborenen Wahrscheinlichkeitstheoretiker Erhard Tornier (1894–1982), der 1934 von den Nationalsozialisten zu Edmund Landaus Nachfolger auf dem dritten

Göttinger Lehrstuhl für Mathematik ernannt worden war. Er gehörte zu den führenden Vertretern einer *Deutschen Mathematik*, die sich für eine „arteigene“ Wissenschaft einsetzten {vgl. z. B. seinen Artikel (1936) in der von Theodor Vahlen im Auftrage der *Deutschen Forschungsgemeinschaft* herausgegebenen Zeitschrift *Deutsche Mathematik*}. Dennoch mußte Tornier 1936 seinen Lehrstuhl an den später in Zürich wirkenden Rolf Nevanlinna wieder abtreten und 1939 sogar – wegen seines ungebührlichen Betragens – die Partei verlassen (vgl. Reid [1979, S. 211]). Nach dem Kriege wandte sich der zunächst stellungslos gebliebene Mathematiker der statistischen Bearbeitung der Rhineschen Experimente zu. Insbesondere hatte er sich mit dem Freiburger Parapsychologen Hans Bender in Verbindung gesetzt und ihm angeboten, ihm bei der Auswertung seines statistischen Versuchmaterials zu helfen. Trotz wiederholter Irrtümer, die ihm dabei unterliefen, und seiner polemischen Verhaltensweise dauerte es viele Jahre, bis es zum völligen Bruch auch mit Bender kam. Vgl. hierzu die historische Studie von Ulrich Timm (1979). E. Bauer bin ich für seinen Hinweis auf diese Zusammenhänge dankbar.

[3] Pauli verband in seinem Manuskript die beiden Wörter *Spiegelung* und *dabei* durch einen Pfeil.

[4] In seinen Briefen [2313 und 2319] an C. A. Meier und an das Kuratorium des *C. G. Jung-Institutes* hatte Pauli Kritik an dessen Führung geübt und um eine Aussprache mit den Mitgliedern „im September oder Oktober“ gebeten. Eine Zusammenkunft war immer wieder vertagt worden, bis sie schließlich zum genannten Zeitpunkt zustande kam.

[5] Pauli schrieb *Ricklin*. – Der mit C. G. Jung verwandte Psychiater Franz Riklin Jr. war ebenfalls Mitglied des Kuratoriums und wurde in der Folge zum neuen Präsidenten des *C. G. Jung-Institutes* gewählt.

[6] Auf diese Begebenheit kam Pauli nochmals in seinem Schreiben [2578] an C. A. Meier vom 16. März 1957 zurück. Fritz Baumann-Jung war damals Vizepräsident des *C. G. Jung-Institutes* (vgl. auch den Brief [2578]).

[7] Frei zitiert nach dem 1. Aufzug von Mozarts *Zauberflöte*.

[8] Es handelte sich um Jungs neuestes Werk [1957], das Pauli in einer geeigneten Zeitschrift besprechen wollte (vgl. Band **IV**/3, S. 652, 693, 699, 773f. und 804).

## [2537] Pauli an Jaffé

Zürich, 25. Februar 1957
[2. Brief]

Liebe Frau Jaffé!

Wenn man im Spital liegt, will man gerne unterhalten sein. Das ist der einzige Zweck dieses 2. Briefes: Sie zu unterhalten. Es handelt sich um ein Märchen (*nicht* analysiert von Fräulein von Franz) „wie die Elfen zur Erle kamen“ – wie, das werden wir *nie* erfahren. Ein „Trickster“ hat dabei die Hand im Spiel.[1] Wir wissen nur das Faktum – und das ist Literaturgeschichte. „Das Märchen ist die Wirklichkeit – und die Wirklichkeit ist ein Märchen“, so schrieb ich einmal in einer meiner Kurzgeschichten („aktive Imagination“ nennen’s die Psychologen).[2]

Und im Aufssatz „Die Anima als Naturwesen“,[3] da steht es auch nicht, das Märchen. Und doch hätte es dort hineingehört.

In jener Kuratoriumssitzung, wo mir nicht die Freiheit geschenkt wurde,[4] da lagen 2 Bände auf dem Tisch des Präsidenten. Überrascht war ich, als er sie nachher mir überreichte (Bestechung?). – Einen der Bände schlug ich auf und sah „Emma Jung: die Anima als Naturwesen“.

Sofort hatte ich meine eigene Phantasie; ich kann sie ihr nicht mehr erzählen,[5] so erzähle ich sie Ihnen – das Märchen steht nicht darin, in dem Aufsatz – und *doch*:

Herr Oluf reitet spät und weit,
zu bieten auf seine Hochzeitsleut;
da tanzen die Elfen auf grünem Land,
*Erl*königs Tochter reicht ihm die Hand.

Was ist das? Das ist eine Übersetzung von *Herder* aus dem Dänischen; er sammelte Balladen aller Völker.[6] Immer machte er *Fehler*. (Die phonetischen Fehler seiner Übersetzungen aus dem Schweizerdeutsch sind grotesk.)[7]

Ich kenne das Original. Es ist ein langes Lied (von Herder gekürzt),[8] das noch oft gesungen wird, dort oben.

„Ellerkongens Dotter." – In Prosa sagt man „Elverkongen", der Elfenkönig; „Ellerkongen" scheint etwas besser zu tönen im Reim.

Wieso ist Herder das r nach vorne gerutscht?

Ich weiß es nicht; das *Unbewußte*. Es scheint überhaupt keinen Sinn zu haben.

Aber die alte Geschichte – die Anima darin als Naturwesen – hat *viel* Sinn: *Sie will die Männer offenbar am Heiraten verhindern.* Und sie rächt sich furchtbar, des Elfenkönigs Tochter, indem sie alle tötet: die Mutter, die Braut – und zum Schluß Herrn Oluf selbst:

. . . hun liftede scarlagen rød
der laa Herr Oluf – og han var død

(und sie hob auf den Scharlach rot,
da lag Herr Oluf – und er war tot

Herders Übersetzung)[9]

So geht's manchmal mit der Anima.

Aber Goethe kannte Herders Balladensammlung, die Erle wurde unsterblich durch ihn und durch seine Dichtung vom kranken Kind (wovon *nichts* in der dänischen Ballade steht) – und durch Schuberts Musik.[10]

Aber wie sind nun die Elfen *wirklich* zur Erle gekommen?

*Nie* werden wir es erfahren! (Ich habe nur alles aus dem Gedächtnis zitiert; Herders Werke habe ich nicht hier).

Ich höre viel von dort oben, die *Traumgestalten* kommen wieder. Gustafson aus Lund schrieb mir:[11] er wolle eine neue Professur für Källén in Lund machen, ich solle ihm einen offiziellen Brief über diesen schreiben.

Habe alles gut besorgt. Es ist – wie im Märchen.

Viele Grüße Ihr W. Pauli

[1] Mit der Figur des *Tricksters* als eines sich dem intellektuellen Zugriff stets entziehenden göttlichen Narrengeistes hatte sich Jung in einer seiner Schriften (1954b) befaßt.

[2] Vgl. hierzu die Bemerkungen in Band **IV**/2, S. 325, 343. Ein weiteres Beispiel einer solchen aktiven Imagination war auch Paulis „Klavierstunde" (Band **IV**/2, S. 330–340).

[3] Vgl. E. Jung [1957].

[4] Vgl. den vorangehenden Brief [2536].

[5] Emma Jung war am 30. November 1955 gestorben.

[6] Johann Gottfried Herder gehörte zu den frühen Bewunderern einer eigenständigen Volksdichtung, bei der er die Poesie noch als unverfälschten Ausdruck der spontanen Empfindung erblickte. In seiner 1778/79 herausgegebenen, bunt gemischten *Sammlung von Liedern und Gedichten aus verschiedenen Sprachen* befindet sich auch die hier zitierte, aus dem Dänischen übersetzte Ballade *Erlkönigs Tochter*. Herder hatte (statt *Elverkonge* = Elfenkönig) fälschlich das dänische Wort *Ellerkonge* mit

*Erlkönig* übersetzt, wodurch diese Bezeichnung dann – über Goethe – in die deutsche Literatur eingegangen ist. Vgl. Herder [1953, **1**. Band, S. 320ff.].

[7] Vgl. z. B. das Schweizerliedchen *Dusle und Babele* in Herder [1953, **1**. Band, S. 129f.].

[8] Vgl. Herder, *Werke*, dort Band **I**, S. 320ff. – In einem Vorspann zum zweiten Teil seiner *Volkslieder* (Band **I**, S. 223–237) hatte Herder auch erläutert, was er mit seiner Zusammenstellung eigentlich bezweckte.

[9] Der letzte Vers bei Herder lautet:

Die Braut hob auf den Scharlach rot,
Da lag Herr Oluf, und er war tot.

[10] Durch Franz Schuberts Vertonung von Goethes Ballade vom *Erlkönig* ist dieser Waldgeist erst zur volkstümlichen Sagengestalt geworden.

[11] Vgl. die Briefe [2446 und 2491].

## [2538] Pauli an Bender[1]

[Zürich], 26. Februar 1957
[Maschinenschriftliche Durchschrift]

Sehr geehrter Herr Professor Bender!

Ich habe also nunmehr Fachleute über die von *Tornier* aufgeworfenen Fragen konsultiert, und Sie finden das Resultat hiervon im Anhang zu diesem Brief. Übrigens scheint mir die neue Fassung seiner pp. 19 und 20 eine beträchtliche Verbesserung zu sein.[2]

Meine schon im letzten Brief[3] ausgedrückte Überzeugung, daß die (übrigens stark ins Philosophische hineinspielenden) kontroversen Fragen über den Wahrscheinlichkeits-Begriff[4] nichts mit dessen Anwendungen (sei es auf ESP, sei es sonst) zu tun haben,[5] hat sich mir nun, nach der erwähnten Konsultation, weiter befestigt. Um so weniger gehören diese Grundlagenfragen in Ihre Zeitschrift.

Nunmehr komme ich zur andern Frage meiner eigenen Beteiligung an einem Heft Ihrer Zeitschrift.[6] Es ist mir recht fraglich, ob ich irgend etwas zu sagen habe, worüber sich nicht andere besser und kompetenter äußern könnten. Auf keinen Fall will ich mich an einem Heft beteiligen, in welchem die Mathematik *allein* durch den aus gewissen Gründen ins Privatleben zurückgezogenen Herrn Tornier[7] vertreten ist (über seine Vorgeschichte habe ich einiges gehört):

Erstens glaube ich, daß die englische Schule (z. B. H. Jeffreys oder Sir Ronald Fisher) vetreten sein sollte (Soal kann Ihnen ja da Näheres sagen).[8] Zweitens möchte ich Ihnen vorschlagen, Prof. W. Feller, Princeton University, der Fachmann für Statistik ist,[9] um einen Beitrag mit seiner Stellungnahme zu Rhines Versuchen und zu Bridgman's Argumenten[10] zu fragen. (Ich hörte übrigens erst kürzlich, daß Feller früher mit Tornier zusammen gearbeitet hat, aber das hat nichts mit dem Grund meines Vorschlages zu tun.)

Er hat sich nämlich speziell vom Standpunkt der mathematischen Statistik mit ESP Versuchen beschäftigt. Rhine hat es jedoch abgelehnt, seine Arbeit in seiner Zeitschrift abzudrucken,[11] wahrscheinlich weil deren Resultate zu negativ sind. (Ich hoffe, von Rhine noch Näheres über diese Sache zu hören.) Dies ist bekannt geworden und hat das Prestige der ESP-Forschung in den Kreisen der Mathematiker und Physiker beträchtlich vermindert. Ich selbst kenne den Inhalt von Fellers Arbeit nicht, aber ich finde, die Kritik eines Fachmanns von

seinem Rang muß unbedingt ins Offene gebracht werden. Nur dann kann sie richtig beurteilt werden, während sonst eine Art Flüsterkampagne gegen ESP und besonders gegen Rhine in den Kreisen exakter Wissenschaftler entsteht.

Ich hoffe also, daß Sie in der Lage sind, mir eine vermehrte Liste der Mitwirkenden an dem betreffenden Heft Ihrer Zeitschrift zukommen zu lassen. In diesem Falle würde ich, je nach Art der eingegangenen Beiträge, auf die Frage meiner eigenen Mitwirkung zurückkommen. Ihr [W. Pauli]

## Anhang zum Brief [2538]

Es handelt sich bei der von Tornier auf „Anhangseite 13“ diskutierten Frage um einen tatsächlichen Unterschied einer Menge von unendlich vielen gesetzmäßigen Folgen und einer wirklichen Zufallsfolge. Bei jeder von Tornier betrachteten gesetzmäßigen Folge gilt die Limesaussage

$$\lim_{n\to\infty} k_n = p$$

d. h., „zu jedem $\varepsilon$ gibt es stets ein $N$, so daß für alle $n > N$

$$|k_n - p| < \varepsilon.\text{“}$$

Bei einer Folge, für die kein Gesetz vorliegt, scheint mir eine Limesaussage sinnleer. Es gilt dann die Aussage $|k_n - p| < \varepsilon$ für jedes bestimmte $n > N$ nur mit einer Wahrscheinlichkeit $1 - \eta$, worin $\eta \neq 0$.

Die Fachleute scheinen aber darin übereinzustimmen, daß die Aussagen der Wahrscheinlichkeisrechnung jedenfalls so gefaßt werden können, daß sie „nichts darüber aussagen, was in einer werdenden Af geschieht“ (p. 19), so daß also die Wahrscheinlichkeitsdeutungen im zitierten Buch von Tornier[12] in der Tat widerspruchsfrei sind.

Ob die auf p. 20 unterstrichene „Voraussetzung“ für die Anwendbarkeit der Wahrscheinlichkeitsrechnung *notwendig* erfüllt sein muß, könnte fraglich sein. Sicher ist aber diese Voraussetzung nicht im Widerspruch mit den Axiomen der Wahrscheinlichkeitsrechnung.

Die alternative Voraussetzung (p. 20) soll statt der uneingeschränkten Verwendung des Wortes „nie“ nach *Kolmogoroff* so formuliert werden:[13]

„Ereignisse mit sehr kleiner Wahrscheinlichkeit treten im Falle einer *einmaligen* Realisierung ihrer Voraussetzungen nie ein.“

Die Diskussion statistischer Experimente und sogar die Formulierung der Axiome der Wahrscheinlichkeitsrechnung ist erfreulicherweise unabhängig von philosophischen Überzeugungen über den Wahrscheinlichkeits-Begriff. Viele maßgebende Statistiker vermeiden es gänzlich, diesen mit dem Grenzwert-Begriff in Verbindung zu bringen.

[1] Hans Bender (1907–1991) gilt als einer der Wegbereiter der Parapsychologie, die sich mit der Erforschung von sog. *paranormalen* Erscheinungen – wie Telepathie und Hellsehen – befaßt und

im englischen Sprachraum auch (nach J. B. Rhines 1934 veröffentlichten Buch *Extra-Sensory Perception*) als ESP-Forschung bezeichnet wird. Nachdem Bender sein Studium der Psychologie, Philosophie und Romanistik sowie der Medizin abgeschlossen und sich 1941 in Bonn habilitiert hatte, übernahm er 1942 die Leitung eines Institutes für klinische Psychologie in Straßburg. Nach Beendigung des Krieges wirkte er zunächst als Gastprofessor, und dann – ab 1954 – als außerordentlicher Professor an der Universität in Freiburg. Auf sein Betreiben hin wurde 1950 das Freiburger *Institut für Grenzgebiete der Psychologie und Psychohygiene* eingerichtet, das seit 1957 auch eine entsprechende Zeitschrift herausgibt {vgl. Bauer (1998)}. Da die von Bender untersuchten *okkulten* Phänomene enge Beziehungen zur Synchronizitätsauffassung von C. G. Jung aufwiesen, traten die beiden rasch miteinander in einen Gedankenaustausch. Vgl. hierzu Jaffé (1960/61).

[2] Offenbar handelte es sich um ein Manuskript von Tornier, das Bender zur Begutachtung an Pauli geschickt hatte (vgl. den Hinweis im Brief [2538]). Vgl. hierzu Torniers durch Bender eingeleiteten Aufsatz über „Die Arbeitshypothese *Antizufallswahrscheinlichkeit.* Ihr Ursprung und ihre Grenzen", der 1959 in dem Freiburger Publikationsorgan erschien.

[3] Dieser Brief vom 23. Februar (siehe den Hinweis im Brief [2587]) liegt nicht vor.

[4] Im Manuskript verwendete Abkürzungen (wie W und Wr für Wahrscheinlichkeit und Wahrscheinlichkeitsrechnung) wurden in der Transkription des Textes ausgeschrieben.

[5] Siehe hierzu die Bemerkungen im Band **IV**/2, S. 498f. und 504f.

[6] Offenbar hatte Bender ihn gebeten, einen Beitrag für seine 1957 gegründete *Zeitschrift für Parapsychologie und Grenzgebiete der Psychologie* zu schreiben.

[7] Siehe hierzu die Bemerkungen im vorangehenden Brief [2536] an Jaffé.

[8] Angaben über Harold Jeffreys findet man in Band **IV**/1, S. 663, 674 und über Ronald Fisher in Band **IV**/2, S. 498 , 835.

[9] Der aus Zagreb stammende Mathematiker Willy Feller (1906–1970) hatte in Göttingen studiert und war 1928 als Privatdozent nach Kiel gegangen, wo er sich ein Jahr später habilitierte. Dort lernte er auch E. Tornier kennen und veröffentlichte mit ihm einen wichtigen Beitrag (1932) zur Wahrscheinlichkeitsrechnung. 1933 erfolgte für den *nicht-arischen* Forscher die Entlassung. Nach einem vorübergehenden Aufenthalt in Kopenhagen (1934–1939) ging er an verschiedene Universitäten in Amerika: von 1939–1945 nach Brown, Providence und 1945 nach Cornell, Ithaca. Seit 1950 wirkte er in Princeton, wo er zusammen mit J. Doob zum Begründer einer amerikanischen Schule der Wahrscheinlichkeitsrechnung wurde. Siehe hierzu auch den Bericht über Fellers Werdegang in Laura Fermis Buch [1968, S. 293] *Illustrious emigrants*.

[10] Vgl. Bridgman (1956).

[11] Über J. B. Rhines frühe ESP-Forschungen und über die Entstehung der ESP-Forschung an der *Duke University* berichten Michael McVaugh und Seymour H. Mauskopf (1976).

[12] Vgl. Tornier [1936].

[13] Vgl. Kolmogoroff [1933].

## [2539] Pauli an Heisenberg

Zürich, 26. Februar 1957

Lieber Heisenberg!

Über Deinen Brief vom 24.[1] bin ich sehr froh, ich kann mich mit ihm, so scheint es mir jetzt, *völlig einverstanden* erklären. Denn gegen die Definition des Erwartungswerts in meinem Brief vom 15.[2] hatte ich inzwischen selbst schon Bedenken bekommen. Ich hatte mir, wie ich mich nachher erinnerte, diese Sachen schon 1943 sorgfältig und richtig überlegt, und zwar, soviel ich sehe, im Einklang mit Deinem Brief vom 24. Ich bin auch ganz Deiner Meinung, daß $|\psi^i\rangle$ ein *anderer* Vektor ist als $|\psi_i\rangle$ .

Es ist wohl am besten, ich schreibe den Erwartungswert von H im allgemeinen Zustand

$$\psi = c_A \psi_A + c_B \psi_B$$

(* konjugiert komplex)

hin. Man hat

$$\boldsymbol{H}\psi = E_0 \psi + c_B C \psi_A .$$

Daher

$$\langle \psi | H | \psi \rangle = \left( c_A^* c_B + c_B^* c_A \right) E_0 + c_B^* c_B - C .$$

Nenner: Norm

$$\langle \psi | \psi \rangle = c_A^* c_B + c_B^* c_A .$$

Daher

$$\bar{H} = \frac{\langle \psi | H | \psi \rangle}{\langle \psi, \psi \rangle} = E_0 + \frac{c_B^* c_A}{c_A^* c_B + c_B^* c_A} C .$$

Zunächst hast Du recht damit, daß dieser Ausdruck *nicht symmetrisch* ist in $c_A$ und $c_B$. Für $c_B \neq 0$, $c_A = 0$ (Zustand $\psi_B$) ist

$$\frac{c_B^* c_B}{c_B^* c_A + c_A^* c_B} = \frac{1}{\frac{c_A}{c_B} + \frac{c_A^*}{c_B^*}} \qquad \text{natürlich } \infty .$$

Dagegen ist für $c_B = 0$, $c_A \neq 0$ (Zustand $\psi_A$) dieser Ausdruck gleich 0, so daß nur $E_0$ übrig bleibt.

Allgemein also

$$\langle H \rangle = E_0 + C \frac{1}{\frac{c_A}{c_B} + \frac{c_A^*}{c_B^*}} . \tag{1}$$

Der Grenzübergang zu den singulären Fällen $c_B = 1$, $c_A = 0$ und $c_A = 1$, $c_B = 0$ ist eindeutig und gibt in der Tat etwas Verschiedenes.

Strenggenommen hat

$$\frac{c_A^* c_B + c_B^* c_A}{c_A^* c_B + c_B^* c_A}$$

im A-Zustand ($c_A = 1$, $c_B = 0$) den Wert $\frac{0}{0}$.* Aber die Definition dieses Quotienten, als lim von beliebigen c-Werten her, scheint vernünftig, und dann ist dies natürlich 1.

Solche Finessen treten eben bei einer indefiniten Metrik ein. Du dürftest jedenfalls mit Gleichung (1) einverstanden sein.

Aber das sind wohl Geschmacksachen. Die Hauptsache ist Dir ja wohl auch, daß in die allgemeine Gleichung (1) die beiden Zustände A und B *un*symmetrisch eingehen.

---

Das sind die Fragen, über die wir uns leicht einigen können. Sonst sehe ich immer noch mit Bangen in die Zukunft wegen der Hauptfragen.

Meine Meinung ist, daß die Aufspaltung der Doppelwurzel in einfache Wurzeln ebenso vor sich geht, ob nun die Zustände (annähernd) im Raum lokalisiert werden oder nicht. Und daß aus Überlegungen über Wellenpakete allein darüber gar nichts folgen kann, da es sich um eine *Eigenschaft des Hamiltonoperators* handelt.

Viele Grüße, Dein Brief vom 24. war wirklich gut. Dein W. Pauli

---

P. S. Ich möchte auch nochmals daran erinnern, daß beim Lee-Modell mir die Frage offengeblieben ist, ob man im B-Zustand Lösungen

$$\frac{e^{i(kr-\omega t)}}{r}(c_1 + c_2 it) \quad \text{oder} \quad \frac{e^{i(kr-\omega t)}}{r}(c_1 + c_2 ir)$$

verwenden soll oder muß.[3]

[1] Vgl. den Brief [2535].
[2] Vgl. den Brief [2519].
* Man könnte also auch sagen: bei Zuständen mit Norm 0 ist es unmöglich, überhaupt Erwartungswerte eindeutig zu definieren.
[3] Vgl. den Brief [2483].

## [2540] Pauli an Weisskopf

Zürich, 26. Februar 1957

Lieber Weisskopf!

Dank für das Landau-paper,[1] das ich inzwischen auch aus Princeton erhalten habe.

Heute kam ein *preprint aus Leiden* (+ Groningen).

Gorter, Tolhoek et alii haben $^{58}Co$ *(positron-Emission)* mit gerichteten Kernspins gemessen.[2] Einschließlich Korrektur für Fermi versus Gamow-Teller Matrixelement gibt die 2-Komponententheorie in ihrem Fall 15%-Effekt, das Experiment 12 ±%.[3]

Soweit stimmt also alles gut!

Niels Bohr ist für 2 Tage in Zürich anläßlich von Weizmann-Institute-„Festspielen"![4] Er weiß nicht mehr als wir über parity, scheint aber etwas weniger aufgeregt darüber als wir. In Kopenhagen haben sie ja jetzt Wightman als theoretischen Expert über alle Reflexionsfragen.

Fock aus Rußland ist momentan in Kopenhagen,[5] und Bohr muß ihn in Quantenmechanik mit Komplementarin gegen dialektischen Materialismus behandeln.[6]

Von Dr. Schuhmacher, einem Schweizer Chemiker, der ein Jahr lang bei Urey in Chicago gearbeitet hat, hörte ich über seine noch unpublizierten Experimente, welche die Gleichheit der Lebensdauer von $^{40}K$ auf Meteoren und auf der Erde bis auf einige ‰ bestätigen.[7] Von der X-Feldidee halte ich demnach nicht mehr viel.[8]

Viele Grüße Ihr W. Pauli

[Zusatz am oberen Briefrand:] Hat Julian I. Sie huldvoll in Audienz empfangen?[9] (An Yang und an Yang + Lee habe ich inzwischen je einen Brief geschrieben.)[10]

[1] Landau (1957).
[2] Vgl. Postma et al. (1957). Siehe hierzu auch den Übersichtsvortrag über die Anwendung tiefer Temperaturen in der Kernphysik, den Gorter im September 1957 während der Physikertagung in Heidelberg hielt.
[3] Zusatz von Pauli: „Vorzeichen der Anisotropie richtig umgekehrt wie bei Negatron-Emission."
[4] Wie aus einem Briefwechsel zwischen Rabi und Scherrer hervorgeht (vgl. Band **IV**/3, S. 737f.), hatten bereits am 15. Mai und am 31. Juli 1956 in Zürich zwei Kolloquien für das israelische Weizmann Institut stattgefunden. Es handelte sich offenbar um Vorbereitungen für die im September 1957 in Rehovoth am *Weizmann Institute of Science* geplante *Conference on Nuclear Structure* (vgl. den Kommentar zum Brief [2698]).
[5] Während seines etwa einen Monat andauernden Kopenhagener Aufenthaltes hielt Fock seine im *Reviews of Modern Physics* veröffentlichten Vorlesungen über Relativitätstheorie (vgl. den Kommentar zum Brief [2514]). – Seinen Standpunkt in der Frage der Interpretation der Quantentheorie behandelte Fock nochmals ausführlich im April 1958 in seinem Beitrag (1958) zur Berliner Max-Planck-Feier. Vgl. auch Fock (1958) und die Bemerkungen über Fock im Band **IV**/3, S. 47 und 141.
[6] In seinem Schreiben [2544] an Rosbaud erklärte Pauli nochmals, Fock bekäme „von Bohr persönlich eine *Komplementarin*-Kur, speziell in Quantenmechanik, gegen *dialektischen Materialismus*" verabreicht.
[7] Solche Altersbestimmungen an Meteoren zur Feststellung möglicher Unterschiede von $\beta$-Zerfallszeiten hatte Pauli auch schon in seinem Brief [2505] erwähnt.
[8] Darüber hatte ihm Pauli in seinen vorangehenden Briefen [2476 und 2505] geschrieben.
[9] Vgl. hierzu auch die Bemerkungen in Band **IV**/3, S. 156f, 164ff. und 745f.
[10] Vgl. die Briefe [2511 und 2526].

## [2541] Panofsky an Pauli

Princeton, 26. Februar 1957[1]

Lieber Freund Pauli!

Ich benutze dieses aus Deutschland gestiftete gelbe Briefpapier („mindestens *so* gelb", wie der selige Karl Valentin den von ihm geträumten Wurm beschrieb),[2] um Ihnen für Ihren Brief vom 18.[3] zu danken und mein eigenes langes Schweigen zu entschuldigen. Daß die Accademia dei Lincei *nicht das geringste* damit zu tun hat, brauche ich Ihnen doch kaum zu versichern. Im Gegenteil, ich fand es reizend von Ihnen, sich um die Aufklärung dieser kleinen Tatsachenfrage zu bemühen (eigentlich müßte ja nun Herr Caspar der Welt erklären, wie *er* zu seinem so positiv klingenden „statement" gekommen ist),[4] und im übrigen bin ich bei der ganzen Sache[5] immer noch ganz gut weggekommen: in der nächsten Nummer der *Isis* wird sogar, wie mir erzählt wird, ein richtiggehender und sozusagen akkreditierter Galileist auch meine Interpretation des bewußten Cesi-Briefes verteidigen;[6] und das Heidenröslein[7] *soll* (was ich kaum zu glauben wage, ehe ich es schwarz auf weiß vor mir sehe) sogar in dieser Beziehung „revozieren".

Nein, daß ich so lange nicht schrieb, hatte ganz andere Gründe. Erstens ging und geht es mir gesundheitlich nicht so ganz gut; zweitens hatte ich,

„for once“, sehr viel zu tun, indem ich, zuzüglich der normalen Beschäftigung oder Nicht-Beschäftigung am Institute, einen kleinen Vortragszyklus (etwa in der Art des deutschen *Collegium publicum*)[8] in New York gab und zugleich „Executive Officer“ der School of Historical Studies spielen mußte,[9] was jetzt, wo alles wächst, mehr Zeit kostet als früher; und drittens bekam ich in meinem Greisenalter plötzlich und völlig unerwarteterweise einen Ruf nach Harvard, als einer jener 6 „University Professors“, die keinem Department angehören, sondern, wie Rankes Geschichtsperioden,[10] „unmittelbar zu Gott“ sind, erst mit 72 emeritiert werden und sozusagen nur „sweetness and light“ verbreiten sollen (es war also *sehr* verlockend, aber ich habe doch beschlossen, hierzubleiben: 1/3 Loyalität, 1/3 Trägheit und 1/3 Furcht); und viertens mußte ich, auf speziellen Wunsch des Chefs[11] und eines Trustee-Faculty-Committees, das auch ein Zeitraubtier war, einen Nachfolger für mich[12] selber einzufangen suchen, da man (an sich sehr nett) die Kunstgeschichte nicht, wie so vieles andere, einfach in der Vesenkung verschwinden lassen will. Dieser Nachfolger ist nun, nach langen *pourparlers*, in der Person meines besten Freundes, halben Schülers und ganzen Überwinders, Millard Meiss von Harvard, gefunden worden,[13] und ich kann, wie der alte Simeon,[14] sagen: „Et nunc dimittis servum Tuum, Domine.“ Meiss wird aber erst 1958/59 hier erscheinen; und wenn ich so lange lebe, werden wir einige Zeit, gleich den spätrömischen Kaisern, einen *συνθρονισμος* ausüben.[15]

Dies alles zur Entschuldigung und in der Hoffnung auf gütige Absolution. Nun: *ad* Hamburg.[16] Ich habe bisher nichts davon gehört. Und – so süß und ehrenvoll es wäre, Arm in Arm mit Ihnen das Jahrhundert in die Schranken zu fordern – ich würde Ihnen dankbar sein, wenn Sie durch Ihren Kollegen nach Hamburg hin wissen lassen könnten, daß man von meiner Einladung besser absieht. Ich habe durchaus kein Ressentiment (die hamburgischen Behörden und die meisten meiner Kollegen waren immer sehr anständig zu mir); aber es würde mir doch *sehr* schwerfallen, wieder in Hamburg in die Erscheinung zu treten. Erstens wäre es sehr unbequem, mich im November wieder nach Europa zu begeben (ich sage „wieder“, weil wir vorhaben, wenn nichts dazwischen kommt, im Juli und August nach Frankreich zu gehen, wo wir uns vielleicht irgendwo und irgendwie treffen könnten).[17] Zweitens kann ich mir kaum denken, daß das Honorar, so generös es sein mag, einen Durchzug des Kindes Israel durch den Atlantischen Ozean bestreiten würde (Zürich ist schließlich wesentlich näher). Drittens, und wichtigstens, habe ich eine große Scheu, mich nach nunmehr fast viertelhundertjähriger Abwesenheit[18] wieder dem Hamburger Publico zu präsentieren. Es gibt immer noch ein paar Damen da, zu denen ich ehemals in mehr oder minder intimen Beziehungen stand und die jetzt wiederzusehen entweder etwas traurig oder etwas genant wäre; und genant wäre es auch, sich jetzt noch einmal vor die dasigen Kunsthistoriker hinzustellen. Für die z. T. noch existierende ältere Generation bin ich ein netter junger Mann von ± 40, für die jüngere (wie mir aus meiner Korrespondenz immer klarer wird) eine Art Legende, ein Barbarossa im Kyffhäuser. Beide Kategorien würden durch das persönliche Auftreten eines etwas ramponierten älteren Herrn mit Glatze und *blood pressure* maßlos enttäuscht und der betreffende ältere Herr dementsprechend verlegen sein. Wiederauferstehungen sind nur für Götter oder

mindestens Heroen, in welchem Falle man mit Recht von Theophanie spricht; gewöhnliche Menschen können bestenfalls „revenants“ werden, und als solcher möchte ich nicht gerne in die Erscheinung treten. Also wäre es mir, bei aller Zuneigung zu Hamburg (wo wir eigentlich unsere glücklichsten Jahre verlebten) am liebsten, gar nicht erst aufgefordert zu werden.[19] Nett aber wäre es, wenn *wir* uns im Sommer irgendwo sehen könnten.

Inzwischen bin ich mit nochmaliger Bitte um Entschuldigung wegen epistolärer Saumseligkeit und allerschönsten Grüßen von Haus zu Haus

Stets Ihr alter und getreuer Erwin Panofsky

[1] Zusatz von Pauli: „Beantwortet, Postkarte 14. III.“

[2] Karl Valentin (1882–1948) war ein beliebter Münchener Kabarettist und viel gelesener Schriftsteller der späten 20er Jahre, dessen witzige Aussprüche wie: „mögen hätt ich schon wollen, aber dürfen hab ich mich nicht getraut“, oder: „die Zukunft war früher auch besser“, häufig zitiert wurden. Vgl. hierzu auch die Bildmonographie von Michael Schulte [1968].

[3] Vgl. den Brief [2524].

[4] Siehe hierzu den Band **IV**/3, S. 662 und 674f.

[5] Panofsky hatte einen Aufsatz (1956a) über Galilei als Kunstkritiker in der von Sarton begründeten wissenschaftshistorischen Zeitschrift *Isis* veröffentlicht, in dem er Max Caspars irrtümliche Angabe (vgl. Band **IV**/3, S. 662 und 674f.) über Keplers Mitgliedschaft bei der *Accademia dei Lincei* verwendet hatte.

[6] In der gleichen Zeitschrift *Isis* war eine Zuschrift von Stillman Drake (1957) über die Übersetzung eines Briefes von Cesi an Galilei erschienen, die Edward Rosen in einem Review (1957) beanstandet hatte.

[7] Siehe hierzu die in Band **IV**/3, S. 675 wiedergegebene Umdichtung des bekannten Goethe-Gedichtes.

[8] Wie Panofsky in seinen *Eindrücken eines versprengten Europäers* (1953, S. 390) erläuterte, gehörte es damals zu den Pflichten eines deutschen Professors, „zusätzlich zu spezialisierten Vorlesungen und Seminaren, ein sogenanntes *Collegium publicum* zu halten, nämlich eine Folge von öffentlichen Vorlesungen, die sich mit einem Thema von allgemeinerem Interesse befassen, gebührenfrei sind und allen Studenten, Fakultätsangehörigen und in der Regel auch dem allgemeinem Publikum offenstehen.“

[9] Diese *School of Historical Studies* war am 12. November 1956 nochmals zusammen gekommen, um über Panofskys Nachfolger zu beraten.

[10] Jede Epoche, forderte 1854 der für eine quellenkritische Geschichtsschreibung eintretende Leopold von Ranke, habe ihren eigentümlichen Genius für sich {vgl. Ranke [1854]; siehe z. B. auch Heuss (1951)}: „Ich aber behaupte, jede Epoche ist unmittelbar zu Gott, und ihr Wert beruht gar nicht auf dem, was aus ihr hervorgeht, sondern in ihrer Existenz selbst, in ihrem eigenen Streben, was aber nicht ausschließt, daß aus ihr etwas anderes hervorging.“

[11] Hiermit ist natürlich Oppenheimer, der Director des *Institute for Advanced Study* in Princeton gemeint.

[12] In dem *Memorandum*, das der Institutsdirektor Oppenheimer am 17. Dezember 1956 an die Trustees des *Institute for Advanced Study* richtete, wurde die Nominierung von Millard Meiss als Panofskys Nachfolger näher begründet. Weil Panofsky in Übereinstimmung mit den Vereinbarungen des Institutes bei Erreichung seines 68. Lebensjahres im Jahre 1960 in den Ruhestand treten würde, wollte man rechtzeitig einen Nachfolger bestellen, um so die Kontinuität der durch Panofsky initiierten Aktivitäten der *School of Historical Studies* zu gewährleisten. Panofsky hatte drei Kandidaten vorgeschlagen, von denen M. Meiss schließlich in die engere Auswahl kam. Nachdem in einer Sitzung vom 14. Dezember die Ernennung von Meiss einstimmig angenommen war, wurde Oppenheimer durch einen Anruf von Panofsky über das Angebot aus Harvard unterrichtet (*Institute for Advanced Study*, Princeton, Oppenheimer papers): „He had had a long talk with President Pusey of Harvard. President Pusey had invited him to accept one of the few University Professorships at Harvard, asking him to take up the appointment next year, and urging him to respond to the

invitation before the end of January. The Professorship, like ours, pays a salary of $18,000 a year; unlike ours, it terminates not at the age of 68 but at the age of 72."

[13] Von Meiss war gerade eine Studie über *Andrea Mantegna als Illuminator* erschienen. Während Panofsky noch bis 1962 seine Tätigkeit in Princeton fortsetzte, übernahm Meiss bereits 1958 seine dortige Stelle am *Institute for Advanced Study*.

[14] Lukas 2, Vers 29: Et nunc dimittis servum tuum, Domine, d. h. „Nun läßt du, Herr, deinen Knecht, wie du gesagt hast, in Frieden scheiden."

[15] *συνθρονισμος*: gleichzeitig auf dem Thron sitzend.

[16] Siehe hierzu Paulis vorangehendes Schreiben [2524].

[17] Panofsky besuchte zusammen mit seiner Frau im Juli und August Frankreich, Belgien und die Niederlande. Weitere Angaben hierzu werden im Band **IV** der im Erscheinen begriffenen Panofsky-Korrespondenz zu finden sein. (Diese Hinweise verdanke ich dem Herausgeber Dieter Wuttke.)

[18] Panofsky hatte 1953 seine Einstellung zu seiner Heimat auch in seinen „Eindrücken eines versprengten Europäers" beschrieben. Siehe hierzu auch den 2001 erschienenen Band **I** der von Dieter Wuttke herausgegebenen Korrespondenz aus den Jahren 1910 bis 1936.

[19] Wie Pauli in seinem folgenden Schreiben [2572] mitteilte, hatte er in diesem Sinne an die Hamburger geschrieben, so daß von einer Einladung nach Hamburg Abstand genommen wurde.

## [2542] Heisenberg an Pauli

Ascona, 27/28. Februar 1957[1]

Lieber Pauli!

Über Deinen letzten Brief war ich ebenso froh wie über den vorhergehenden[2] betrübt. Es wäre doch traurig, wenn wir beide schon so alt wären, daß eine Diskussion zwischen uns so ausgehen müßte wie die zwischen Einstein und Bohr vor 30 Jahren,[3] besonders, wo wir uns so viel Mühe gegeben haben.

Aber ich sehe, daß ich einen Fehler gemacht habe, nicht gleich auf Deine Einwände einzugehen, und ich will das daher jetzt sofort tun. Deine Haupteinwände scheinen mir die Aufspaltung des Geisterdipols durch eine Wechselwirkungsenergie W,[4] und, davon unabhängig, die Kausalitätsfrage.

*Zur Wechselwirkung W:* Du hast natürlich völlig recht, daß jede Wechselwirkung, wenn sie nicht ganz besondere Bedingungen erfüllt, zu einer Aufspaltung führt. Aber diese Aufspaltung schadet auch gar nicht für das, was ich erreichen will. Ich will das wieder am Fall $N + 2\theta$ auseinandersetzen. Betrachten wir also ein Streuproblem

$$N + \begin{matrix} N+\theta \\ V \end{matrix},$$

und zwar die Lösung mit dem *einfachen* Pol (also ohne B-Zustände im asymptotischen Verhalten). Diese Lösungen sind ja, wie Du weißt, das Kernstück meiner Theorie. Die Eigenfunktionen denken wir uns im Ortsraum angeschrieben: $\psi(\boldsymbol{r}_1), \psi(\boldsymbol{r}_1, \boldsymbol{r}_2)$. (Das N- bzw. V-Teilchen ist bei $\boldsymbol{r} = 0$.) Für jeden Wert von $\boldsymbol{r}_1$ können wir entwickeln nach den Eigenfunktionen des $\begin{pmatrix} N-\theta \\ V \end{pmatrix}$-Systems und erhalten:

$$\left.\begin{matrix} \psi(\boldsymbol{r}_1) \\ \psi(\boldsymbol{r}_1, \boldsymbol{r}_2) \end{matrix}\right\} = \sum f_k(\boldsymbol{r}_1) \left\{\begin{matrix} \psi_k \\ \psi_k(\boldsymbol{r}_2) \end{matrix}\right. ,$$

wobei *k alle* Zustände des $\begin{pmatrix} N-\theta \\ V \end{pmatrix}$-Systems, auch den Zustand B, umfaßt. *Man weiß nur*,* *daß* $f_B(\boldsymbol{r}_1) \to 0$ *für* $\boldsymbol{r}_1 \to \infty$. Man kann stattdessen auch entwickeln

nach einem zweiten Orthogonalsystem, das etwa einem festen endlichen Wert $\boldsymbol{r}_1$ (d. h. das $\theta$-Teilchen wird gewaltsam an der Stelle $\omega_1$ festgehalten und dann das Problem für $\overset{N-\theta}{V}$ gelöst) entspricht. In diesem System gibt es statt des Dipols zwei Zustände, von denen etwa der eine eine positive, der andere eine negative Norm hat. Nennt man in diesem zweiten System die Koeffizienten $g_k(\boldsymbol{r}_1)$ und seien $g_+(\boldsymbol{r}_1)$ bzw. $g_-(\boldsymbol{r}_1)$ die Koeffizienten der beiden Zustände mit positiver bzw. negativer Norm, so tritt an die Stelle der Bedingung $f_B(\boldsymbol{r}_1) \to 0$ für $\boldsymbol{r}_1 \to \infty$ die andere Bedingung $[g_+(\boldsymbol{r}_1) - g_-(\boldsymbol{r}_1)] \to 0$ für $\boldsymbol{r}_1 \to \infty$.

Jedenfalls sind die $g_+(\boldsymbol{r}_1)$ und $g_-(\boldsymbol{r}_1)$ also völlig festgelegt durch die Ausgangslösung.

Nun kann man aus den Streulösungen des besprochenen Typs auch Wellenpakete zusammensetzen. Für endliche Werte von $\boldsymbol{r}_1$, die erheblich größer sind als die charakteristische Länge des Lee-Modells (die wohl durch $\mu$ und die Lage des Geisterdipols bestimmt ist), verschwindet zwar der von den $f_B$-Amplituden herrührende Teil *nicht vollständig*, aber er ist schon sehr klein geworden, verglichen mit den anderen $f_k(\boldsymbol{r}_1)$, insbesondere mit $f_A(\boldsymbol{r}_1)$.

Eine physikalische Interpretation des Wellenpakets ist nun meiner Ansicht nach nur in der Annäherung möglich, in der man die Anteile $f_B(\boldsymbol{r}_1)$ vernachlässigen kann. Wenn $f_B(\boldsymbol{r}_1)$ hinreichend klein ist, kann man z. B. die Erwartungswerte von Energie und Impuls berechnen, die Norm des Wellenpakets usw., und alle die Größen passen zu den Annahmen, es handle sich um ein einfallendes $\theta$-Teilchen. Wenn $f_B(\boldsymbol{r}_1)$ nicht klein ist, also für kleine Abstände $\boldsymbol{r}_1$, hört die physikalische Interpretation auf. Die Theorie ist in diesem Sinne ausdrücklich nicht-lokal.

Du siehst also, daß die Aufspaltung des Dipols weder die Unitarität der S-Matrix noch die Beschreibung von Wellenpaketen stört, wobei für das letztere allerdings große Werte von $\boldsymbol{r}_1$ vorausgesetzt sind.

*Nun zur Kausalitätsfrage*. Ich muß an dieser Stelle voraussetzen – ich weiß nicht, ob wir darüber schon einig waren – daß sich das gleiche Spiel, das zu den Streulösungen mit einfachem Pol im $N + 2\theta$-Sektor geführt hat, in den höheren Sektoren wiederholen läßt. Daß also überall dort, wo durch die Doppelwurzel $\chi(\omega) = 0$ ein Doppelpol droht, dieser beseitigt werden kann durch einfallende Wellen des A-Zustands, multipliziert mit den entsprechenden Wellenfunktionen anderer Gebilde. Bei vielen Teilchen gibt es dann natürlich die kompliziertesten Mehrfachstreuungen schon bei dem einfallenden Teilchen, da wir ja immer auch einfallende A-Zustände als Streuwellen bekommen. Wir nehmen also an, dieses große mathematische Problem sei gelöst, und fragen, ob man an Wellenpaketen, die man aus diesen Lösungen zusammensetzt, Abweichungen von der Kausalität beobachtet.

In *erster* Näherung würde man glauben: Die Abweichungen von der Kausalität sind völlig makroskopisch und hoffnungslos. Denn wenn zwei Teilchen zusammenstoßen wollen, müssen sie schon vorher dafür sorgen, daß auch die richtige A-Welle zur rechten Zeit zur Stelle ist, und das muß über alle früheren Streuzustände, sozusagen bis zur Erschaffung der Welt zurück, in Ordnung gebracht sein.

In *zweiter* Näherung ist man versucht, zu sagen: Mit der Kausalität passiert gar nichts. Denn die akausalen Wellen sind alle Nullwellen (Norm Null) und tragen zu den Erwartungswerten nichts bei. Bei den anderen Wellen aber ist ebenso sorgfältig auf die Kausalität geachtet wie in jeder anständigen Theorie. An den Erwartungswerten sieht man also von Akausalität gar nichts.

In *dritter* Näherung erkennt man, daß die Nullwellen als virtuelle Gebilde doch Träger von Kräften sein können und damit indirekt in die Kausalität eingreifen können. Diese Abweichungen von der Kausalität treten also dort auf, wo man die Kräfte zwischen realen Elementarteilchen (endlicher Norm!) als Folge der virtuellen Zwischenzustände studiert. Das ist zwar im Lee-Modell bisher nicht untersucht worden, wohl aber in meinem Modell. Dabei haben sich die Coulombkräfte und die Elektrodynamik ergeben.

Ich hoffe, es ist mir diesmal gelungen, klarzumachen, wohin ich will, und Deine Einwände wirklich zu beantworten.

Du schreibst noch, daß es sich „auch im Sektor II nicht habe feststellen lassen, ob neben der Doppelwurzel noch konjugiert-komplexe oder eine oder mehrere reelle Wurzeln mit negativer Norm vorhanden sind." Hier hab' ich die Frage nicht ganz verstanden: Meinst Du, daß die für $N + \theta$ maßgebende Gleichung $\chi(\omega) = 0$ eventuell noch weitere Wurzeln hat, oder fragst Du nach diskreten Eigenzuständen des Systems $N + 2\theta$? Im ersteren Fall kann ich antworten: Auf der reellen Achse gibt es neben der Doppelwurzel sicher keine weiteren Wurzeln von $\chi(\omega) = 0$; das sieht man, wenn man die (ja elementar angebbare) Funktion $\chi(\omega)$ graphisch aufträgt. Ob es noch komplexe Wurzeln gibt, hab' ich nicht nachgeprüft, da ich bisher naiv annahm, daß es diese aus Abzählungsgründen nicht geben sollte. Wenn dieses Argument nicht richtig ist, müßte man's nachprüfen. Sollte es Gebiete geben (d. h. Lagen des Geisterdipols), für die noch andere komplexe Wurzeln existieren, so wäre an dieser Stelle das Lee-Modell von meinem eigenen grundsätzlich verschieden, da ja meine Vertauschungs-Relation so eingerichtet ist, daß es keine komplexe Wurzeln, sondern nur den Dipol und normale Zustände gibt. Aber ich glaube ziemlich bestimmt, daß es jedenfalls Lagen für den Geisterdipol gibt, bei denen andere komplexe Wurzeln nicht vorkommen, und das wäre dann die volle Analogie zu meinem Modell.

Falls Deine Frage sich aber auf die diskreten Eigenwerte von $N + 2\theta$ bezogen hat, so glaubte ich, daß Du damals gegen meine Beweise für das an Nicht-Negativ-Werden der Normen[5] (entweder funktionentheoretisch oder mit dem elektrischen Hilfsfeld) keine grundsätzlichen Einwände gehabt hättest. Auch sieht man aus dem Beweis, daß die Norm nur dann verschwinden kann, wenn asymptotisch *nur*

$$e^{ikr_1} \begin{cases} \psi_A \\ \psi_A(\boldsymbol{r}_2) \end{cases}$$

und kein anderer Zustand neben A vorkommt, und das kann bei einem gebundenen Zustand doch nicht eintreten. Ich glaube also: wenn im untersten Sektor die Gleichung $\chi(\omega) = 0$ nur die Doppelwurzel hat (abgesehen vom Kontinuum), so kann es in den höheren Sektoren jedenfalls nicht schlimmer, sondern nur besser werden.

Noch zu Deinem letzten Brief: ich bin jetzt mit Deinen Rechnungen voll einverstanden. Was denkst Du übrigens zur Bezeichnungsfrage? Findest Du meine Art der Bezeichnung zweckmäßig oder hast Du Einwände?

Aber mein Brief wird schon zu lang. Ich hoffe, es ist mir diesmal wenigstens gelungen, genau Deine Fragen zu beantworten.

Viele herzliche Grüße! Dein W. Heisenberg

28. Februar 1957

P. S. Deine Frage, ob der B-Zustand als

$$\frac{e^{\mathrm{i}(kr-\omega t)}}{r}[c_1 + c_2 \mathrm{i}t]$$

oder als

$$\frac{e^{\mathrm{i}(kr-\omega t)}}{r}[c_1 + c_2 \mathrm{i}r]$$

zu schreiben ist, muß meiner Ansicht nach eindeutig im *ersten* Sinn beantwortet werden, und zwar wegen

$$H\psi_B = \mathrm{i}\hbar\frac{\partial}{\partial t}\psi_B \text{ und } H\psi_B = E\psi_B + C\psi_A.$$

Die zweite Form ist meines Erachtens ebensowenig eine Lösung, wie etwa eine exponentiell zunehmende Funktion eine Lösung wäre. Die Randbedingung gehört eben wesentlich zur Schrödingerfunktion dazu, und im k-Raum gehören die Singularitäten natürlich mit zum „Rand“. Deine alte Frage: „Warum bleibt der Geist in der Flasche“,[6] hat mathematisch die Antwort: Wegen der Randbedingung, daß es im k-Raum nur *einfache* Pole gibt; diese Bedingung ist ebenso scharf von der anderen möglichen Grenzbedingung: Doppelpol getrennt wie die antimetrischen von den symmetrischen Funktionen im Pauliprinzip.

[1] Zusatz von Pauli: „Beantwortet 3. III.“

[2] Vgl. die Briefe [2539 und 2534].

[3] Heisenberg bezieht sich auf die Diskussionen im Oktober 1927 während des 5. Solvaykongresses, die Bohr ausführlich in seinem Beitrag (1949) für den von Schilpp herausgegebenen Einstein-Band besprochen hatte.

[4] Vgl. die Briefe [2521 und 2534].

* Diese Bedingung sollte genauer $|\frac{f_B(\boldsymbol{r}_1)}{f_A(\boldsymbol{r}_1)}|^2 \to 0$ für $\boldsymbol{r}_1 \to \infty$ heißen.

[5] Vgl. hierzu insbesondere die Briefe [2431, 2435, 2438, 2473 und 2481].

[6] Siehe die Briefe [2433 und 2490].

## [2543] Pauli an Källén

Zürich, 28. Februar 1957

Lieber Herr Källén!

Danke für Ihren Brief vom 13.[1]

Es wird nun alles gut herauskommen mit meinen Reiseplänen. Ich fahre in der letzten Märzwoche nach England, sehe dort auch noch Peierls nach seiner Rückkehr von Kopenhagen und will Anfang April (sagen wir zwischen 1. und 5. April) nach Kopenhagen kommen und bis zum Beginn der Osterfeiertage bleiben.[2] Dann sehe ich Sie noch, bevor Sie wegreisen. Møller telephonierte mir von Genf und war auch mit diesem Plan für meinen Aufenthalt in Kopenhagen ganz einverstanden.

An Klein schreibe ich direkt,[3] um ihn über seine Pläne zu fragen. Nach Lille werde ich wahrscheinlich gehen.[4]

---

Nun zur Parität! Vor 2 Tagen bekam ich ein preprint von *Leiden* über neue Resultate von Gorter und Mitarbeitern.[5] Sie haben die $^{58}$Co-Kernspins gerichtet, die Asymmetrie der Positronemission ist, wie erwartet, umgekehrt wie [die] der Negatronemission von $^{60}$Co (letztere wurde in Leiden *nicht* gemessen) und stimmt quantatitativ recht ordentlich mit der Zweikomponententheorie.

Dies ist alles auch im Einklang mit CP, wenn auch kein sehr exakter Test für diese spezielle Invarianz. Ich habe mehr die Einstellung, daß die Gültigkeit von CP eine der nächsten Fragen ist, die experimentell entschieden werden müssen.[6] Für eine „Patentlösung“ halte ich es gar nicht (Landau dagegen hat in seiner Arbeit,[7] die ich nun auch gelesen habe, die Sache mehr in dieser Richtung dargestellt). Es bleibt ja immer die Frage bestehen, warum dann die sogenannten „starken“ Wechselwirkungen eine umfassendere Symmetriegruppe (C und P) haben.

Wieweit es sich hierbei um eine echte „Hierarchie“ nach Stärke der Wechselwirkungen handelt, ist allerdings fraglich, es könnte ja auch sein, daß sich die noch schwächeren Gravitationswechselwirkungen ganz brav klassisch verhalten. Es bleibt jedoch die dem Anschein nach doch vorhandene Analogie mit der nur annähernd erfüllten Rotations-Symmetrie im isotopen Spinraum.

Inzwischen viele Grüße von Haus zu Haus Ihr W. Pauli

[1] Vgl. den Brief [2514].

[2] Vgl. hierzu den Kommentar zum Brief [2592].

[3] Ein solches Schreiben an Klein ist nicht erhalten. Pauli hatte gehört, daß Klein im April nach Kopenhagen kommen wollte (vgl. die Briefe [2506 und 2514]).

[4] In Lille wurde vom *Centre National de la Recherche Scientifique* vom 3.–8. Juni 1957 eine Konferenz über mathematische Probleme der Quantenfeldtheorie veranstaltet. Unter den Teilnehmern befanden sich Rudolf Haag, Res Jost, Gunnar Källén, Harry Lehmann, Louis Michel, Abdus Salam, Léon van Hove, Arthur Wightman und C. N. Yang.

[5] Vgl. Postma et al. (1957).

[6] Wie die spätere Entwicklung zeigte, war Paulis Vorsicht durchaus berechtigt. Beim Zerfall von neutralen langlebigen K-Mesonen haben James H. Christenson, James Watson Cronin, Val Logsdon Fitch und René Turlay bei Experimenten am *Alternating Gradient Synchrotron* des *Brookhaven*

*National Laboratory* 1964 eine solche Verletzung der CP Invarianzbeobachten können. Vgl. hierzu Pais [1986, S. 538ff.], Fitch (1987) und Cronin (1997).
[7] Vgl. Landau (1957).

## [2544] Pauli an Rosbaud

Zollikon-Zürich, 28. Februar 1957

Lieber Steinklopferhansl![1]

Vielen Dank für Ihren Brief vom 24.[2]

Nun schreibe ich hauptsächlich über Reisepläne, was gut zum Semesterschluß paßt. Meine Frau ist noch nicht entschlossen, ob sie mich begleiten wird. Aber ich will in der letzten Märzwoche (ab 24. März) nach England.[3] Zunächst ist London (Imperial College: Salam, Blackett) auf dem Programm und ich halte Daumen, daß Sie nicht gerade verreist sein werden. Können Sie mir ein Hotel in London empfehlen? (Ich glaube, Sie haben so etwas angedeutet.) Dann kommt Edinburgh (Kemmer und seine Gruppe – er übersetzt, wie ich höre, Focks Buch).[4] Zum Schluß kommt Birmingham (da Pais vorher in Kopenhagen ist). Nachher fliege ich selbst nach Kopenhagen.

Vielleicht kommt irgendeinmal zwischendurch Cambridge. Ich würde gerne Pippard sehen.[5] Ein low-temperature-meeting dort[6] interessiert mich nicht sehr.

Von Pais' Heirat[7] wußte ich schon früher als Sie (eine Möglichkeit, die Sie gar nicht in Betracht ziehen, da Sie manches zu früh wissen – eine kleine Bosheit: Sie wissen ja alles, und „noch a bisserl mehr").

Mit Heisenberg geht es hart auf hart. Er will, alle Schwierigkeiten überspringend, überforcieren – während ich zu retardieren versuche. Er ist wie einer, der „schnell noch ein Ei legen" will (wie Wilhelm Busch sagt).[8]

Es paßt zu ihm, daß er in allem der beste sein will: z. B. die meisten Kinder und dazu noch einen „fast homosexuellen" Kreis. Er ist *sicher*, daß er – wie Sie sagen – „es *erzwingen* will, die Physik weiter zu krönen".

Mit Pascual[9] haben Sie wahrscheinlich recht (als Agitator sollten Sie aber den „gescheiterten Aufstand"[10] vom professionellen Standpunkt aus lesen).

Rußland: Fock ist zur Zeit (bis ewa 10. März) in Kopenhagen[11] und bekommt dort von Bohr persönlich eine „Komplementarin"-Kur (speziell in Quantenmechanik) verabreicht gegen „dialektischen Materialismus". (Dies hörte ich von Bohr selbst, der 3 Tage in Zürich war[12] anläßlich von „Festspielen" des Weizmann-Institutes.)[13]

Die Herren von Israel haben mir erzählt, daß etwa 200 jüdische Wissenschaftler aus Polen wegen Antisemitismus nach Israel auswandern wollen. Was mich besonders frappiert hat, ist, daß Infeld (der freiwillig von Kanada nach Polen ging) nun sobald als möglich von dort weg nach Israel gehen will.[14]

Ihre Charakterisierung von Gorter und seinen Leuten mit dem „Hintertreffen" ist sehr einseitig (etwas oberflächlicher Journalismus-Verlegerismus). Ich bekam vor 2 Tagen einen sehr guten preprint von ihm und seiner Gruppe.[15] Sie haben $^{58}$Co (Positron-Emission) mit gerichteten Kernspins gemessen und finden eine Anisotropie mit umgekehrtem Vorzeichen wie $^{60}$Co (dieses ist nicht in Leiden

gemessen), wie das nach den Theorien von Yang-Lee und anderen zu erwarten war.

C. S. Wu und Mitarbeiter haben das wahrscheinlich inzwischen auch schon gemessen, ich habe aber von dieser Gruppe noch keinen preprint über $^{58}$Co bekommen.[16] Doch kommt es meines Erachtens in einem solchen Fall nicht darauf an, wer ein paar Tage früher oder später den preprint einschickt.

Die wirkliche Priorität haben in diesem Falle die Theoretiker Yang und Lee.* Die Experimente ergänzen sich gut.

---

Mit Prigogine[17] ist mein menschlicher und wissenschaftlicher Kontakt überaus schlecht.

---

Die continuous creation Leute sind mir wohl bekannt, sie waren auch an dem Relativitäts-Kongreß in Bern (1955) vertreten.[18] (Es fällt mir zu ihnen immer der Wilhelm Busch ein: „Schweigen will ich von Lokalen, wo der Böse nächtlich praßt, wo im Kreis der Liberalen, man den heil'gen Vater haßt.“)[19] Ja, sie haben irgendwo etwas Antiquiertes, aus dem letzten Jahrhundert, an sich. In Wahrheit ist es aber eben ein Versuch, den mittelalterlichen Begriff „continuous creation“ wiederaufleben zu lassen (während sie sich selber anti-theologisch erscheinen).

Den Neutrinovortrag will ich dieses Jahr wirklich schreiben, wahrscheinlich im Sommer.[20] Bis dahin, hoffe ich, wird sich „Links-rechts“ schon etwas auskristallisiert haben.

---

Wenn Sie einmal zur Ruhe sitzen und träumen, erzähle ich Ihnen eine Geschichte: „wie das Wort ‚Erlkönig‘ zustande gekommen ist“.[21] Es ist eine der amüsantesten Episoden der Literaturgeschichte und ich weiß es nur deshalb, weil ich ein wenig dänisch kann. Bitte erinnern Sie mich einmal daran, in vorgerückter Stunde. (Irgendwie ist auch ein Rätsel dabei.)

---

Nach Hamburg habe ich eine Einladung für November von einer wissenschaftlichen Stiftung, die von einem zurückgekehrten Eric Warburg finanziert wird.[22] (Aber es gibt so viele Warburgs, daß dieser Name für mich gleichbedeutend ist mit Anonymus.) Wer ist das? Heckmann hat mir darüber geschrieben. Sie wollen zugleich den Kunsthistoriker Panofsky einladen. Diesem habe ich geschrieben, habe aber noch keine Antwort.

Herzliche Grüße von Haus zu Haus (den Ferien entgegen) Stets Ihr W. Pauli

[1] Eine Erkärung der Herkunft dieses von Pauli gerne für seinen österreichischen Landsmann Paul Rosbaud benutzten Namens findet man im Kommentar zum Band **IV**/2, S. 731f.
[2] Dieser Brief liegt nicht vor.
[3] Siehe den Kommentar zum Brief [2592].
[4] Vgl. Fock [1959].

[5] Alfred Brian Pippard hatte im Anschluß an Londons Vorarbeiten Mikrowellen zur Untersuchung der Supraleitung eingesetzt und dabei den Begriff der Kohärenzlänge eingeführt. Seine Ideen erwiesen sich als grundlegend für die neue Theorie der Supraleitung von Bardeen, Cooper und Schriefer (1957a, b).
[6] Daß er diese Konferenz nicht besuchen wollte, hat Pauli nochmals in seinem Brief [2547] betont.
[7] Über seine Heirat am 15. Dezember 1956 mit Lila Atwill berichtete Pais auch in seiner Autobiographie [1997, S. 356].
[8] In Buschs *Max und Moritz*, 1. Streich, heißt es: „Jedes legt noch schnell ein Ei, und dann kommt der Tod herbei."
[9] Pauli schrieb „Pasqual".
[10] Über Jordans „opportunistisches Machwerk" [1956] machte sich Pauli auch in seinen Briefen [2548 und 2555] an Born und an Fierz lustig.
[11] Vgl. hierzu auch die Bemerkung im Brief [2540].
[12] Auf diesen Besuch von Bohr hatte Pauli auch schon in seinem Brief [2540] vom 26. Febuar an Weisskopf hingewiesen.
[13] Das *Institute of Nuclear Science* des Weizmann Institutes in Rehovoth sollte im Mai 1958 eröffnet werden.
[14] Dieses (irrtümliche) Gerücht wird nochmals im Brief [2548] erwähnt.
[15] Vgl. Postma et al. (1957).
[16] Über experimentelle Nachweise der Paritätsverletzung beim $\beta$-Zerfall berichtete Wu (1957b) im September während der Konferenz in Rehovoth.
* Ihre im Oktober 1956 erschienene erste Arbeit hat die ganze Entwicklung ausgelöst.
[17] Der belgische Chemiker russischer Herkunft (geb. 1917 in Moskau) und Chemie-Nobelpreisträger des Jahres 1977 Ilya Prigogine hatte 1941 in Brüssel unter Théophile de Donder mit einer Untersuchung irreversibler Prozesse promoviert. Nachdem er 1947 de Donders Nachfolger an der Freien Universität von Brüssel geworden war, begann er, sich mit der Untersuchung sog. *offener Systeme* zu befassen, welche das spontane Auftreten geordneter Strukturen erklären können. Auch seine weiteren Untersuchungen waren der Thermodynamik irreversibler Prozesse und der molekularen Theorie von Lösungen gewidmet. Pauli hatte Prigogine wahrscheinlich im September 1954 während der 10. Solvaykonferenz über Metallelektronen kennengelernt.
[18] Die beiden prominentesten Vertreter der *continuous creation* Theorie Fred Hoyle und Hermann Bondi hatten an der Berner Konferenz teilgenommen. In einem kurzen Referat hatte Bondi dort auch die Grundgedanken ihrer Theorie dargelegt. Den Anhängern der kontinuierlichen Schöpfung wurde nachgesagt, daß sie vor allem aus religiösen Gründen ihrer Vorstellung – die eher als die Gamowsche Urknall-Hypothese mit einer ewigen Existenz des Universum zu vereinbaren war – den Vorzug gaben. Über die historischen Wurzeln des Begriffes einer *creatio continua* hat Pauli später Panofsky in einem Brief [2850] befragt.
[19] Zitiert aus dem ersten Kapitel von Wilhelm Buschs *Fromme Helene*.
[20] Dieser Vortrag wurde zuerst in der Ausgabe seiner *Aufsätze und Vorträge über Physik und Erkenntnistheorie* veröffentlicht, die von Rosbaud angeregt worden war. Vgl. hierzu die Briefe [2723, 2729 und 2907].
[21] Vgl. hierzu den Brief [2537].
[22] Siehe hierzu Paulis Brief [2524] an Panofsky.

## *Zur Klärung der logischen Voraussetzungen der Ergoden- und H-Theoreme*

In seinem Schreiben vom 21. November 2000 berichtet Peter T. Landsberg über die Entstehung seines mit I. Farquhar publizierten Beitrags über das H-Theorem, mit dem sich Pauli bereits in seinem vorangehenden Briefwechsel mit Fierz eingehend auseinandergesetzt hatte:[1]

„My first job as a lecturer was in the Natural Philosophy Department (i. e. physics) of the University of Aberdeen under Professor R. V. Jones. He was

an experimentalist and left theory to be looked after by Dr. C. Strachan, who asked me to lecture on thermodynamics and statistical mechanics. After a year or two my friend and colleague, Dr. Charles McCombie, expressed his surprise at how I treated the subject. ‚You have to tell them about the ergodic theorem!' he exclaimed. So I studied von Neumann's 50-page 1929 paper (or so) on these quantum theoretical theorems.[2] It was long and somewhat tedious work, even though the exposition had been improved in the 1937 paper by Pauli and Fierz,[3] which I also studied.

Then the time came to have research students and to find problems for them. One of our best students was Ian Farquhar. So I said to him ‚These papers are relevant, perhaps even basic, to statistical mechanics. I think it might be interesting to examine how many degeneracies of the energy and of the energy differences can be tolerated for a system to be still ergodic.' This referred to the two conditions for ergodicity found in these earlier papers. Ian and I had many discussions with ups and downs (as is appropriate for good problems). At one point he even came to my room (after two years work!) and said ‚I am sorry but what we have done is all wrong!' But we sorted it out, and concluded that the so-called theorems were not only wrong, but actually nonsense. Naturally we could not say so and with von Neumann very ill, I suggested that instead of sending the work for publication, it should first be sent to Pauli for approval, or otherwise. Pauli sent it to the Royal Society (the only paper I know of which was ever communicated by him to the Society), where it was published.[4]

Now, forty-five years later, I had occasion to be highly amused: for Karl von Meyenn sent me a copy of a Pauli letter [2320] to Fierz, dated 9th August 1956 were he also implied the nonsense aspect (my translation): "As far as the assumption B is concerned … I consider it *now* not only as a lacking in plausibility, but *nonsense* (his emphasis). The views of the gentlemen Farquhar and Landsberg about this assumption is not expressed as sharply as that, but I have the impression that they also do not believe in it. It appears to me almost that they are laughing at us (Neumann, me and you) as the great masters, and are saying: ‚Well, we leave the conclusion to you, the fathers of this idea, and retire happily to become members of the audience.' As I said, it is not so clear, but I have the strong impression that this is so."

I am bound to say that Pauli was close to the truth. We had of course no idea that such letters were exchanged in the several months which elapsed between writing to Pauli and having his favorably reply.

Although I never met Pauli, I had very pleasant meetings and some correspondence with Markus Fierz. However, his correspondence with Pauli did not come up in our discussions."

[1] Vgl. Band **IV**/3, S. 625ff., 630f., 633 und 640.
[2] Vgl. von Neumann (1929).
[3] Pauli und Fierz (1937).
[4] Farquhar und Landsberg (1957).

## [2545] Landsberg an Pauli

Aberdeen, 28. Februar 1957[1]
[Maschinenschriftliche Abschrift]

Dear Professor Pauli!

We enclose a few reprints of the paper[2] which you communicated to the Royal Society for us.

Thank you again for your cooperation in this matter

Yours sincerely, I. E. Farquhar/ L. M. C.

[1] Das Schreiben mit den Namenszeichen IEF/LMC wurde von P. Landsberg zusammen mit einem weiteren Brief vom 20. August 1956 und einem Begleitschreiben vom 21. November 2000 zur Verfügung gestellt, in dem Landsberg die Entstehung der gemeinsam mit Farquhar publizierten Untersuchung darstellt. Vgl. hierzu auch den Brief [2511].

[2] Farquhar und Landsberg (1957).

## [2546] Pauli an Kröner

Zollikon-Zürich, 28. Februar 1957[1]

Lieber Herr Kröner!

Ich war sehr froh, wieder von Ihnen zu hören; besonders darüber freute ich mich, daß Sie das Spital verlassen haben.[2]

Nun ist der Monat zu Ende und damit auch das Semester. Ferien habe ich reichlich verdient. Es war ein ereignisreiches, aufregendes Semester – zum Schluß noch die merkwürdige Geschichte mit der rechts-links Asymmetrie bei den „schwachen“ Wechselwirkungen (Betazerfall, Mesonen etc.).

Ist das bis zu Ihnen gedrungen? (In Innsbruck ist man allerdings nicht in der sublunaren, sondern in der translunaren Welt; zu deutsch: hinter dem Mond zu Hause.)

In der letzten Märzwoche werde ich zwar verreisen,[3] aber Mitte März bin ich noch da, es wird mich sehr freuen, Sie dann zu sehen und über den Inhalt unserer Briefe noch einmal ausführlicher sprechen zu können. (Wie haben Sie auf meine Parallele, Cusanus-tibetanische Yogalehre,[4] reagiert?)

Ich glaube, daß bei Gott-Mensch auch nur eine coincidentia bzw. complexio oppositorum vorliegt – so wie bei Welle-Teilchen – und *keine* contradictio. Beide Aspekte ergänzen einander, *können aber einander nie widersprechen.* Das ist gar nicht nur christlich, da ist das Brüderpaar Castor-Pollux[5] (von denen der eine sterblich, der andere unsterblich, da ist die Rigveda:[6]

> Zwei schönbeflügelte, verbund'ne Freunde
> umarmen einen und denselben Baum,
> Der eine speist die süße Beere,
> der andere sieht, nicht essend, nur herab
> (etc.)

(Übersetzung: *Deussen*) (Der Materielle und der Geistige.) Da ist der gnostische Anthropos, da ist Chadhir (der „Grünende“),[7] da ist die Inkarnationsidee in Indien.

Hier ist eine tiefe psychologische Wahrheit dahinter. Die Widersprüche sind die Frühgeburt eines unreifen Intellektualismus (zu dem ich auch den offiziell katholischen rechne).

Zu Galileis Zeit: welche Leidenschaft im Kampf eines anschaulichen Bildes gegen ein anderes.[8] Heute geht der Kampf um die Einsicht in die begrenzte Anwendbarkeit „materialistischer“ Bilder überhaupt. In der imitatio Christi und in der Doktrin vom Paraklet (heiliger Geist als Tröster)[9] ist versöhnend angedeutet, daß *jeder irgendwo* so ist wie Christus; Gott und Mensch zugleich. (Vgl. die Upanischaden.)[10]

Vielleicht habe ich länger als Sie in einem protestantischen Klima gelebt (seit 1921). Bezeichnenderweise fällt meine atheistisch-aufklärerische Periode mit meiner *katholischen* Umgebung zusammen. Die „Offenbarung“ ist für mich ein recht relativer Begriff, da jede Offenbarung sich dem geistigen Niveau ihres menschlichen Verkünders und seiner Zeit anpassen muß, um überhaupt verstanden zu werden. Deshalb ist die Verkündigung und Form einer Offenbarung immer zeitbedingt, also erneuerungsbedürftig.

Viele Grüße Ihr W. Pauli

[1] Der Brief wurde erst am 1. März 1957 abgestempelt.
[2] Vgl. hierzu den Brief [2429].
[3] Siehe den Kommentar zum Brief [2592].
[4] Siehe den Brief [2454].
[5] Siehe hierzu Kerényi [1955/94, Band **II**, S. 89f.].
[6] Die beiden ersten Zeilen dieses Verses aus der *Rigveda*, die u. a. durch Jung in *Wandlungen und Symbole der Libido* [1925, S. 194f.] sowie in *Gestaltungen des Unbewußten* [1950, S. 53] zitiert worden waren, hatte Pauli auch schon einmal in einem Brief [1847] an Marie-Louise von Franz herangezogen.
[7] Chadhir oder Chidhr, auf arabisch „der Grünende“, ist eine sagenhafte, auf ewiger Wanderschaft befindliche Gestalt der Mohammedaner, die im Reich der Finsternis bis zur „Lebensquelle“ vorgedrungen ist und sich dort ewiges Leben erworben hat. Dieses Thema hat Friedrich Rückert in seinem Gedicht „Chidher, der ewig junge“ behandelt. Vgl. auch die Bemerkungen in Band **IV**/1, S. 291.
[8] Über die Frage, ob eine dreidimensionale Skulptur einen höheren künstlerischen Wert besäße als ein zweidimensionales Gemälde, hatte sich Galilei in dem Brief vom 26. Juni 1612 an Ludovico Cigoli ausgelassen, den auch Panofsky in seinem Galilei-Aufsatz (1956a) behandelte.
[9] Nach 1. Johannes **2**, 2 ist *Paraklet* die Bezeichnung für Jesus als Fürsprecher für die Sünde der Menschen.
[10] Pauli kannte die von Paul Deussen ausgewählten und übersetzten Texte der Upanishad’s, die 1907–1909 unter dem Titel *Die Geheimlehre des Veda* in Leipzig erschienen sind.

## [2547] Pauli an Peierls

Zürich, 28. Februar 1957

Lieber Herr Peierls!

Ich will nun – Dank für Ihren letzten Brief vom 27.[1] – endgültig in der letzten Märzwoche nach England fahren und Sie *vor* meiner Reise nach Kopenhagen noch in Birmingham sehen.[2] Schreiben Sie mir, bitte, gelegentlich noch das exakte Datum Ihrer Rückkehr nach Birmingham, sobald Sie es wissen.

Die low-temperature Konferenz in Cambridge[3] dürfte kaum eine ernste Störung dieses Planes sein; wenn Landau oder Kapitza kommen, würde ich auch gerne hingehen, sonst ebensowenig wie Sie.

Was die Frage der Deckung meiner Reisekosten betrifft, so wird mir bestimmt CERN etwas für Kopenhagen bezahlen (das können Sie ja mit Møller in Kopenhagen arrangieren). Das wird also auch keine Schwierigkeit sein.

Übrigens will ich diesmal auch nach Edinburgh (worüber Kemmer sehr froh ist), und dort werde ich wohl auch etwas bezahlt bekommen.

---

Von Gorter und seiner Gruppe in Leiden erhielt ich vor 2 Tagen ein preprint über deren Resultate mit gerichteten $^{58}$Co-Kernspins (Positron-emitter),[4] die recht gut mit der Zweikomponententheorie stimmen.

Also auf frohes Wiedersehen, Grüße auch an Thellung Ihr W. Pauli

[1] Dieser Brief ist nicht erhalten.
[2] Siehe hierzu den Kommentar zum Brief [2592].
[3] Diese *low-temperature conference* hat Pauli auch in seinem Brief [2544] erwähnt.
[4] Postma et al. (1957). Vgl. auch den Brief [2543].

## [2548] Pauli an Born

Zürich, 1. März 1957

Lieber Born!

Heute, nach Schluß unseres Semesters, komme ich endlich dazu, Ihren so netten Brief vom 12. Februar[1] zu beantworten. Der Relativitätskongreß war ein Erfolg,[2] Ihren Dank werde ich gerne weiterleiten.

Ihren Vortrag „Der Mensch und das Atom“[3] werde ich gerne lesen, wenn der Sonderdruck kommt. Ich selbst habe einen Vortrag (in der Naturforschenden Gesellschaft in Zürich) gehalten über „ältere und neuere Geschichte des Neutrinos“,[4] den ich auch zusammenschreiben will (was aber noch nicht geschehen ist). Die neuen experimentellen Resultate über „parity violation“ (Links-Rechts-Spiegelungs-Asymmetrie) kamen eben zu recht, so daß ich sie in meinem Vortrag noch berücksichtigen konnte. Das ist eine sehr merkwürdige Sache, ich verstehe wohl die Mathematik (2-Komponenten-Theorie des Neutrinos), was es aber physikalisch bedeutet, daß die Links-Rechts-Symmetrie bei den stärkeren Wechselwirkungen *doch* besteht, das ist mir sehr dunkel.

Es wird sich wohl auch erst aufhellen, bis man etwas verstehen wird über die Größe der Kopplungskonstante bei den Fermi-Wechselwirkungen und woher diese eigentlich kommt.[5]

In Pascual Jordans Buch „Der Gescheiterte Aufstand“[6] habe ich einmal in einer Buchhandlung etwas geschmökert. Ja, es *ist* ein „Machwerk“, hat wohl psychologisch sicher etwas mit seinen früheren opportunistischen Beziehungen zu den Nazis zu tun. Der hervorstechendste Eindruck, den das Buch bei mir hinterlassen hat, war aber, Jordan will sich nunmehr bei den christlichen Theologen „anschmeißen“, weil nun eben *das* „opportun“ ist. Immer habe ich bei ihm das Gefühl, er glaubt das alles gar nicht, sondern er schreibt das, was dem Autor nützt!

Neulich waren einige Physiker vom Weizmann-Institut in Israel hier.[7] Sie erzählten von antisemitischen Strömungen in Polen, insbesondere aber versicherten sie aufs bestimmteste, *Infeld* wolle gerne Polen verlassen und nach Israel gehen.[8] Das hat mich doch sehr erstaunt!

In diesen Frühlingsferien, und zwar etwa Ende März, will ich nach England reisen, und zwar diesmal auch nach Edinburgh, wo Sie so lange waren *und ich noch nie* und wo ich Kemmer und seine Leute sehen werde.[9] Ich bin neugierig, wie es dort aussieht.

Meiner Frau und mir geht es gut, und wir senden Ihnen beiden die herzlichsten Grüße und Wünsche Stets Ihr W. Pauli

[1] Vgl. den Brief [2512].
[2] Vgl. hierzu Band **IV**/3, S. 300f.
[3] Born (1957a).
[4] Pauli (1957a).
[5] Vgl. hierzu auch Band **IV**/3, S. L.
[6] Jordan [1956].
[7] Wahrscheinlich handelte es sich um ein Vorgespräch zu dem im September 1957 geplanten Kongreß in Rehovoth (siehe den Brief [2540] und den Kommentar zum Brief [2698]).
[8] Vgl. hierzu auch den Brief [2544]. – Der polnische Physiker Leopold Infeld hatte sich während des Krieges in Kanada aufgehalten und als Professor der Mathematik an der Universität von Toronto gewirkt. 1950 war er nach Polen zurückgekehrt. Pauli hatte ihn im Juli 1955 in Bern während des Relativitätskongresses kennengelernt. In seinem autobiographischen Buch schreibt Infeld [1969, S. 215] über die Veränderungen, die im Oktober 1956 in Polen eingetreten waren: „Später, als die polnischen Grenzen geöffnet wurden, wanderten viele Juden nach Israel aus. Es wurde sogar behauptet, daß ich auch auswandern wolle. Anfangs maß ich diesem Gerede keine Bedeutung bei, später aber hörte ich es immer wieder. … Als ich dann in der Schweiz war, erzählte mir Professor Pauli, daß einer seiner früheren Studenten, ein Professor in Jerusalem, ihm versichert habe, ich würde bestimmt nach Israel kommen. … Was war wirklich Wahres daran? Absolut nichts.“
[9] Vgl. den Brief [2550].

## [2549] Pauli an Heisenberg

Zürich, 1. März 1957

Lieber Heisenberg!
Dank für Deinen Brief vom 27. Februar.[1]

Nun scheint mir die Diskussion wieder weitergehen zu können, *ohne* daß eine Verstimmung einzutreten braucht. Ich habe also auch keine diesbezüglichen Bedenken mehr, Dich zu treffen. Kommt Ihr durch Zürich? Es wäre das einfachste.

Nun habe ich auch Zeit, das Semester ist zu Ende.

Meine Frage über den Sektor $\binom{N+\theta+\theta}{V}$ bezog sich auf komplexe Wurzeln. Diese müssen Lösungen einer homogenen Integralgleichung sein {*nicht* Wurzeln von $\chi(\omega)=0$}, die ich Dir schon lange einmal geschrieben habe und die schwer zu diskutieren ist. {Der erste Sektor $\binom{N+\theta}{V}$ ist sehr leicht vollständig zu diskutieren}. Es handelt sich also um den „*zweiten* Fall" diskreter Eigenzustände des Systems $N+2\theta$ (oder $V+\theta$). (N. B. Reelle kann man vielleicht ausschließen.)

Was die Bezeichnungsfrage betrifft, so gefällt mir $\bar{\psi}$, da dieses in der Dirac-Gleichung sich eingebürgert hat für eine Funktion, die sich invers zu $\psi$($\bar{\psi}$ mit $S^{-1}$, was aber $\neq S^{+}$) transformiert.

In der Hauptsache verstehe ich jetzt schon besser, wo Du hinaus willst, bin aber noch nicht zufrieden, glaube, daß Du Schwierigkeiten überspringst und Dir die Sache zu leicht machst.

Das will ich aber noch in Ruhe (die ich nun habe) bebrüten und dann wieder schreiben. Gerne würde ich nun Deine Reisepläne wissen.

Viele Grüße Dein W. Pauli

[1] Vgl. den Brief [2542].

## [2550] Pauli an Kemmer

Zürich, 1. März 1957
[Maschinenschriftliche Durchschrift]

Dear Kemmer!

Now our winter term is finally over and my travelling plans are also sufficiently clarified, so that I am able to answer your very kind and very classically english letter.

I intend to be in England during the last week of March (perhaps a little longer) and propose for my arrival in Edinburgh $25^{\text{th}} \leqq t \leqq 27^{\text{th}}$, which we can fix later. Birmingham is on my schedule after Edinburgh.

If a more popular lecture like your „Ritchie Lecture" would be superfluous, I would be much more happy, so I hope your „little more bureaucracy" will come into play.

I wish both of you good luck for Kemmer Nr. 3 who will see the light of our earth only after my visit. (Could you arrange the next time a coincidence with my own birthday on April $25^{\text{th}}$?)

If the petrol conditions permit it,[1] I shall be glad to see one or some of „the beauty spots of the country". As my time is not unlimited, I would be glad, if some people from Glasgow could come over to Edinburgh to see me.

There is no reason left now, why you should not spread the news of my visit. On the contrary you are supposed to do so.

I am writing myself today to Salam about it,[2] perhaps he can be also in Edinburgh during my visit (but this is only a suggestion).

Many thanks again and looking forward to see you yours sincerely W. Pauli

[1] Seit dem 17. November 1956 waren in Frankreich und Großbritannien Heizöl und Benzin streng rationiert.
[2] Dieses Schreiben ist nicht erhalten. Vgl. hierzu auch den Brief [2564].

## [2551] Pauli an Touschek

Zürich, 1. März 1957

Lieber Herr Touschek!

Aus Ihrem Brief vom 28. Februar habe ich zu meinem Erstaunen entnommen, daß irgendein Grund vorhanden war, über Ihren früheren Brief böse zu sein, was mir leider (?) entgangen ist.

Nun aber möchte ich, statt diese Frage weiter zu diskutieren, Sie lieber um eine „Gebrauchsanweisung“ bitten, was ich von Ihren Arbeiten eigentlich noch lesen soll.* Was dem Experiment widerspricht, brauche ich ja gar nicht zu lesen. Teilen Sie mir also, bitte, mit, welche Teile der Arbeiten, die Sie mir geschickt haben,[1] Sie heute selbst noch für interessant halten.

Wieso sind Sie eigentlich nicht in Genf?[2] Wann gehen sie dorthin?

Von Leiden kam ein preprint über neue Experimente von Gorter und Mitarbeitern über gerichtete $^{58}$Co-Kernspins (Positron-Emission),[3] die recht gut mit der Zweikomponententheorie [überein]stimmen.

Viele Grüße Ihr W. Pauli

* Nun ist das Semester zu Ende, und ich habe wieder Zeit.
[1] Unter Paulis Sonderdrucken befinden sich Arbeiten von Touschek (1957a, b) und Radicati und Touschek (1957).
[2] Touschek arbeitete damals an dem von Eduardo Amaldi geleiteten *Istituto Nazionale di Fisica Nucleare* in Rom.
[3] Vgl. Postma et al. (1957).

## [2552] Pauli an Fierz

Zollikon-Zürich, 2. März 1957
(In den Ferien ist diese Hausadresse besser)

Lieber Herr Fierz!

Nun muß ich Sie leider nochmals konsultieren wegen der 2 Herren aus Pavia.[1] Ich verstehe den Sinn ihrer Schwierigkeit nicht ganz, noch sehe ich ein, daß

es berechtigt ist, ihre Größe $K$ von vornherein unabhängig von $v$ anzusetzen. Warum setzen die Herren nicht

$$K = +\frac{v^2}{\pi} + K',$$

wobei dann nur $K'$ wirklich unabhängig von $v$ vorausgesetzt wird?

Viele Grüße Ihr W. Pauli

[1] Vgl. die Briefe [2532 und 2555].

## [2553] Pauli an Heisenberg

Zollikon-Zürich, 2/3. März 1957
(In den Ferien ist diese Privatadresse besser)

Lieber Heisenberg!

Ich beginne erst langsam, Deinen Brief vom 27.[1] zu verdauen. Dieses geschieht am besten dadurch, daß ich einmal anfange, zu schreiben. Kaum werde ich heute meinen Brief abschicken, vielleicht überhaupt nicht in dieser Form, sondern erst eine Neuauflage.

Wir sind *weit* von einer Verständigung entfernt, vielleicht wird nie eine zustande kommen. (Aber da bin ich jetzt *sicher*: eine Verstimmung persönlicher Art wird *nicht* entstehen – was mich betrifft; es bewegt sich ja nun alles auf einer sachlichen Ebene und Du versuchst ja auch, ehrlich auf mich einzugehen.)

Allmählich lerne ich erst, wo Du hinaus willst. Es erscheint mir aber – wie so vieles, was Du nach dem Krieg über Physik geschrieben hast – als wishful thinking in Mathematik – zum Unterschied vom wirklichen mathematischen Sachverhalt.

Bei den höheren Sektoren verstehen wir einander überhaupt noch nicht (darauf komme ich erst zum Schluß zurück). Beim Sektor II (aufgespannt von $|1_V, 0_N, 1_k\rangle$ und $|0_V, 1_N, 1_{k'}, 1_{k''}\rangle$, worin sich die $k$'s auf die $\theta$-Teilchen beziehen) ist es besser, da sprichst Du wenigstens von etwas, was mathematisch *wirklich existiert:* den Lösungen mit einfachem Pol und ein- wie auslaufenden „A-Wellen“[2] des V-Teilchens. (Offen geblieben ist hier die Frage nach zusätzlichen diskreten Energiezuständen, insbesondere mit komplexen Wurzeln.)*

Hier habe ich bereits sehr große Schwierigkeiten mit der *physikalischen Deutung der einlaufenden Wellen*, die eng mit dem *Kausalitätsproblem* zusammenhängen. Hier kann aber vielleicht am ehesten unser Gespräch weitergehen, vielleicht kannst Du mir noch deutlicher sagen, was Dir dabei vorschwebt.

1. Wieweit sind nach *Deiner* Deutung die A-Zustände der V-Teilchen „beobachtbar“ (wie etwa die der N und $\theta$-Teilchen), wieweit nicht?

(Ich will einmal die Fragen numerieren.)

Das „Schattenhafte“ an ihnen ist ja ihre Norm Null (Abwesenheit der B-Zustände vorausgesetzt). Aber offenbar muß ihr *Energiewert* (E) als „physika-

lische“ Größe gelten, da er ja in den Lösungen als Resonanznenner erscheint. Ebenso muß es dann aber erlaubt sein, vom (linearen) Impuls ($\boldsymbol{p}$) und auch vom *Drehimpuls* ($\boldsymbol{L}$) des $V_A$-Teilchens zu reden, welche beiden Größen ja auch in der Bilanz der Erhaltungssätze auftreten. Die Norm Null des Zustandes verschärft aber nun die nächste Frage:

2. Wie kann man $E$, $\boldsymbol{p}$ und $\boldsymbol{L}$ im Endzustand von $-E$, $-\boldsymbol{p}$, $-\boldsymbol{L}$ im Anfangszustand unterscheiden? (et vice versa)

Für die Gültigkeit der Erhaltungssätze ist ja beides dasselbe. Die Antwort muß doch offenbar lauten: indem man (makroskopisch, d. h. im Großen wenigstens) einen *zeitlichen Ablauf* betrachtet. Denn auf diesen beziehen sich ja die Worte „Anfang“ und „Ende“.

Dies führt uns aber bereits mitten in die Probleme der Interpretation der (in der richtigen Proportion zugemischten) *einlaufenden* $V_A$-Wellen hinein und führt zur nächsten Frage.

3. Wann soll mit *ebenen einfallenden* $V_A$-Wellen gerechnet werden, wann mit höheren Kugelfunktionen (L-Werten), wann speziell mit S-Zuständen

$$(L = 0, \text{ d. h. } \frac{1}{r} e^{-\mathrm{i}(kr+\omega t)}) ?$$

(Daß nur die S-Zustände gestreut werden, ist ja eine spezielle Entartung des Lee-Modells.)

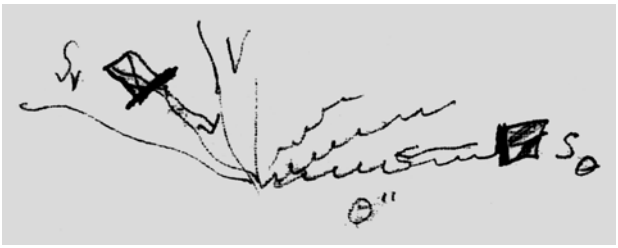
Wir haben in unseren Briefen bisher nur das letztere betrachtet, aber das erscheint mir nun willkürlich bzw. an spezielle, noch zu spezifizierende Bedingungen des Streuproblems gebunden. Bestimmt gibt es auch diese allgemeineren Lösungen, alle mit unitärer S-Matrix (unitär allein schon für die N- und $\theta$-Teilchen). Natürlich werden aber die errechneten Wirkungsquerschnitte davon abhängen, *welche* einlaufenden Wellen man wählt (z. B. vom Winkel zwischen einfallenden $V_A$-Wellen, falls diese *ebene* Wellen sind, und einfallenden N und $\theta$, $\theta'$-Teilchen, oder ob S, P oder D-Zustände, $L = 0$, 1 oder 2, ... entsprechend).

3 a. Wie verhält sich also *Deine* physikalische Interpretation zur *speziellen Wahl* der *ein*laufenden $V_A$-Wellen (die ja kein „wirklicher“ Anfangszustand sein sollen)?

Von der nächsten Frage hängt es ab, ob bereits in *diesem Sektor II* das Kausalitätsproblem diskutiert werden kann. (In *diesem besonderen Sektor* habe ich im Moment *keine* Einwände gegen das, was Du in Deinem Brief vom 27. Februar[3] über die Wechselwirkung beim Lokalisieren gesagt hast.)

4. Läßt Du *Spiegel* (vollkommen oder teilweise reflektierende, oder *Linsen* etc.) nicht nur für die N- und $\theta$-Teilchen, sondern auch für die A-Zustände der V-Teilchen als technische Hilfsmittel bei Gedankenexperimenten zu? Wenn ja, kann man z. B. folgendes Experiment diskutieren: Erster Zustand einfallende, *ebene* N-, $\theta$-, $\theta'$- und mathematisch zugehörige einlaufende A-Kugelwellen ($L = 0$, S-Zustand). Zweiter Zustand auslaufende $\theta''$- und $V_A$-Wellen (beides Kugelwellen).

In deren Weg seien nun (lokale) Spiegel gestellt



Die reflektierten $V_A$- und $\theta''$-Wellen treffen wieder zusammen und werden in einem zweiten Streuprozeß, z. B. in $N + \theta_1 + \theta_2$ gestreut. Damit im Endzustand aber mathematisch (als *andere* Möglichkeit) *kein* B-Zustand auftritt, müssen *die Spiegel* außerdem noch *weitere* aus dem Unendlichen kommende $V_A$-Kugelwellen automatisch „erzeugen".

N. B. Warum gerade Kugelwellen und nicht noch andere ebene Wellen aus einer anderen Richtung?

An solchen Stellen hört bei mir das Verstehen auf.

Du kannst natürlich einen „Erlaß" herausgeben: „die V-Spiegel gibt es nicht", was mir allerdings auch nicht befriedigend erscheint.**

In diesem Fall wäre (von der [auf] S. 1 erwähnten noch offenen Frage abgesehen) der Sektor II erschöpft, und wir werden nun in das *Gestrüpp der höheren Sektoren* geführt.

*Höhere Sektoren*

Hier wird eigentlich erst mein Einwand betreffend die Aufspaltung der Doppelwurzel in einfache Wurzeln (darunter insbesondere komplexe) wesentlich. Beim Lee-Modell gibt es bei diesen höheren Sektoren gar nicht mehr einfache Streuprobleme mit Doppelwurzeln, sondern nur eine (schlechte) adiabatische Näherung von Bewegungsproblemen von Teilchen mit entfernungsabhängigen Kräftepotentialen, *die zum Teil komplex sind*. Diese verschwinden nur im Limes *unendlicher* Entfernung (wo dann die Doppelwurzeln der niederen Sektoren sich wieder einstellen). Aber hier (für r endlich) sind wir völlig außerhalb des „Heisenberg-Modelles", das keine anderen als Dipolgeister enthalten soll (und von dem bisher *nicht* gezeigt werden konnte, daß es mathematisch existiert).

*Wie man da überhaupt noch Streuquerschnitte berechnen kann, sehe ich nicht*** (was Du über diesen Fall in Deinem Brief schreibst, halte ich für freie Phantasie) – und ich glaube auch nicht, daß es sich lohnt, auf dieses rein akademische Modell weiter viel Anstrengung zu verschwenden.[4]

Hier will ich nur betonen, *daß sich aus dem Lee-Modell meines Erachtens keine Anhaltspunkte dafür gewinnen lassen, daß Deine Mathematik bei anderen Modellen in Ordnung ist.*

Ich bin jedoch *auch* der Meinung, daß dies *allein* noch nicht so viel gegen die anderen Modelle besagen würde, da das Lee-Modell besonders häßliche spezielle Züge aufweist wie die Zerstörung der Symmetrie zwischen Teilchen- und Antiteilchen.

Für die übrigen, relativistischen Modelle ist mein Eindruck der, daß a) ein mathematisches Prinzip fehlt, b) der Wert der indefiniten Metrik für das Problem der Elementarteilchen von Dir gewaltig überschätzt wird.

---

Aber damit können wir jetzt bestimmt nicht mehr weiterkommen (wahrscheinlich auch nicht mit der Frage nach der Existenz von diskreten reellen oder komplexen „*Mono*-pol"-Geistern im Sektor II. *Wenn* sie existieren, wird ein Problem ihrer Anregung in *höheren* Sektoren entstehen – analog wie bei Källén und mir im Sektor II die Anregung der Monopol-Geister vom Sektor I aufgetreten ist).[5]

Positiv möchte ich sagen: Deine Idee des *Hinzufügens* virtueller, nicht *direkt* beobachtbarer, konvergenzerzeugender mathematischer Größen gefällt mir an sich und ich wünschte, man könnte diese Idee mit Hilfe eines neuen mathematischen Prinzips *von der indefiniten Metrik wieder ablösen.*

Das ist Zukunftsmusik, aber ich hoffe, *jetzt* noch etwas lernen zu können aus Deiner Antwort auf die Frage 1. bis 4. dieses Briefes.

*Bemerkung* zur Vorzugsstellung des Sektors II im Lee-Modell: *da* treten *keine* Kräftepotentiale zwischen N und $\theta$-Teilchen oder V und $\theta$-Teilchen in *großen* Entfernungen auf (im Gegensatz zu „Kontakt"-Kräften bei der Abschneidelänge h/P als Distanz).

*Fortsetzung* *3. März 1957*

Ich habe also heute, wie geplant, meinen gestrigen Brief wieder vorgenommen. Der einzige Unterschied gegenüber gestern ist der, daß ich glaube, alle meine Fragen selbst beantworten zu können, und zwar in einer ganz befriedigenden Weise. Statt einer Neuauflage mache ich daher einen Zusatz.

Zu *1. und 2.* Ich schlage nun vor: die A-Zustände sind *überhaupt nicht* beobachtbar, und auch die zugehörigen $E$, $\boldsymbol{p}$ und $\boldsymbol{L}$ Werte sind *keine* beobachtbaren Größen, also „irreal". Beobachtbar ist *nur* die *Streuung* $N + \theta + \theta' \to N' + \theta_1 + \theta_2$. Die das $V_A$-Teilchen begleitenden $\theta''$-Teilchen sollen *auch* irreal sein.

Dann scheinen mir nämlich die von mir gestern diskutierten logischen Schwierigkeiten zu verschwinden. Meine Verwirrung hatte zu tun mit Deiner Bemerkung in einem früheren Brief, der Erwartungswert der Energie im A-Zustand sei wohldefiniert und gleich $E_A$.[6] Ich glaube aber jetzt, *man soll den Quotienten* $\frac{0}{0}$ *überhaupt gar nicht bilden*, (gleichgültig, ob ihm ein bestimmter Wert zugelegt werden kann oder nicht). Es genügt ja,

$$(\psi, H\psi) \quad \text{und} \quad (\psi, \psi) \tag{1}$$

*einzeln* zu betrachten – *beide* Ausdrücke sind ja *zeitlich konstant* und *beide* sind für A-Zustände allein, ohne B-Zustände, gleich *Null*. Man dividiere also gar nicht den ersten Ausdruck durch den zweiten. {Auch für alle Kausalitätsfragen scheint es mir zu genügen, die beiden Größen (1) einzeln zu betrachten, der Quotient ist gleichgültig im Falle $\frac{0}{0}$ und harmlos, wenn $(\psi, \psi)$ positiv.}

Es erledigt sich dann auch gleich die Frage 4. Denn der letzte dort betrachtete Streuprozeß (lassen wir ruhig die Spiegel existieren) ist ganz irreal, und wenn

nur die Vorschrift beachtet wird, daß im Endzustand B nicht vorkommen darf, muß der Endzustand ebenfalls die Norm 0 haben. Da dieser ganze Prozeß dann sowieso irreal ist, ist es mir auch gleichgültig, welche einfallenden A-Wellen die Spiegel erzeugen.

Es bleibt jedoch noch die Frage 3. Was zunächst die höheren Kugelfunktionen betrifft, so werden sie beim Lee-Modell gar nicht gestreut. Bei einer Modifikation des Modells dürften sie aber durch die auslaufenden Wellen desselben Typus schon eindeutig mitbestimmt sein, damit kein B-Zustand entsteht.

Das einfachste wäre also zu verlangen, daß die einfallenden $V_A$-Wellen immer *vom gleichen Typus* sein müssen wie die auslaufenden $V_A$-Wellen (also zur Kugelfunktion $Y_{l,m}$ der letzteren, $Y^*_{l,m} = Y_{l,-m}$ der ersteren), *demnach ebene $V_A$-Wellen zu verbieten.*

Im Moment glaube ich aber, daß auch das *überflüssig* ist und daß die zurückbleibenden Mehrdeutigkeiten die resultierenden „physikalischen" Streukoeffizienten *nicht* verändern können.

Denn nehmen wir an, wir hätten zwei Lösungen, beide ohne B-Zustand, die zum gleichen physikalischen Anfangszustand der N- und $\theta$-Teilchen gehören. Dann bilden wir die Differenz der $\psi$-Funktion; diese hat einen A-Zustand (eventuell noch $\theta$-Teilchen auch dabei) der Norm 0 am Anfang[7] und ebenfalls *keinen* B-Zustand am Ende des Prozesses. Also hat diese Differenz nur einen ebensolchen *un*physikalischen Zustand (der Norm Null) als Endzustand und *keinen* Beitrag zu physikalischen Zuständen, in denen ja *gar kein V-Teilchen* vorhanden ist.

Nun habe ich also etwas gelernt: es ist *nicht* so, wie Du es in Pisa erzählt hast: daß nämlich aus einem *beliebigen* Anfangszustand[8] *ohne* B-Zustand auch im Lauf der Zeit (auf der Energieschale) kein B-Zustand entsteht. Das war *falsch*! Sondern: man soll den Anfangszustand durch Hinzufügen (unmeßbarer) *ein*laufender A-Wellen so einrichten, daß der Endzustand *auf der Energieschale* keinen B-Zustand enthält. Das ist *gar keine Auswahlregel* und auch *nicht* analog zu den symmetrischen und antimetrischen Funktionen beim Pauli-Prinzip (die ja kausal sind); es dürfte aber den großen Vorzug haben, mathematisch richtig zu sein.

(N. B. Ich bezeichne immer als „Anfang" die *ein*laufenden, als „Ende" die *aus*laufenden Wellen.)[9]

Es bleibt für Dich also hierzu nur übrig, kurz zu sagen, ob Du dieser Formulierung zustimmst.

---

Zu den Seiten 5 und 6 meines gestrigen Briefes habe ich auch *heute nichts* hinzuzufügen. Niemandem möchte ich raten, in den Sumpf der Diskussion wellenmechanischer Bewegungsprobleme mit komplexen Kräftepotentialen[10] hineinzuspringen. Und ich sehe nicht, wie sich diese *beim Lee-Modell* in höheren Sektoren vermeiden lassen. Dieses halte ich daher für erschöpft (wenigstens zur Zeit) und möchte vorschlagen, dessen höhere Sektoren mangels guter mathematischer Methoden† nicht weiter zu diskutieren.

Das zentrale Problem bleibt ja *die mathematische Existenz der Heisenberg-Modelle* (die definitionsgemäß *keine anderen* Geister als Dipolgeister enthalten sollen). Aber im Moment weiß ich da keine mathematischen Methoden, die uns *beide* überzeugen können, und vorläufig wird daher jeder bei *seiner* Meinung darüber bleiben.

---

Ich möchte statt dessen vorschlagen, nunmehr auf die aufgeschobene Diskussion der *Paritäts*-Fragen zurückzukommen. Es besteht nämlich bei mir der Verdacht, daß hier ein Schlüssel liegen könnte für eine mögliche Weiterbildung (in dem oben p. 6 angedeuteten Sinne) Deiner Ideen. Dieses Thema würde sich übrigens sehr eignen für eine *mündliche* Diskussion.

Es liegen nun noch neue Experimente aus *Leiden* (Gorter und Mitarbeiter) über $\beta$-Zerfall bei gerichteten Kernspins vor, und zwar bei $^{58}$Co (*Positron*emission).[11] Auch diese sind in gutem Einklang mit der Beschreibung des Neutrinos durch einen nur *zwei*-komponentigen Spinor (siehe meinen Handbuch-Artikel p. 226),[12] was nur wegen des *Verschwindens der Ruhmasse* des Neutrinos geht {mache $\gamma_5$ diagonal oder adjungiere *eine* der beiden Bedingungen $(1+\gamma_5)\psi = 0$ *oder* $(1-\gamma_5)\psi = 0$}.

Eine Paritätsverletzung gibt es aber auch bei K-Mesonen, so daß sicher nicht das Neutrino allein dafür verantwortlich gemacht werden kann.

Meine Arbeit über Reflexionen, die im Bohr-Festband gedruckt ist,[13] wurde nun in Amerika sehr fashionable, und für das dort stehende Theorem haben Yang, Lee und Oehme[14] (den Du ja aus Göttingen kennst) in einer gemeinsamen Arbeit (die sich mit Wechselwirkungen *ohne* Paritätserhaltung beschäftigt) den Namen „Lüders-Pauli-Theorem“ geprägt (der dann auch in einer anderen Arbeit aus Princeton aufgetaucht ist; Schwinger kommt bei diesem Namen allerdings zu kurz).[††] In der Terminologie dieser Autoren sei C die Ladungskonjugation (Übergang zum *Anti*-Teilchen, *auch* bei elektrisch ungeladenen Teilchen, schließt jedoch Übergang vom Negatron zum Positron, etc. *ein*), sei P (von „Parität“) die Spiegelung (Vorzeichenänderung) der *drei* Raumkoordinaten (ohne Änderung der Zeitkoordinate) und sei T die Zeitspiegelung (ohne Änderung der Raumkoordinaten).

Dann sagt jenes Theorem: Sei vorausgesetzt 1. Invarianz der Theorie gegenüber der *kontinuierlichen* Lorentzgruppe 2. Quantisierung der Felder mit ganzem Spin nach Bosestatistik (Kommutatoren), mit halbganzem Spin nach Fermistatistik (Anti-Kommutatoren); 3. *lokaler* Charakter der Wechselwirkung (keine *expliziten* Integraloperatoren).

Dann *folgt*: *die Theorie ist von selbst invariant gegenüber dem Produkt CPT* (dessen Faktoren übrigens in irgendeiner Reihenfolge angeschrieben werden können, da sich das Resultat nur in trivialen Vorzeichen dabei ändert).

Nun kommt eine Frage. Die bisherigen Experimente (und Theorien) sind *verträglich* mit der Annahme der *Invarianz der Wechselwirkungen gegenüber der Operation CP* (auch dort, wo bestimmt keine Invarianz gegenüber C und P einzeln vorhanden ist; wenn wir an die kontinuierliche Lorentzgruppe glauben, bedeutet das nach dem „Lüders-Pauli-Theorem“ dasselbe wie Invarianz gegenüber T). Es bedeutet dies gewisse Realitätsbedingungen für die Koeffizi-

enten der Wechselwirkungsenergien.[15] (Die experimentellen Tests dafür, die bis jetzt vorliegen, sind noch nicht entscheidend. Man wird es aber experimentell entscheiden können.)

Es ist ja schon merkwürdig, daß eine solche Symmetrie-Operation noch existieren soll, bei der man bei Links-Rechts-Vertauschung, z. B. auch Elektron mit Positron, vertauscht.

Die Frage ist: *folgt etwas aus Deinen Ansätzen mit Dipolgeistern über diese T oder CP-Invarianz?* [16]

---

Nun, 12 Seiten, ein Dutzend, ist ja ganz schön, Du siehst, ich habe Ferien, meine Briefe werden dementsprechend länger (aber auch ruhiger).

Aber nunmehr bezweifle ich, ob ich zur Zeit selbst bei ruhiger Bebrütung noch weiterkommen kann. Denn das, was Du über „höhere Sektoren beim Lee-Modell" schreibst, betrifft gar nicht mehr das Lee-Modell und dann ist es wohl besser, das ganze Problem lieber gleich auf allgemeinerer Basis weiter zu behandeln. *Nicht verstanden* habe ich, wieso bei *Deinem* Modell, bei der Berechnung der Kräfte langer Reichweite, die Aufspaltung der Doppelwurzel nichts schadet. (Aber das ist Tamm-Dancoff-ismus, auf den ich mich nicht verstehe.)

Viele Grüße, hoffentlich auf Wiedersehen!

Schreib, bitte, Deine (Eure) Reisepläne Dein W. Pauli

[1] Vgl. den Brief [2542].

[2] Zusatz von Pauli: „Heißt: $(\psi|H|\psi) = 0$ *und* $(\psi|\psi) = 0$."

* Es scheint mir, der könnte dann in *höheren* Sektoren auch entstehen.

[3] Vgl. den Brief [2542].

** Die Anregung solcher Zustände in *höheren* Sektoren ist analog zur Arbeit von Källén und mir. Siehe S. 6. {Entspricht den vier Absätzen vor der *Fortsetzung* vom *3. März 1957*.}

*** Diese *negative* Aussage ist in gewissem Sinne unabhängig von *Deiner* Theorie.

[4] Zusatz von Pauli: „Oder willst Du mit so etwas weiter rechnen?"

[5] Zusatz von Pauli: „Wir wissen aber gar nicht, ob es diese Zusatzgeister wirklich gibt."

[6] Vgl. den Brief [2535].

[7] Zusatz von Pauli: „Keinen Zustand *ohne* V-Teilchen!"

[8] Zusatz von Pauli: „Z. B. aus einem, der *weder* A- *noch* B-Zustand enthält."

[9] Zusatz von Pauli: „Ich bin also gewissermaßen gerechtfertigt, es in Pisa *nicht* verstanden zu haben!"

[10] Zusatz von Pauli: „Solche kommen heraus – *nicht* Coulombkräfte!"

† Du kannst natürlich sagen, das Resultat der komplexen Kräftepotentiale liege an der adiabatischen Näherung bei deren Berechnung. Aber dann *sind wir nicht mehr beim Lee-Modell,* wie es angesetzt war.

[11] Vgl. Postma et al. (1957).

[12] Pauli (1933a).

[13] Pauli (1955d).

[14] Lee, Oehme und Yang (1957).

†† *Lüders*, den ich nie gesehen habe, hat mir kürzlich wieder geschrieben; auch über Anwendungen dieses Theorems, mit denen er sich jetzt beschäftigt. {Vgl. den Brief [2509].}

[15] Zusatz von Pauli: „Über deren Hermitezität hinausgehend."

[16] Zusatz von Pauli: „Du hast allerdings keine leichten Teilchen und die sind natürlich *wesentlich!*"

## [2554] Fierz an Pauli

[Basel], 2. März 1957[1]

Lieber Herr Pauli!

Das ist ein Nachtrag zu meiner Auskunft über die Jordansche Theorie.[2] Es scheint mir, daß in dieser Theorie das Variationsprinzip eine viel größere Rolle spielt als in der alten Theorie Einsteins. Dort ist es ja so, daß man, ohne von einem Variationsprinzip zu reden, in natürlicher Weise auf die Gleichungen

$$R_{ik} - \frac{1}{2} g_{ik}(R + \lambda) = 0$$

geführt wird, welche für den leeren Raum gelten müssen. Falls Materie vorhanden sein soll, schreibt man auf die rechte Seite den Energietensor $T_{ik}$, weil nur der die den Identitäten entsprechende Gleichung $T^{k}_{i\|k} = 0$ erfüllt. Diese „Erhaltungsgleichung" – die freilich gar kein Erhaltungssatz im eigentlichen Sinne ist – führt für eine spannungsfreie Flüssigkeit auf geodätische Linien als Stromlinien.

Bei Jordan hat man aber noch das $\kappa$-Feld. Um nun überhaupt in einfacher Weise dieses in die Theorie einzuführen, und zwar so, daß es nicht einfach einem skalaren Materiefeld entspricht, geht Jordan von einem Variationsprinzip aus. Dieses steht darum durchaus an der Spitze der Theorie, die „aus dem Geiste der Variationsrechnung" entspringt (wäre ich noch jung und die Konferenzen in Kopenhagen noch intim, so könnte das den Stoff zu einem Sketch abgeben).

Die Gleichungen, die Jordan erhält, sollen nun noch durch Materieterme ergänzt werden. Man kann nun hier wieder in den Gleichungen Zusätze machen, aber dann besteht kein Grund, daß die so abgeänderten Gleichungen immer noch einem Variationsprinzip entspringen. Zudem sind ja nicht nur in den Gleichungen für die $g_{ik}$, sondern auch in denen für $\kappa$ und $F_{ik}$ Zusätze anzubringen, da ja alle diese Gleichungen schon gegeben sind. Man muß nun danach sehen, daß all die Zusätze den verschiedenen Identitäten nicht widersprechen. Das kann nicht leicht sein und ist zudem gar nicht Jordans Geist gemäß. (Der wirkliche Jordan hüllt sich in Schweigen, nur seinen dem Papier, d. i. seinem Buche, eingeprägten Geist können wir beschwören.) Es scheint mir, wer A sagt, muß auch B sagen: Wenn man von vorneherein die Gleichungen aus einem Variationsprinzip herleitet, so hat man auch in diesem die Materie-Zusätze zu machen. So bin ich in meiner Arbeit vorgegangen. Das mag formal sein. Aber dieses formale Vorgehen ist eben dasjenige Jordans. Es scheint mir charakteristisch zu sein, daß auch Einstein in seiner schiefen Theorie immer mit einem Variationsprinzip anfangen muß (siehe B. Kaufman, Berner-Kongreß S. 229:[3] $\delta \int \boldsymbol{H} d\tau = 0$), um überhaupt etwas machen zu können. Ursprünglich waren die Gleichungen das Primäre, das Variationsprinzip eine Folge – genauso ist es ja auch in der klassischen Mechanik – und diese Art, die Sache anzusehen, ist vielleicht die physikalisch richtige. Denn wo steht es geschrieben, daß alles aus Variationsprinzipien folgen müsse?

Zu Ihrem letzten Brief[4] – wo beginnen lebende Organismen – möchte ich noch folgendes anmerken. Man kann sich vorstellen, daß man, ausgehend von „physikalischen" Strukturen, immer kompliziertere bauen kann, bis diese gewissermaßen überphysikalisch werden. Wie so etwas zugehen könnte, ist natürlich schwierig einzusehen, aber folgende Erwägungen machen die Sache *vielleicht* plausibel.

1. Um zu begreifen, was Leben sei, fange man zuerst am anderen Ende an, nämlich bei uns selber. Wir halten uns für lebendig, weil wir ein Bewußtsein haben oder eine Seele – d. h. ein unbewußtes Etwas, das sich in unserem Bewußtsein durch allerlei Wirkungen bemerkbar macht. Nun ist das Bewußtsein etwas Reflektives (Spiegel!). Insofern wir auch zur materiellen Natur gehören, spiegelt sich diese – in unserem Bewußtsein – in sich selber.

2. Wenn man nun als charakteristisches Moment „diese Reflexion in sich selber" auffaßt, dann kann man nach *Modellen* für etwas Derartiges suchen. Es schien mir nun immer, daß der Gödelsche Beweis für die Unmöglichkeit, die Widerspruchsfreiheit der Analysis zu beweisen,[5] d. i. „abzuleiten", ein derartiges Modell sei. Da hat man ein System von Axiomen und Spielregeln, mit deren Hilfe eine Formel hingeschrieben werden kann, die inhaltlich interpretiert besagt: „Ich, diese Formel, ich bin nicht ableitbar." Die Widerspruchsfreiheit vorausgesetzt, erkennt man sogleich, daß die Formel richtig sein muß. Ergo ist die Widerspruchsfreiheit als Voraussetzung dieser Einsicht nicht ableitbar, sonst wäre auch die Formel ableitbar, also falsch! Das Besondere an den Axiomen und Spielregeln ist dies, daß sie reflexive Aussagen, die also etwas über sich selber sagen, zulassen; und gerade die Gödelsche Formel ist von dieser Art. Das setzt eine gewisse formale Komplikation voraus, die z. B. in den Axiomen des einstelligen Aussagenkalküls fehlt, dessen Widerspruchsfreiheit darum bewiesen werden kann.

3. Das andere Motiv, das mir wichtig scheint, ist das Verhalten im Großen, Ganzen und dasjenige im Kleinen. Ein Beispiel hierfür ist das Möbiussche Band:[6] Im Kleinen gibt es immer an jeder Stelle eine Vorder- und eine Rückseite. Aber im Ganzen ist jede Seite einfach die eigene Rückseite – es gibt nur eine Seite. Daß das so ist, erkennt man nur, wenn man den Zusammenhang des *ganzen* Bandes überblickt.

Während wir oben das Motiv der Selbst-Reflexion oder das Sichbeziehen auf sich selber haben, ist hier das In-sich-Zurücklaufen das Motiv. Das ist der Schwanzfresser der Hermetiker. Diese Motive haben, wie mir scheint, mit dem Lebensprozeß etwas zu tun, und sie können, wenn auch nur schattenhaft, in mathematischen Modellen dargestellt werden. Das scheint aber darauf hinzuweisen, daß auch ein wissenschaftliches Erfassen dieser Dinge nicht von vorneherein ausgeschlossen ist: Freilich, die Frage, wo das Leben beginne, ist vielleicht falsch gestellt. Man kann beim Möbiusschen Band ja auch nicht fragen, wo die Vorder- zur Rückseite werde. Das ist ja überall und nirgends.[7]

Daß Du nicht enden kannst, das macht Dich groß,
Und, daß Du nie beginnst, das ist Dein Los!

Mit den besten Grüßen Ihr M. Fierz

[1] Zusatz von Pauli: „Beantwortet 5. März."
[2] Vgl. die Briefe [2479 und 2485].
[3] Kaufman (1955).
[4] Vgl. den Brief [2532].
[5] Gödel (1931). Vgl. hierzu auch Ketelsen [1994].
[6] Das nach August Ferdinand Möbius (1790–1868) benannte Band hat er 1858 entdeckt.
[7] Diesen „Hymnos an Hafis" aus Goethes *West-Östlichem Diwan* hatte Fierz auch schon einmal bei anderer Gelegenheit zitiert (vgl. Band **IV**/ 1, S. 400).

## [2555] Pauli an Fierz

[Zürich], 5. März 1957

Lieber Herr Fierz!

Dank für Ihre Briefe vom 2. und 4.[1] Den Herren in Pavia[2] habe ich also wieder geschrieben, doch hoffe ich, daß wir in Zukunft nicht wieder mit *solchen* Trivialitäten behelligt werden!

Nun zu Ihrem ersten Brief.

1. Ob man mit einem Variationsprinzip *beginnt* oder ob dieses vielmehr am Schluß folgt, das ist vielleicht in gewissem Sinne eine Geschmacksfrage. Dagegen ist es eine interessante Tatsache, daß Gleichungen, die sich *nicht* aus einem Variationsprinzip ableiten lassen, sich *nie* bewähren, weder in der Punktmechanik noch in der klassischen Feldtheorie. Es wäre wohl interessant, den Gründen hierfür genauer nachzugehen.

2. Ich weiß, daß Jordan über seine $\kappa$-Gravitationstheorie schweigt, daß er dagegen ein journalistisch-(opportunistisches) Buch „Der gescheiterte Aufstand"[3] hat drucken lassen. Der Ihre ist ja nicht gescheitert, um so lieber schreibt man über „Gescheitertes". – Psychologisch, wenn auch nicht explizite, ist dieses natürlich der Nazismus.[4]

Wo Busch uns gab Erheitertes
bringt Jordan nur Gescheitertes

(Diese Zusammenstellung ist vielleicht nicht so künstlich, da bei beiden Autoren die Beziehung zu Kirche und Theologie auch hineinspielt.)

3. Über die Frage, „wo das Leben beginnt", dachte ich nach im Zusammenhang mit einem Buch über Evolution des deutschen Zoologen *Rensch*.[5] (Ich habe es zitiert in dem Dialectica-Aufsatz zu Jungs 80. Geburtstag.)[6] Dieses Buch ist linientreu-neodarwinistisch geschrieben; jedoch hat der Autor besondere Ansichten über die Beziehung von Physischem zu Psychischem, die ich anregend fand. (Übrigens sind diese von dem deutschen Psychiater *Ziehen* beeinflußt.)[7] Insbesondere meint Rensch, die „psychischen Parallelkomponenten" könnten doch unmöglich in der sonst stetigen Ontogenese „plötzlich aufgesprungen" sein. Also müßte schon die sogenannte unbelebte (nicht-organische) Materie „schwache psychische Parallelkomponenten" aufweisen.

Diese Schlußfolgerung schien mir vernünftig, jedoch gab der Autor nicht an, in welchen Phänomenen sich diese schwachen Komponenten denn äußern könnten.

Ich habe mir „für den Hausgebrauch“ die Idee gebildet, daß sich diese (und damit das Leben) zunächst in *nicht-reproduzierbaren* Phänomenen äußert,[8] aus denen also zunächst keine induktiven Schlüsse gezogen werden können.

Es ist dies wahrscheinlich dasselbe, was C. G. Jung „inkonstanter Zusammenhang durch Kontingenz“ und auch „Synchronizitäts-Phänomen“ nennt. Sagen wir kurz „$\Sigma$-Phänomene“. Sie mögen Anlaß geben zu Folgen mit „Signifikanzen“ (im Sinne der Statistiker), die weder Zufallsfolgen sind (denn eine Wahrscheinlichkeit existiert auch) noch gesetzmäßig (denn eine Gesetzmäßigkeit ist nicht reproduzierbar). Vom Standpunkt der auf Wahrscheinlichkeitsrechnung basierten Statistik (bzw. von deren Vertretern) bedeuten diese „spurious significances“ „überhaupt nichts“. D. h., dem traditionellen Naturwissenschaftler gehen sie „durch die Maschen seines Netzes“.[9]

So stelle ich mir den „Beginn des Lebens“ vor, wobei sich *mi*kroskopisch die $\Sigma$-Phänomene als „chemical patterns“ äußern könnten.[10]

Ich habe den Eindruck, daß die ESP-Leute (Rhine, Soal etc.) etwas Ähnliches beobachten.

Nun möchte ich Ihnen die Frage vorlegen nach den *Beziehungen* dieser Ideen zu denen Ihres Briefes.

Mir scheinen diese [Beziehungen] nämlich durchaus vorhanden! Die *Gödel* erinnert mich sehr an diese $\Sigma$-Phänomene, bei denen der Wahrscheinlichkeitsbegriff aufhört. Könnte es so sein, daß es sich nicht entscheiden läßt, ob diese Phänomene den Gesetzen des „Anorganischen“ *widersprechen* oder nicht?

Ihr anderes *Motiv:* das *Möbius* könnte etwas zu tun haben mit dem Verlauf der Lebensprozesse im Großen. Die $\Sigma$-Phänomene stelle ich mir nämlich immer nur als *Durchgangs-Stadium* vor, als temporär. Es tritt dann wieder irgendwo eine *kausale Fixation* ein, welche diese quasi überflüssig macht und den weiteren Verlauf festlegt. Diese Fixation stelle ich mir so vor, daß sie vom Standpunkt der gewöhnlichen physikalisch-chemischen Gesetze aus zwar stets „möglich“ sein muß, daß sie gemäß diesen Gesetzen jedoch mehr oder weniger unwahrscheinlich wäre.

Dann kommen wieder gelegentlich $\Sigma$-Phänomene anderer Art, etc. Im Großen gesehen, könnten also die $\Sigma$-Phänomene und die kausalen Phänomene wie die 2 Seiten eines Möbiusschen Bandes sein und eben als Ganzes das Leben ausmachen.

Wie reagieren Sie auf diese „Auslegung“ Ihres Briefes? Spricht es Sie an? Fällt Ihnen noch etwas dazu ein?

---

Inzwischen strömt weiter die Tinte zwischen mir und Heisenberg (der zur Zeit in Ascona ist) hin und her. Ich wundere mich, ob irgend etwas dabei herauskommen wird. Das muß die Zukunft lehren.

Inzwischen viele Grüße Stets Ihr W. Pauli

[1] Vgl. den Brief [2554]. Ein zweiter Brief vom 4. März liegt nicht vor.
[2] Siehe die Hinweise auf diese *Herren* in den Briefen [2530 und 2552].
[3] Jordan [1956].
[4] Siehe hierzu auch die Briefe *von* und *an* Born [2512 und 2548].

[5] Vgl. Rensch [1954].
[6] Pauli (1954b).
[7] Vgl. hierzu auch Band **IV**/3, S. 383.
[8] Siehe hierzu auch Paulis Bemerkungen über solche „seltenen oder gar einmaligen Ereignisse“ in seinem Aufsatz „Phänomen und physikalische Realität“ (vgl. Pauli [1961/84, S. 94 und 124]).
[9] Über dieses Gleichnis eines „Netzes“ des Naturwissenschaftlers spricht Pauli nochmals in seinem Brief [2667] an Huber.
[10] Solche „pattern of behaviour“ hatte auch C. G. Jung in seinem Buch *Wurzeln des Bewußtseins* [1954, S. 6] zur Umschreibung des Archetypenbegriffes herangezogen (vgl. Pauli [1961/84, S. 121 und 123]).

## [2556] Heisenberg an Pauli

Ascona, 5. März 1957

Lieber Pauli!

Hab' vielen Dank für Deinen ausführlichen Brief,[1] der mit seinen 12 Seiten ja einen imponierenden Schlußstein unserer Diskussion bildet. Wir sind jetzt über alles Wesentliche völlig einig und ich bin sehr froh darüber, daß Du den Grundgedanken: Addition von virtuellen Nullwellen zur Erzeugung der Konvergenz nicht für unvernünftig hältst.

An einer Stelle hast Du, glaube ich, einen Sachverhalt noch nicht völlig realisiert, und das dürfte der Grund für Deinen Pessimismus hinsichtlich der höheren Sektoren sein. Es handelt sich um die eventuell vorhandenen diskreten Eigenzustände des Sektors $N + 2\theta$. Ich möchte für das Folgende die Masse des $\theta$-Teilchens $\mu$, die Energie des N-Teilchens 0, die des A- bzw. B-Zustands im Sektor $N + \theta E_A$ nennen. Dann fangen die Streuzustände, die wir bisher diskutiert haben, bei der Energie $E = 2\mu$ an. Wenn man die Streuung eines $\theta$ an einem $N + \theta$ Wellenpaket in einer Lösung mit einfachem Pol beschreiben will, muß man eine einfallende A-Welle (richtiger: $A \times \theta$-Welle) addieren, um eine auslaufende B-Welle zu vermeiden. Das kann man auch umkehren: Wenn man mathematisch eine einlaufende $A \times \theta$-Welle fordert, muß man eine andere einlaufende Welle $(N + \theta) \times \theta$ addieren, um die auslaufende B-Welle zu vermeiden. Die diskreten Zustände sind nun dadurch charakterisiert, daß es für bestimmte Energien unnötig sein kann, eine einfallende Welle zu addieren. Wenn das für $E > 2\mu$ geschieht, wird das zwar keinen echten stationären Zustand, sondern nur einen radioaktiven Zustand geben, denn es gibt ja die auslaufenden Wellen, die dauernd einen Teil der „Norm“ abtransportieren.

Wenn es aber für $E < 2\mu$ geschieht {dort heißt die Bedingung dann nicht: „nur auslaufende $(N + \theta) \times \theta$“, sondern: „nur exponentiell abklingende $(N + \theta) \times \theta$“, aber in beiden Fällen auslaufende $A \times \theta$-Welle}, so gibt es einen echten diskreten stationären Zustand. Diese Zustände liegen, wenn sie vorhanden sind, alle im Gebiet

$$E_A + \mu < E < 2\mu.$$

Es sind also Zustände, bei denen die Anteile $(N + \theta) \times \theta$ exponentiell abklingen, aber $A \times \theta$ eine ein- und auslaufende Kugelwelle darstellt.

Diese Zustände, die wieder nur einen einfachen Pol an der kritischen Stelle haben, wären also radioaktiv, wenn die A-Welle Norm abtransportieren würde.

Da sie das nicht tut, sind sie exakt stationär. Für $E < E_A + \mu$ gibt es sicher keine stationären Zustände mit einfachem Pol mehr.

Nun sehe ich a priori gar keinen Grund, warum es im Gebiet $E_A + \mu < E < 2\mu$ solche richtig stationären Zustände nicht geben sollte. Freilich ist das sehr schwer auszurechnen, weil Deine Integralgleichung eben nicht leicht zu diskutieren ist. Im Sektor $2N + \theta$ müßte man's grundsätzlich auch diskutieren können, aber die Annahme, daß N und V unendlich schwer seien, bringt fast nur Erschwerungen; denn wenn man adiabatisch rechnen will, bemerkt man, daß es kritische Werte des Abstandes zwischen den beiden N-Teilchen gibt, an denen die Wurzeln von $\chi(\omega, R) = 0$ sich unstetig verändern; dort muß man dann, ähnlich wie im W. K. B.-Verfahren, Anschlußbedingungen konstruieren – dort kann man ja *nicht* mehr adiabatisch rechnen – und die Sache wird außerordentlich kompliziert. Jedenfalls hab' ich damit bisher nichts machen können. Trotzdem geht es mir damit so: Ich bin, so viel ich über diese Frage nachgedacht habe, immer wieder zu der Überzeugung gekommen, daß die Norm dieser diskreten stationären Zustände (mit einfachem Pol und ein- und auslaufender A-Welle) stets positiv sein muß. (Auch Null könnte sie nur in ganz singulären Fällen sein.)

Ich glaube immer noch, daß ein guter Mathematiker das beweisen können müßte, auch ohne die Zustände im einzelnen auszurechnen, aber meine eigene Kraft hat dazu nicht ausgereicht. Die beiden Beweise, die ich Dir früher schrieb (elektrisches Feld oder Funktionentheorie), machen es zwar sehr plausibel, aber unbezweifelbare Beweise sind es bisher nicht. Hättest Du, da Du vielleicht mehr ausgeruht bist als ich (mein Nervenzustand ist ja leider seit der Erkrankung im Herbst noch nicht völlig in Ordnung), die mathematische Kraft, das zu entscheiden?

Wenn man es nicht entscheiden kann, muß man die höheren Sektoren einstweilen ruhen lassen. Wenn man es im positiven Sinn entscheiden könnte, so würden, glaube ich, die höheren Sektoren keine unüberwindlichen Schwierigkeiten mehr machen. Aber ich bin mit meinen Kräften hier im Augenblick am Ende.

Die Paritätsfragen sind natürlich außerordentlich interessant, und ich führe darüber z. Z. eine lebhafte Korrespondenz mit Lüders und (hauptsächlich) Nishijima in Göttingen.[2] Bisher habe ich folgende Beziehung zu meinen eigenen Arbeiten bemerkt: In den Noten von Salam[3] und Yang + Lee[4] wird die Invarianz der Wechselwirkungen gegen die Transformation

$$\psi \to \gamma_5 \psi; \quad \psi^+ \to -\psi^+ \gamma_5$$

studiert, wobei $\psi$ die Neutrinowellenfunktion ist. Nishijima versucht, durch ähnliche Invarianzforderungen für die anderen Leptonen die Auswahlregeln der Leptonen herzuleiten. Nun kann man leicht sehen, daß meine alte Gleichung[5]

$$\gamma_\nu \frac{\partial \psi}{\partial x_\nu} + l^2 \psi^+ (\psi^+ \psi) = 0,$$

im Gegensatz zur Diracgleichung mit endlicher Masse, invariant gegen diese Transformation ist. Ich habe also den Verdacht, daß doch auch die leichten

Teilchen in einer solchen Gleichung stecken können. Aber greifbare Resultate haben wir noch nicht. Der Zusammenhang zwischen der P und C-Symmetrie ist natürlich auch in meinen alten Rechnungen zur Coulombkraft zu sehen, es wird also wohl P C erhalten bleiben.

Zum 15. wollte ich über Zürich nach München fahren. Hättest Du am 15. oder 16. in Zürich etwas Zeit zum Besprechen? Ich würde mich sehr freuen.

Viele herzliche Grüße! Dein W. Heisenberg

[1] Vgl. den Brief [2553] und Paulis kritische Bemerkungen (im Brief [2597]) über die von Nishijima verwendete spezielle Transformation $U = e^{i\alpha\gamma}5$.
[2] Vgl. Nishijima (1957c). – Der japanische Physiker aus Osaka Kazuhiko Nishijima arbeitete damals am Göttinger *Max-Planck-Institut für Physik*.
[3] Salam (1957a).
[4] Lee und Yang (1957a).
[5] Vgl. Heisenberg (1953e, 1954a).

## [2557] Pauli an Born

Zürich, 6. März 1957
[Postkarte]

*Kurze Buchbesprechung:*[1]

Wo Busch uns gab Erheitertes
Bringt Jordan nur Gescheitertes.

Mit herzlichen Grüßen Ihr W. Pauli

[1] Den gleichen Spruch hatte Pauli auch schon Fierz (im Brief [2555]) mitgeteilt.

## [2558] Pauli an Heisenberg

Zürich, 6. März 1957

Lieber Heisenberg!

Dank für Deinen Brief vom 5.[1]

Ich freue mich sehr, Dich am 15. oder 16. in Zürich zu sehen.[2] Kommt Deine Frau mit? Wir könnten auch zu viert irgendwo essen. Nur gib, bitte, rechtzeitig Nachricht.

Mich interessiert noch *eine* Hauptfrage: warum schadet die Aufspaltung der Doppelwurzel in einfache (in endlichen Entfernungen) *nicht* bei der Berechnung der Coulomb-Kräfte? Insbesondere: was ist der Grund, daß *bei Dir* die Kräftepotentiale immer *reell* herauskommen? (Vielleicht kannst Du darüber noch kurz etwas schreiben.)

Bei den diskreten Eigenzuständen des Sektors $N + 2\theta$ handelt es sich *nicht nur* um den Fall $E < 2\mu$, sondern *auch* um den Fall *komplexer Wurzeln* für

die Energie. Källén hat diese Frage *nicht* entscheiden können (trotz starker Bemühungen), und da er mathematisch sehr geschickt ist, mute ich es mir selber auch nicht zu, da weiterzukommen. Aber ich halte es nicht für sehr wichtig.

Die PC oder T-Invarianz ist nicht *dasselbe* Problem wie das der Invarianz $\psi \to \gamma_5 \psi$.

Also auf Wiedersehen und viele Grüße. Hoffentlich erholst Du Dich noch gut! Stets Dein W. Pauli

[Zusatz am oberen Briefrand:] Privattelefon 24 99 48 (funktioniert gut zwischen 1/2 10 und 11 morgens).

[1] Vgl. den Brief [2556].

[2] Mit dieser Begegnung in Zürich war nach Heisenbergs Aussage in *Der Teil und das Ganze* [1969, S. 264], „die ‚Schlacht von Ascona', wie wir später im Scherz unsere brieflichen Diskussionen nannten, zum Abschluß gekommen", so daß „Pauli am Schluß nur ‚langweilige Einigkeit' feststellte."

## [2559] Pauli an Touschek

Zürich, 7. März 1957

Lieber Herr Touschek!

Mit Hilfe Ihrer neuen Gebrauchsanweisung habe ich nun Ihre Arbeit[1] gelesen und, glaube ich, auch gut verstanden. {In der Formel von Gleichung (28) scheint mir ein Schreibfehler.}

Die Mathematik ist ganz richtig, aber die Physik ist noch nicht gut. Es scheint außer der Erhaltung der „Leptonladung", Gleichung (5), (6) und der zugehörigen Eichgruppe (1), (2), noch ein zweites Prinzip beim Neutrino zu gelten, das bei Salam,[2] Yang-Lee,[3] Landau[4] als Zweikomponententheorie erscheint.

Herr *Fierz* hat mir gezeigt,[5] daß dieses zweite Prinzip ebensogut als die alte Majorana-Realitätsbedingung geschrieben werden kann.[6] Zuerst schien mir das ein großer Unsinn, da ja bei Majorana Teilchen und Antiteilchen identisch sind, während sie in der 2-Komponententheorie verschieden sind. Im *Sonderfall Masse 0* kann man jedoch auch in der Majoranatheorie den Pseudovektor benützen, um *doch wiederum* Teilchen und Antiteilchen zu definieren. *So bin ich Fierz gegenüber* zuerst mit meiner Kritik *schwer hereingefallen* und mußte ihm dann alles zugeben.

$$I = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}, \qquad \gamma_4 = \begin{pmatrix} 0 & I \\ I & 0 \end{pmatrix}.$$

In der Darstellung, wo $\gamma_5 = \begin{pmatrix} I & 0 \\ 0 & -I \end{pmatrix}$ diagonal ist, spaltet nämlich Ihr 4-komponentiger Spinor $\nu$ im Majoranafall in folgender Weise in zwei zweikomponentige. Sei $\psi_\nu$ ein 2-komponentiger Spinor, * = konjugiert-komplex, bei q-Zahlen wie $\psi_\nu$ hermitesch konjugiert, $\omega \equiv \begin{pmatrix} 0 & -1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}$, so bilden wir den 4-komponentigen Spinor

$$\nu = \begin{pmatrix} \psi_\nu \\ \omega \psi_\nu^* \end{pmatrix}, \tag{1}$$

der einer *Realitätsbedingung* genügt. Diese ist gerade die *Majoranasche*, denn wenn C die mit dem Vektor (nicht mit dem Pseudovektor) gebildete Ladungskonjugation ist, so besagt (1), daß $\nu^C = \pm\nu$.

Natürlich ist

$$\frac{1}{2}(1+\gamma_5)\nu = \begin{pmatrix} \psi_\nu \\ 0 \end{pmatrix}$$

der 2-komponentige Spinor.

{N. B. Natürlich hätte man auch definieren können $\nu = \begin{pmatrix} \omega\psi_\nu^* \\ \psi_\nu \end{pmatrix}$, mit dem 2-komponentigen Spinor $\frac{1}{2}(1-\gamma_5)\nu = \begin{pmatrix} 0 \\ \psi_\nu \end{pmatrix}$.} Wenn wir nun die „*Majorana-Darstellung*“ verwenden, (Ihre Arbeit, p. 6 oben),[7] wo $\gamma_i^* = \gamma_i$, $\gamma_4^* = -\gamma_4$, $\gamma_5^* = -\gamma_5$, so erhält man (nach Fierz) eine der Lee-Yang-Salam-Landauschen Theorie völlig *äquivalente* Formulierung, wenn man (in dieser Darstellung) fordert

$$\nu^* = \nu. \qquad (1)_{\text{Majorana}}$$

Das besagt genau dasselbe wie (1) oben in der anderen Darstellung. Es ist natürlich $\bar\nu = \nu^*\ \gamma_4 = \nu\gamma_4$, und *Ihr Neutrino(pseudo-)strom (5) oder (10) bleibt schon richtig.*

Unabhängig von der gewählten Darstellung gibt es in dieser Majorana~Zweikomponententheorie (q-Zahlform) Skalar, Pseudoskalar und Pseudovektor. (Vektor und schiefsymmetrischer Tensor verschwinden *identisch*. Letzteres bedeutet u. a., daß man *keine* „Neutrinotheorie des Lichtes“ machen kann.)

Es ist nun interessant, wie sich von diesem Majorana-Standpunkt aus (der sich mir gut in Ihr Schema einzufügen scheint) die Paritätsfrage darstellt. Was man in der Majoranatheorie „Raumspiegelung“ nennt ($\boldsymbol{x}' = -\boldsymbol{x}$) (bzw. immer genannt hat), das kehrt schon von selber das Vorzeichen des Neutrinostroms

$$\bar\nu\gamma_\mu\gamma_5\nu = \nu\gamma_4\gamma_\mu\gamma_5\nu = \text{Pseudovektor}^*$$

um, wird also, *beim Neutrino*, von Yang-Lee-Oehme[8] mit CP bezeichnet.

Erst die Wechselwirkung bestimmt, was dabei mit den übrigen Teilchen geschehen soll, und beim $\mu$-Mesonzerfall hat man – wie Sie richtig bemerken, in der Tat für die Wechselwirkung (bei $\Delta n = 0$) 2 Möglichkeiten

$$\bar\psi_e + \psi_e^+\gamma_4$$

(ich betrachte *nur* $\Delta n = 0$)[9] welche Ihre Invarianzforderung {(1), (2) Ihrer Arbeit} erfüllen.** Diese geben zusammengefaßt

$$[C(\bar\psi_e\gamma_\mu\psi_\mu) + C'(\bar\psi_e\gamma_\mu\gamma_5\psi_\mu)](\nu\gamma_4\gamma_\mu\gamma_5\nu) + \text{hermitesch konjugiert.}^{10} \qquad (2)$$

Sowohl $C = 0$ als auch $C' = 0$ geben Paritätserhaltung *im gewöhnlichen Sinn*, wenn man $\psi_e$ und $\psi_\mu$ bei Raumspiegelungen geeignet transformiert (im zweiten Fall durch ein Vorzeichen verschieden). Beim Neutrino ist dann der „gewöhnliche Sinn“ der Majoranasche, wie oben dargelegt.

Paritätsverletzung ist dann vorhanden, wenn $C$ und $C'$ beide von Null verschieden sind.

Sie haben recht, daß diese durch die zugrunde gelegten Annahmen nicht erzwungen ist (wenn auch Paritätserhaltung ein besonderer Spezialfall wäre).

Soviel ich sehe, ist aber *Ihr Strom-Ausdruck Gleichung (5) für* $J_\mu$ *in toto bereits eine paritätsverletzende Größe,**** *indem der zu Elektron und* $\mu$*-Meson gehörende Teil von* $J_\mu$ *sich bei* $\boldsymbol{x}' = -\boldsymbol{x}$ *wie ein gewöhnlicher Vektor, der Neutrinoteil wie ein Pseudovektor transformiert. Ich würde daher eine Theorie, in der* $J_\mu$ *als physikalische Größe fungiert, schon an und für sich als paritätsverletzend bezeichnen.*

Es interessiert mich, was Sie zu dem unterstrichenen Satz meinen. Was würde es nützen, wenn die Wechselwirkung paritätserhaltend wäre, wenn es andere physikalische Größen doch *nicht* sind? (Sie können dem nur entgehen, wenn Sie die $n$'s für Elektron und $\mu$-Meson 0 setzen, so daß diese gar keinen Beitrag zu $J_\mu$ beisteuern. Doch dies scheint mir künstlich.)[11]

Dagegen fügt sich die Forderung der „CP-Invarianz" – im Sinne von Yang-Lee-Oehme – *auf* $\mu_-$ *und* $e_-$ *ausgedehnt*, leicht in dieses Schema ein: sie gibt die Zusatzbedingung $C'/C$ {in Gleichung (2), p. 3} *reell*.

Der Totalstrom $J_\mu$ transformiert sich bei CP richtig als Pseudovektor (da beim Neutrino das in der Majorana-Darstellung von selbst so ist).

*Ganz einverstanden bin ich mit den Bemerkungen über* $\xi = 1$ *und Ihren zugehörigen Schlußfolgerungen in Ihrem Brief vom 4. März.*[12]

Viele Grüße Ihr W. Pauli

[Zusatz am oberen Briefrand:] Ich schlage vor, im Abstract am Anfang Ihrer Arbeit die Worte „essentially different from" zu ersetzen durch „more general than". Denn die zitierten Theorien sind ein Spezialfall der Ihren.

[1] Vgl. Touschek (1957b). Diese Arbeit erschien erst im Mai-Heft von *Il Nuovo Cimento*. Offenbar hatte Pauli zunächst ein Manuskript (oder Druckfahnen) von Touschek erhalten. Am Ende der Arbeit dankte Touschek „to Prof. Pauli for a stimulating exchange of correspondence".
[2] Salam (1957a).
[3] Lee und Yang (1957a).
[4] Landau (1957).
[5] Vgl. die Briefe [2494, 2497, 2501 und 2502].
[6] Zusatz von Pauli: „Verträglich mit Ihrer Gruppe!"
[7] Touschek (1957b).
* Dieser Pseudovektor ist in der q-Zahltheorie schon *von selbst*, ganz richtig, ein *Kommutator*.
[8] Vgl. Lee, Oehme und Yang (1957).
[9] An dieser Stelle hat Pauli eine Streichung von zwei Formeln vorgenommen.
** Diese ist *nicht* erfüllt für $\nu\gamma_4\nu$ und $\nu\gamma_4\gamma_5\nu$.
[10] Pauli verwendete die Abkürzung: „h. c. = hermitesch konjugiert".
*** Hier habe ich angenommen, daß die $n_i$ *nicht* für Elektron und $\mu$-Meson *beide Null* sind.
[11] Zusatz von Pauli: „Übrigens passiert dann doch etwas beim $\pi$-Meson!"
[12] Dieser Brief ist nicht erhalten.

## [2560] Heisenberg an Pauli

Ascona, 7. März 1957

Lieber Pauli!

Zu den Fragen Deines gestrigen Briefs[1] kann ich nur zwei kurze Bemerkungen schreiben:

1. Komplexe Eigenwerte des Systems $N + 2\theta$ mag es zwar geben; aber es scheint mir unmöglich, daß es komplexe Eigenwerte gibt, bei denen die zugehörigen Eigenfunktionen meine Randbedingung: „*einfacher* Pol an der kritischen Stelle“ erfüllen. Denn für einen komplexen Eigenwert liegt die kritische Stelle gar nicht auf der reellen k-Achse, man hat also gar keine $\delta$-Funktion zur freien Wahl, die den Übergang vom Doppelpol zum Einfachpol erwirken könnte. Die Eigenfunktionen mit komplexem Energiewert haben daher, wenn es sie überhaupt gibt, einen Doppelpol an der kritischen Stelle und werden daher (das müßte man allerdings noch streng beweisen) nicht angeregt werden in einem Streuprozeß des Sektors $N + 3\theta$, wenn in diesem Sektor wieder die Randbedingung: einfacher Pol gefordert wird. Mathematisch könnte man das folgendermaßen skizzieren: Im Sektor $N + 3\theta$ gibt es zur Charakterisierung eines Zustands die zwei Funktionen $\psi(k_1 k_2)$ und $\psi(k_1 k_2 k_3)$. Eliminiert man die letztere, so erhält man eine Integralgleichung für $\psi(k_1 k_2)$, die etwa folgende Form hat

$$\begin{aligned}&\psi(k_1 k_2)\chi(E - \omega_1 - \omega_2)\\ &= \int K(k_1, k_1')dk_1'\psi(k_1', k_2) + \int K(k_2, k_2')dk_2'\psi(k_1, k_2') \qquad (1)\\ &\qquad\qquad + \text{inhomogene Gleichung.}\end{aligned}$$

Dann setzt man wieder an ($\omega_0$ sei die Energie des A und B Zustands)

$$\psi(k_1 k_2) = a(k_1 k_2)\delta(E - \omega_1 - \omega_2 - \omega_0) + \varphi(k_1 k_2) \qquad (2)$$

und richtet $a(k_1 k_2)$ so ein, daß die rechte Seite von (1) verschwindet auf der kritischen „Schale“

$$E - \omega_1 - \omega_2 - \omega_0 = 0.$$

Für $\varphi(k_1 k_2)$ erhält man dann eine neue Integralgleichung, die schon von selbst dafür sorgt, daß $\varphi(k_1 k_2)$ nur den einfachen Pol

$$\frac{1}{E - \omega_1 - \omega_2 - \omega_0}$$

erhält. Diese *modifizierte* Integralgleichung wird zwar Pole von $\varphi(k_1 k_2)$ auch an all den Stellen bewirken, an denen diskrete Energiewerte der *modifizierten* Integralgleichung des Sektors $N + 2\theta$ liegen; aber die eventuell auch noch vorhandenen diskreten Energiewerte der ursprünglichen Integralgleichung des Sektors $N + 2\theta$ (mit Doppelpollösungen) werden hier keine Rolle spielen. Es kommt mir also nur auf die Energiewerte mit Einfachpol an; deren Energien sind *sicher reell* und ich bin auch überzeugt, daß ihre Norm positiv ist.

2. Bei den Potentialen von Kräften zwischen Elementarteilchen möchte ich zwei Fälle unterscheiden: Kräfte kleiner Reichweite (d. h. Reichweite $\approx$ universeller Länge) und Kräfte langer Reichweite. Für die ersteren ist meines Erachtens der Potentialbegriff überhaupt sinnlos, da man sicher nicht adiabatisch rechnen darf (das Lee-Modell ist an dieser Stelle *ganz unphysikalisch*, die komplexen Potentiale gibt es in Wirklichkeit gar nicht). Bei den Kräften langer Reichweite aber sind die Potentiale wieder anständig, d. h. reell, weil für Abstände, die groß gegen die universelle Länge sind, die Randbedingung „einfacher Pol" wirksam wird und die Einflüsse des B-Zustandes und damit der indefiniten Metrik unterdrückt.

Hab' noch vielen Dank dafür, daß Du Dich um einen Mediziner für meine Virus-Erkrankung bemühen willst.[2] Vielleicht wissen hier die Züricher mehr als unsere Göttinger Mediziner.

Viele Grüße Dein W. Heisenberg

[1] Vgl. den Brief [2558].

[2] Pauli hatte Heisenberg versprochen, sich in Zürich nach einem geeigneten Arzt umzusehen (vgl. den Brief [2562]). Wegen dieser Erkrankung war Heisenberg am 15./16. März 1957 während der Heimreise von Ascona nach Zürich gekommen (vgl. die Briefe [2562 und 2590]). Die Untersuchung wurde schließlich durch den Züricher Ordinarius für innere Medizin Karl Wilhelm Löffler durchgeführt.

## [2561] Pauli an Fierz

Zürich, 8. März 1957

Lieber Herr Fierz!

Dank für Ihren Brief,[1] denken Sie nur gut nach, wenn Sie über das große Wasser fahren. (Wird Ihnen hoffentlich bezahlt.)*

Ich selbst habe mich nicht entschließen können, die Einladung nach Rochester anzunehmen, zumal ich ja letztes Jahr dort war.[2] Es wird ein Mass-meeting, Peierls, Salam, Källén z. B. werden Sie auch dort sehen.[3] Es gibt neue Experimente von Gorter (und Mitarbeitern) über $^{58}$Co-Positron-Emission bei gerichteten Kernspins.[4] Es stimmt ganz gut mit der 2-Komponenten-Theorie. Dann gibt es ein Experiment von Frauenfelder über Elektron-Polarisation beim $\beta$-Zerfall.[5] (Ist erst qualitativ.)

Theorie: ich erhielt eine Arbeit von Touschek (Rom),[6] worin er in der Majorana-Darstellung ($\gamma_k$ reell, $\gamma_4$ rein imaginär) die Erhaltung der Lepton-Ladung diskutiert und im Stromausdruck beim Neutrino richtig den Pseudovektor dazu anschreibt. Da er aber nicht wußte, wie sich seine Formeln zur Zweikomponenten-Theorie verhalten (was ihm Schmerzen bereitete), habe ich ihn aufgeklärt, da gäbe es den Fierz, dem ich bereits schwer hereingefallen sei, und diesem zufolge müsse man da nur noch Hermitezität seines Spinors *dazu* verlangen und den Manen Majoranas hierzu noch ein Dankopfer darbringen.

Nun scheint es mir, nach dieser und ähnlichen Erfahrungen (Salam), Sie sollten das mit der Isomorphie der Majoranatheorie bei Masse 0 mit der Zweikomponententheorie doch irgendwo publizieren (z. B. in Rochester),[7] da

hierüber allgemeine Verwirrung herrscht (die Sie bisher nur bei mir zum Verschwinden gebracht haben) und da Bemerkungen hierüber im paper von Yang-Lee[8] an dieser Verwirrung nicht ganz unschuldig sind.

Ich fahre nach England (London, Edinburgh, Birmingham) mit sorgfältiger Umgehung von Bristol[9] (bin auch etwas früher in England als dieser Kongreß) und will nachher noch nach Kopenhagen.

Nun, genießen Sie Herrn Bohm und seine Mosquito-Parameter (wenn man sie fangen will, vermehren sie sich).[10] Doch soviel ich weiß, wird auch Pascual Jordan dort sein und Ihr Anblick dürfte bereits genügen, um ihn stottern zu machen!

Und wenn Sie zurückkommen, können Sie mir von Rochester erzählen (z. B. in Brunnen).[11] Viele Grüße Ihr W. Pauli

[Zusatz am oberen Briefrand:] Vom Baron[12] hatte ich gehört, er hätte einen Ruf als *Philosophie*professor nach München, Nachfolge von Aloys Wenzl und einen anderen, ähnlichen, nach Hamburg.[13] Daß letzterer *theo*logisch war, wußte ich nicht! Nun wird er mehr Theologie in die Logik als Logik in die Theologie tragen mit kreisendem Gestalten-Kreise![14]

[1] Dieser Brief ist nicht erhalten. Offenbar hatte Fierz darin mitgeteilt, daß er im April an der 7. Rochester-Konferenz teilnehmen wollte.

[*] Zugleich mit Ihrem Brief kam eine Arbeit von Delbrück über lichtempfindliche Pilze. {Vgl. Delbrück und Reichardt (1956).}

[2] Siehe hierzu auch Paulis Erklärung in seinem Schreiben [2511] an Yang.

[3] Vgl. hierzu den Kommentar zum Brief [2600].

[4] Vgl. Postma et al. (1957).

[5] Weil beim $\beta$-Zerfall zwischen Elektron- und Neutrino-Emissionsrichtungen eine Korrelation besteht, sollte nach der Zweikomponenten-Theorie von Lee und Yang auch der Spin der emittierten Elektronen in die Bewegungsrichtung zeigen. Eine erste *very preliminary* Mitteilung eines solchen von Frauenfelder, Bobone et al. (1957) mit $^{60}$Co-Kernen durchgeführten Experimentes, welches diese Vorhersage bestätigte, war bereits am 4. März bei der Redaktion des *Physical Review* eingegangen. Im Mai folgte eine weitere Mitteilung von Frauenfelder, Hanson et al. (1957a), die mit einer verbesserten Methode erhalten worden war. Vgl. hierzu den Kommentar zum Brief [2580] und auch Frauenfelders Vortrag (1957b) während der *Rehovoth Conference* in Israel.

[6] Touschek (1957b).

[7] Fierz hat, wie er selber erklärte, seine eigenen Überlegungen zu dieser Frage nicht publiziert.

[8] Vgl. Lee und Yang (1957a).

[9] In Bristol tagte vom 1.–4. April 1957 ein von der *Colston Research Society* organisierter Philosophenkongreß, den Pauli gerne umgehen wollte, weil dort „Herr Bohm auch eingeladen" war (vgl. Band **IV**/3, S. 634).

[10] Fierz besuchte diesen Kongreß und hielt einen Vortrag über die orthodoxe Interpretation der Quantentheorie und ihre Kritiker. Auf den Pauli gewidmeten Sonderdruck (1957a) schrieb er: „Geht auch Fierz unter die Philosophen? Gleich Saul unter die Propheten?" Die Bohmschen Ideen wurden insbesondere von seinem französischen Schüler Jean-Pierre Vigier weiterentwickelt (vgl. hierzu die von Stanley Jeffers et al. herausgegebene Sammlung von Vigiers Aufsätzen [2000]).

[11] In Brunnen fand am 4. und 5. Mai 1957 die Frühjahrstagung der *Schweizerischen Physikalischen Gesellschaft* statt, als deren scheidender Präsident Pauli amtierte.

[12] Pauli bezeichnete Carl Friedrich von Weizsäcker gerne nur mit dessen Titel als „Baron".

[13] Carl-Friedrich von Weizsäcker, der bis dahin am Göttinger *Max-Planck-Institut für Physik* gewirkt hatte, nahm zum Sommersemester 1957 die Berufung an das *Philosophische Seminar* der Universität Hamburg an (vgl. Wein [1988, S. 452ff.]). – Aloys Wenzl (geb. 1887), ein Schüler

des Psychovitalisten Erich Becher (1882–1929) und seit 1946 Professor für Philosophie an der Universität München, hatte die Ergebnisse der modernen Naturwissenschaft unter ontologischer und metaphysischer Sicht zu einer Naturphilosophie zusammenzubinden versucht. Verschiedene seiner Schriften [1936] waren durch von Weizsäcker kritisch besprochen worden.

[14] Diese Anspielung bezieht sich auf den Briefwechsel, den Pauli im vorhergehenden Jahre mit von Weizsäcker über *zirkuläre Komplementarität* geführt hatte (vgl. Band **IV**/3, S. 318, 338, 649 und 665).

## [2562] Pauli an Heisenberg

Zürich, 8. März 1957

Lieber Heisenberg!

Ich habe mich wegen Deines Arztes bei Prof. Grumbach erkundigt (der am Hygiene-Institut Serum-Untersuchungen macht).[1]

Er empfahl Prof. Wilhelm Löffler, Direktor der medizinischen Universitätsklinik, Zürichbergstraße 44. (Man muß aber vorher feststellen, ob er nicht gerade verreist ist.)

Über Dr. Rohr meinte Grumbach, er sei ein Blutspezialist und nicht speziell kompetent für Deinen Fall.

Viele Grüße und gute Besserung Stets Dein W. Pauli

[1] Siehe hierzu die Bemerkung am Ende von Heisenbergs Brief [2560].

## [2563] Bender an Pauli

Freiburg i. Br., 8. März 1957
[Maschinenschrift][1]

Sehr geehrter Herr Professor Pauli!

Ich danke Ihnen sehr für Ihre Briefe vom 23. und vom 26. Februar[2] mit dem Anhang, in dem Sie die Stellungnahme der von Ihnen konsultierten Fachleute zusammenfassen. Ich habe Ihre zur Sache gehörenden Ausführungen an Herrn Tornier weitergeleitet, der sicher in den nächsten Tagen Stellung nehmen wird. Für Ihre so eingehende Beschäftigung mit dem Tornierschen Artikel bin ich Ihnen sehr dankbar. Mit meinem bescheidenen mathematischen Rüstzeug habe ich natürlich Schwierigkeiten, in die Einzelheiten der Problematik einzudringen, doch glaube ich besonders nach Ihren erhellenden Ausführungen das Grundsätzliche einigermaßen verstanden zu haben. Ich komme mir vor wie ein Makler, der mit einem hochexplosiven Sprengstoff handelt, von dessen Zusammensetzung er nur wenig weiß. Von zentraler Bedeutung für mich ist Ihre Bemerkung, daß die kontroversen Fragen über den Wahrscheinlichkeitsbegriff nichts mit dessen Anwendungen zu tun haben. Eine strenge Widerlegung der Auffassung von Professor Tornier, daß die Denkbarkeit des „unartigen“ Zufalls nicht ausgeschlossen werden kann, aus Argumenten der Wahrscheinlichkeitsrechnung heraus, ist natürlich für unsere Forschung von besonderer Wichtigkeit. Wenn

Torniers Zersetzung des Signifikanzbegriffes zu Recht besteht, würde nicht nur die statistische ESP-Forschung erschüttert, sondern überhaupt die Anwendung der Statistik im gesamten psychologischen Bereich.

Ich habe Herrn Tornier nachdrücklich auf Soal und Bridgmans Buch[3] hingewiesen und auch ausreichende Übersetzungen zur Verfügung gestellt. Ich hoffe sehr, daß er in dem noch ausstehenden Schluß seiner Arbeit genügend darauf eingeht und sich vor allem dazu äußert, daß bei individuellen Versuchspersonen (begabte Medien wie Shackleton und Mrs. Stewart)[4] eine Wiederholbarkeit auf längere Zeit vorliegt und Variationen der Versuchsbedingungen regelmäßige Veränderungen der Ergebnisse nach sich ziehen.

Die Feststellung Torniers, daß die Signifikanz ihre Brauchbarkeit nicht aus der Wahrscheinlichkeitsrechnung herleitet, sondern nur aus einer von der Wahrscheinlichkeitsrechnung gänzlich unabhängigen Annahme über das reale Geschehen bei gewissen Dauerprozessen, dürfte, auch wenn sie durch Gegenargumente gemildert werden kann, dann doch noch nahelegen, daß neben den statistischen Ergebnissen der gesamte Bereich der qualitativ erfaßbaren medialen Leistungen und der spontanen Phänomene als Interpretationshintergrund von Bedeutung ist. Es besteht ja gegenwärtig die Tendenz in der Parapsychologie (vgl. z. B. das Buch von Amadou),[5] die qualitative Erfahrung, den wohl beachteten individuellen Einzelfall gegenüber der Statistik gänzlich zu vernachlässigen. Ich habe über diese Frage neulich mit dem Heidelberger Physiologen Professor Schaefer[6] diskutiert, der die Signifikanz der guten Ergebnisse von Rhine und vor allem von Soal anerkennt, aber den Schluß, daß sie die unter Psi zusammengefaßten Fähigkeiten beweisen, nicht als zwingend wahrhaben will. Er scheint sich dabei an der mangelnden Voraussagbarkeit der ESP-Ergebnisse zu stoßen. Von dem realen Hintergrund der spontanen Phänomene etc. will er allerdings gar nichts wissen.

Darf ich nach Vorliegen der Antwort von Professor Tornier noch auf einige Punkte Ihres Briefes – als Fragender – eingehen? Es ist für mich natürlich überaus wichtig, mir ein Bild zu machen, was ich der Parapsychologie durch meine Maklertätigkeit bei der Offenlegung der Wahrscheinlichkeitsprobleme zumute.

Zur Frage der Publikation: Die Arbeit von Herrn Tornier war nicht für die Zeitschrift „Grenzgebiete der Psychologie“ (bei Francke/Bern) bestimmt, sondern für ein geplantes Beiheft „Stimmen zur Parapsychologie“, das Stellungnahmen von Wissenschaftlern mehrerer Disziplinen zusammenfassen sollte.[7] Ihre Anregung in Ihrem letzten Brief läßt mich nun die Veröffentlichung eines ganz den Problemen der Wahrscheinlichkeitstheorie und der Statistik von ESP gewidmeten Einzelbandes erwägen, der Stellungnahmen verschiedener Autoren vereinigen würde.[8] Ich würde dann versuchen, Beiträge der von Ihnen genannten Autoren[9] (H. Jeffreys, Sir Ronald Fisher, Prof. W. Feller, Soal) zu erwägen, und dann würde – Ihren Vorschlägen entsprechend – der mir sehr wertvollen Stellungnahme von Ihnen selbst nichts mehr entgegenstehen. Großen Wert würde ich darauf legen, daß auch ein angewandter Statistiker, der mit psychologischer Statistik vertraut ist, zu Worte kommt. Vielleicht dürfte ich von Ihnen Hinweise erbitten, wer dafür in Frage kommt.

Wäre wohl ein Beitrag von Professor van der Waerden und Professor Richter[10] (der mir persönlich bekannt ist) zu erwarten? Ein solcher Sonderband müßte wohl den Originalartikel von Bridgman, vielleicht auch die Angriffe von Spencer Brown[11] enthalten. Ich teile ganz Ihre Ansicht, daß die gegen die ESP-Forschung eingebrachten Einwände ins Offene gebracht werden müssen. Ihre Überzeugung, daß die kontroversen Fragen die Anwendung, sei es auf ESP, sei es sonst, nicht berühren, gibt mir Mut zu dieser Unternehmung, denn ich habe natürlich wenig Neigung, mit dem Sprengstoff, den ich vermittle, die Basis unserer Forschung zu demolieren.

Es ist mir ein Bedürfnis, Ihnen nochmals aufrichtig für Ihre intensive Beschäftigung mit den für die Parapsychologie so zentral wichtigen Problemen zu danken.

Mit freundlichem Gruß Ihr sehr ergebener Hans Bender

[1] Informationen zur Kommentierung dieses Briefwechsels mit Hans Bender und Erhard Tornier wurden mir von Eberhard Bauer aus dem Freiburger *Institut für Grenzgebiete der Psychologie und Psychohygiene e. V.* zur Verfügung gestellt.
[2] Nur der letztere [2538] dieser beiden Briefe ist erhalten.
[3] Vgl. Bridgman [1957]. Siehe hierzu auch Benders Bemerkung im vorangehenden Brief [2538].
[4] Basil Shackleton und Mrs. Gloria Stewart waren die beiden *Medien*, die der Londoner Mathematiker und Parapsychologe Samuel George Soal und Frederick Bateman ihrer 1954 veröffentlichten Studie über *Modern experiments in telepathy* zugrunde gelegt hatten.
[5] Der französische Literaturwissenschaftler Robert Amadou (geb. 1924) gehörte zu den frühen Vertretern der Parapsychologie. 1954 erschien sein hier von Bender erwähntes Buch *La parapsychologie* und 1957 veröffentlichte er eine Auswahl aus seinen Schriften unter dem Titel *Les grandes médiums*.
[6] Hans Schaefer (1906–2000) gehörte damals zu den wenigen Physiologen, die eine physikalische Begründung der parapsychologischen Erscheinungen nicht völlig ausschließen wollten {vgl. Schaefer (1952)}.
[7] Siehe hierzu auch Band **IV**/3, S. 760. Eine solche Sammlung von Beiträgen, die unter dem Titel *Stimmen zur Parapsychologie* erscheinen sollte, ist nach Auskunft von E. Bauer nicht mehr zustande gekommen.
[8] Ein Heft der *Zeitschrift für Parapsychologie und Grenzgebiete der Psychologie* mit dem Editorial „Zum Problem der statistischen Methode in der Parapsychologie“ und Beiträgen von Bender, Tornier (1959), Heisenberg (1959) u. a. ist erst nach Paulis Tode erschienen.
[9] Diese Personen hatte Pauli in seinem vorhergehenden Brief [2538] als kompetente Fachleute empfohlen, die als Verfasser eines Beitrags für das geplante Heft in Frage kämen.
[10] Wahrscheinlich meinte Bender den zeitweilig in Lörrach ansässigen und 1955 nach München berufenen Mathematiker Hans Richter (geb. 1912), der sich u. a. auch mit den Grundlagen der Wahrscheinlichkeitstheorie befaßte.
[11] Vgl. Bridgman (1956) und Brown (1953). Vgl. auch Paulis Bemerkungen im Band **IV**/2, S. 498f.

## [2564] Pauli an Salam

Zürich, 11. März 1957[1]

Dear Salam!

Many thanks for your letter.[2] I am so glad that I shall *not* miss you (I did not expect, that you will leave for Rochester *so early*).

First the *practical* things.

1. Could your Institute reserve for me a *single* room (Mrs. Pauli will *not* accompany me this time) in the *Rembrandt-Hotel* (it was warmly recommended to me and is near the Imperial College) for Sunday, *March 24th*. I like to have the Hotel-room for *2* nights.

2. Could you make a reservation for me for some sleeper to Edinburgh, leaving London March 26th evening and arriving in Edinburgh *not earlier* than 8 A. M. (The best would be some time between 8 and 10 A. M.)

This is a strict subsidiary condition. Otherwise I would make other arrangements.

I would reserve the Sunday evening to see some friends without disturbing any physicists on Sunday, but would show up on Monday morning, let us say around 10 A. M. (one could also phone to me or fetch me on Monday morning).

---

Now the *scientific* part: I am ready to give some introductory talk for some discussions, which means for a kind of a *seminar*. Let us call it „Remarks on weak interaction and parity". It may last some time between 30 and 45 minutes.[3]

If we have time in the whole something between 1 1/2 and 2 hours, I think, it would be good. Perhaps Monday afternoon is fine, but also the morning from about $10^{15}$ on, would be good. I don't have anything really important to say, but I have some remarks and I like to discuss things.

I was very much *startled* on the title „Universal Fermi-interaction" of your paper (I have *not* seen it yet, perhaps I shall find it tomorrow in the Institute).[4] For quite a while I have for myself the rule: „if a theoretician says ‚universal', it just means ‚pure nonsense'. This holds particularly in connection with Fermi-interaction, but otherwise too." And now you, my son Brutus, come, too with this word ...? But with or without ‚Universal', I wonder, how you can explain theoretically the empirically well established *absence* of the reaction $\pi \to e + \nu$?[5] This I consider as one of the bigger riddles of physics of today.

So I have not yet seen your paper, but I have some small hope (according to conclusion from $n$ to $n + 1$) that you have already withdrawn it.

Many thanks and all good wishes to yourself and to Prof. Blackett.

Yours sincerely W. Pauli

I am also looking forward, to hear from Mr. Shaw about the Yang-Mills-problem.[6]

[1] Diesen Brief zitierten Crease und Mann [1986, S. 236] in ihrem Buch *The second creation*. Auf ihre Frage nach den Gründen von Paulis großer Abneigung gegen den Gebrauch des Wortes „universell" soll Salam erwiedert haben: „Pauli was the oracle for my generation. So it was fun to see how wrong he was on both counts. But regarding universality, I think he was so angered by Einstein's claims of the unification of electromagnetism and gravity that he disliked anything that resembled it. We, the young people, liked universality, but our seniors did not. They – I am speaking of the generation of Pauli and Dirac – had also wanted in their time to do everything with one stroke. You see, the greater physicists are, the greater their desire to finish off the subject in their own lifetime."

[2] Dieser Brief ist nicht erhalten.

[3] Zusatz von Pauli: „We can also discuss in between."

[4] Diese Arbeit wurde ihm daraufhin von Salam zugeschickt (vgl. den Brief [2568]).

[5] Die gleiche Frage hatte Pauli auch schon in seinen Briefen [2455 und 2465] an Weisskopf und an Telegdi gestellt.
[6] Vgl. hierzu den Hinweis im Brief [2520].

## [2565] Källén an Pauli

Kopenhagen, 11. März 1957
[Maschinenschriftliche Durchschrift]

Lieber Professor Pauli!

Vielen Dank für Ihren Brief.[1] Ich freue mich sehr, Sie hier bald zu sehen.[2] Wenn Sie mir bei einer späteren Gelegenheit die genaue Ankunftszeit mitteilen, will ich Ihnen gern beim Flugplatz (oder Bahnhof?) begegnen. Sollen wir, d. h. in diesem Zusammenhang Frau Hellmann, vielleicht ein Hotelzimmer für Sie reservieren? Wünschen Sie ein Einzelzimmer oder kommt auch Frau Pauli?

Viele Grüße Ihr sehr ergebener [G. Källén]

[1] Vgl. den Brief [2543].
[2] Pauli wollte vom 1.–5. April zu Besuch nach Kopenhagen kommen.

## [2566] Touschek an Pauli

[Rom], 11. März 1957

Lieber Herr Professor Pauli!

Vielen Dank für die beiden Briefe vom $7^{\text{ten}}$ und $8^{\text{ten}}$.[1] Zunächst eine Berichtigung: Ihr Hinweis auf die Fierzsche Realitätsbedingung[2] hat mir folgenden Fehler und seine Folgen in der letzten Arbeit[3] klargemacht: In der Majoranadarstellung gilt

$$\gamma_5^T = \gamma_5^* = -\gamma_5^+ = -\gamma_5$$

und daher wegen (1)

$$\nu^{+'} = e^{i\gamma_5\alpha}\nu^+ (= \nu^+ e^{-i\gamma_5\alpha}). \qquad (*)$$

Das hat folgende Änderungen zur Folge: Seite 7, Absatz nach (31): „and of course on“ zu ersetzen durch „are because of $\gamma_5^* = -\gamma_5$ independent of the alternative (27), (28)“. In der Tabelle (32) kann (und muß) man daher die zweite Zeile sowie auch (27) streichen. Zu streichen ist ferner: „the lines … (28) and“ im Absatz unmittelbar nach (32), und der ganze Absatz nach (40) muß heißen: „The spectrum (36) is the most general spectrum compatible with the hypothesis $|\Delta n| = 2$.“

Ich bitte vielmals wegen dieser Trottelei um Entschuldigung!

Die Entdeckung dieses Fehlers überzeugt mich mehr von der Fierzschen Realitätsbedingung. In der Majoranadarstellung unterscheidet sich $\nu$ in nichts von $\nu^+$: es transformiert sich in der gleichen Weise unter der eigentlichen

Lorentzgruppe und unter der Gruppe (1), (2); es besteht also kein allgemeiner Grund, nicht

$$\nu^+ = \nu$$

zu setzen. Wie Sie bemerken, ist dann die Theorie im Falle $\Delta n = 0$ vollkommen mit der Salam, Lee-Yang, Landauschen äquivalent. Im Falle $\Delta n = 2$ schließt $\nu^+ = \nu$ den Tensorterm aus. Es besteht also noch die Möglichkeit einer S-P-Mischung. Diese hat aber notwendigerweise $\rho = 0$ und ist daher experimentell im $\mu$-Zerfall unzulässig.

Mit der Fierzschen Realitätsbedingung gibt es also noch im Prinzip die Möglichkeit $\Delta n = 2$ – ebenso wie sich bei Lee-Yang im Prinzip die Möglichkeit der Emission zweier Neutrinos (und nicht Neutrino + Antineutrino) nicht ausschließen läßt. In beiden Fällen (meinem + Fierz) und Lee-Yang haben die beiden Teilchen mit Masse 0 die gleiche zirkuläre Polarisation.

Die Fallunterscheidung ist also ganz allgemein die:

Fall I: die beiden Neutrinos haben entgegengesetzte Zirkular-Polarisation. Die zulässigen Kopplungen transformieren sich wie V unter eigentlichen Lorentztransformationen; $\rho = \frac{3}{4}$.

Fall II: die beiden Neutrinos haben gleiche Zirkular-Polarisation. Die zulässigen Wechselwirkungen transformieren sich nach S; $\rho = 0$.

Die Unterscheidung von Neutrinos und Antineutrinos ist sinnlos. Das bedeutet nicht, daß der doppelte $\beta$-Zerfall erlaubt ist: das Elektron wird im n-p-Zerfall zusammen etwa mit dem positiv polarisierten Neutrino emittiert und mit dem negativ polarisierten absorbiert.

Bitte entschuldigen Sie, wenn ich Ihren Brief wiederhole, aber es macht mir Spaß, etwas zusammenzuschreiben, das ich glaube verstanden zu haben.

Vielen Dank für die Erläuterung zum $\Delta J_\mu = 0$-Problem. Das ist jetzt ganz klar.

Nach all der Diskussion wird es wohl nötig, der Arbeit, wenn sie herauskommt, eine „Note added in Proof“ anzuhängen. Etwa so:[4]

„The theory which we have here presented is compatible with a reality condition which in the Majorana-gauge may be written as $\nu^+ = \nu$ and which has been proposed by Fierz (W. Pauli, private communication). This reality condition excludes tensor and polar vector terms of the form

$$\nu\gamma_4\gamma_{[\mu\nu]}\nu \quad \text{and} \quad \nu\gamma_4\gamma_\nu\nu$$

respectively. As a result in $\mu$-decay the transitions with $\Delta n = 2$ have necessarily $\rho = 0$ and the theory becomes completely equivalent to that of Lee and Yang. The author is extremely grateful to Prof. W. Pauli for a stimulating exchange of correspondence.“

Ich fahre morgen auf zwei Tage nach Bologna, wo ich mir aus der vom Lambrusco erzeugten Schraubenbewegung Inspiration zum $\xi = 1$-Problem erhoffe.

Mit den besten Grüßen – auch an Frau Pauli, Ihr B. Touschek

[1] Nur der Brief [2559] vom 7. März liegt vor.
[2] Vgl. hierzu den Brief [2559].

[3] Vgl. Touschek (1957b).
[4] Vgl. Touschek (1957b, S. 1291).

## [2567] Pauli an Peierls

Zürich, 12. März 1957

Lieber Peierls!

Dank für Ihre Zeilen vom 9. des Monats.

Es wird alles gut klappen, ich werde 25., 26. in London,* dann in Edinburgh** sein und irgendwann zwischen 29. III. und 1. IV. nach Birmingham kommen. Den genauen Tag kann ich noch an Thellung schreiben wegen Hotel-Reservation.

Inzwischen viele Grüße Ihr W. Pauli

* Adresse: Imperial College.
** Adresse c/o Kemmer.

## [2568] Pauli an Salam

Zürich, 12. März 1957

Dear Salam!

Thanks for your „universal" paper,[1] which I have now first to study. The part on

$$\frac{\pi \to (e+\nu)}{\pi \to (\mu+\nu)}$$

is entirely new for me and in 1/2 hour I did not yet fully understand it.

Other parts of the paper like $e \to -\gamma_5 e$ ($m_e \to -m_e$) were less new, as this has been used also by *Stech* and *Jensen* (Zeitschrift für Physik **141**, 175 and 403, 1955)[2] (independent of parity-questions). Of course, these authors did *not* have the correction-terms with

$$\frac{m_e m_\mu}{M^2}\,.$$

I hope, that you checked the numerical consequences of your assumed relations between $g$, $g'$, $g''$. Still, I could not say, that I understand it and I hope to learn more about it from you in London.

---

I heard, that the sleepers arrive in Edinburgh at 7. 40 a. m. which is a bit early. Is there a good train at *day-time*, which I could take on the 27th? But I also heard, that there is an evening flight, which I could take on 26th? What is your advice?

---

Many thanks Sincerely yours W. Pauli

[1] Vgl. Salam (1957e). Salam hatte offenbar infolge der Paulischen Proteste [2564] das Wort *universal* aus dem Titel der definitiven Veröffentlichung gestrichen.
[2] Stech und Jensen (1955a, b).

## [2569] Pauli an Fierz

Zollikon-Zürich, 13. März 1957

Lieber Herr Fierz!

Ich schicke Ihnen anbei eine (kurze) Abhandlung von *Salam*,[1] über die ich gerne Ihre Meinung kennenlernen möchte, mit der Bitte, sie mir in einigen Tagen wieder nach Zollikon zurückzuschicken. Ich reise am 24. März nach London, werde dort auch Salam sehen (Sie werden ihn in Rochester sehen)[2] und will dann gleich die richtigen Fragen an ihn richten.

Ich finde die Arbeit in verschiedener Hinsicht interessant, insbesondere bin ich froh, daß endlich jemand über das praktische Ausbleiben der Reaktion

$$\pi \to e + \nu$$

etwas zu sagen hat.

Allerdings finde ich es immer komisch und verdächtig, wenn theoretische Physiker „universell" sagen (insbesondere im Zusammenhang mit Fermiwechselwirkung, aber auch sonst). Dieser Teil der Arbeit ist der schwächste, insbesondere pfeife ich auf die Beziehungen zwischen $g$, $g'$, $g''$ auf S. 4. (Gleichheit der Größenordnung würde mir völlig genügen.)

Dennoch scheint mir die Arbeit in zweierlei Hinsicht in der richtigen Richtung zu gehen.

1. Da ist das alte (von Salam nicht zitierte) Argument von Stech & *Jensen* (1955)[3] über die Transformation $\psi_e \to \gamma_5 \psi_e$ (die zweite $\psi_\nu \to \gamma_5 \psi_\nu$ ist inzwischen überflüssig geworden), von der ich immer (im Gegensatz zu Ihnen) das Gefühl hatte, es sei *doch* etwas dahinter.

Und das empirische Resultat $g_V \approx g_A$ in L {Gleichung (2), p. 2} für den $\mu$-Zerfall läßt sich kaum anders deuten als durch eine Invarianz $\psi_e \to -\gamma_5 \psi_e$. Es gefällt mir nun, daß Salam das Argument durch Massenterme {siehe Gleichung (4) und (5)} verfeinert und daß diese dann bei der (p, n; $\nu$, $\mu$ ) Wechselwirkung beträchtlich sein können {Gleichung (6)}.

2. Es gefällt mir auch, daß Salam die Kleinheit der Übergangswahrscheinlichkeit $\pi \to e + \nu$ relativ zu $\pi \to \mu + \nu$ auf Verschwinden von P (Pseudoskalar, relativ zu A (Pseudovektor) in $(pn)(\nu\mu) + (\Xi^-, \Xi^0, \nu\mu)$ und $(pn)(\nu e) + (\Xi^-, \Xi^0, \nu e)$ mit möglichen Kompensationen im Fall P zurückführt. Dabei ist der Standpunkt, daß die „Baryonen" (Nukleonen oder Hyperonen) als Paar-Antipaar im Zwischenzustand von $\pi$ aus gebildet werden und dann die Fermi-Wechselwirkung einsetzt. (Siehe dazu die Einleitung von Steinbergers Arbeit, 1955.)[4]

Bei der Quotientenbildung

$$\frac{\pi \to e + \nu}{\pi \to \mu + \nu}$$

fallen ja die divergenten Integrale heraus, und die Formel von Salam auf p. 5 unten scheint mir vernünftig.

Dabei ist, glaube ich, der komische „Universalismus“ unwesentlich, es kommt ja nur auf die *Größenordnung* der Kopplungskonstanten in Gleichung (5) für $e$ einerseits, Gleichung (6) für $\mu$ andererseits an (insbesondere für $k = 4$, Pseudovektor). Das aber hängt an der Verfeinerung des Stech-Jensen-Argumentes mittels der Massenterme ($m_e$ bzw. $m_\mu$).

So halte ich trotz Gegnerschaft gegen die „Universalität“ das Argument von Salam für recht diskutabel und es ist das erste Mal, daß mir für das praktische Ausbleiben von $\pi \to e + \nu$ ein Verständnis aufdämmert.

Gerne möchte ich aber Ihr kritisches Urteil hören!

Viele Grüße Ihr W. Pauli

[1] Salam (1957e).
[2] Vgl. den Brief [2561].
[3] Vgl. die in dem vorangehenden Brief [2568] zitierten Publikationen (1955a, b) von Stech und Jensen. Pauli hat in seinem Brief nur Jensens Namen unterstrichen.
[4] Vgl. Lokanathan und Steinberger (1955a).

## [2570] Pauli an Salam

Forch, 13. März [1957]
[Postkarte]

Dear Salam!

Preparing myself for the London-fog (which fortunately is *not* universal) I am reading in bright sunshine quietly your paper.[1]

1. I like very much your refinement of the *Stech* argument (1955).[2]

2. The universalists never tell the reader, why he is supposed to be so unhappy, if $g$, $g'$, $g''$ would *not* be equal. For me equality of the order of magnitude is sufficient.

3. I am excited about your explanation of weakness of $\pi \to e + \nu$ (there exist new experiments by Anderson, Chicago)[3] by absence of P-coupling in $(pn)(e\nu)$ and $(pn)(\mu\nu)$ – for $\pi$-decay possibly by a cancellation.

I wish to understand it independently of all ‚universalism‘. But this seems to me *possible*.

Sincerely W. Pauli

[1] Es handelte sich um die im Brief [2568] genannte Arbeit (1957e) über die (universelle) Fermi-Wechselwirkung.
[2] Stech und Jensen (1955a, b)
[3] Der Physiker H. L. Anderson vom *Enrico Fermi Institute for Nuclear Studies* in Chicago besuchte Ende Juni 1958 auch die CERN Konferenz über Hochenergiephysik. Dort im Anschluß an Feynmans Vortrag (1958) über das Verbot des $\pi$-$\beta$ Zerfalls machte er folgende Bemerkung: „The experimental statement is that the ratio $\pi$-$e$ decay to $\pi$-$\mu$ decay is $0 \pm 10^{-5}$. The theoretician may always multiply such an uncertainty by a factor 3 to be on the safe side, so that for Feynman's 3.5 there exists a small possibility that it may even be right.“

## [2571] Pauli an Born

Forch, 14. März 1957
[Postkarte]

Lieber Born!

Ihren Vortrag „Der Mensch und das Atom“[1] habe ich mit viel Vergnügen gelesen (ebenso meine Frau, die es auch sehr interessiert hat). Sie haben es wirklich so geschildert, wie es war und wie es ist.

Über die früheren Entscheidungen habe ich von Bohr einiges gehört.[2]

Viele Grüße von Haus zu Haus Ihr W. Pauli

[1] Born hatte in seinem in der *Pädagogischen Hochschule* in Hannover gehaltenen Vortrag (1957a) – im Hinblick auf die damalige Debatte über eine atomare Aufrüstung der Bundesrepublik – auf die großen Gefahren eines Atomkrieges aufmerksam gemacht und den Abwurf der Bomben auf Hiroshima und Nagasaki scharf verurteilt: „Es war ein Verbrechen. Und doch will ich keinen einzelnen einen Verbrecher nennen. Es handelt sich um eine Gesamtschuld, um den Verfall des sittlichen Bewußtseins, an dem wir alle mitschuldig sind auch ich selbst, obwohl ich nicht beteiligt war.“

[2] Wahrscheinlich bezieht sich Pauli auf Borns Hinweis (1965, S. 32), „daß Japan schon vor Abwurf der Bomben Kapitulationsverhandlungen eingeleitet hat.“

## [2572] Pauli an Panofsky

Forch (Zürich), 14. März [1957][1]
[Postkarte]

Lieber Freund Pan!

Vielen Dank für Ihren Brief.[2] Nach Hamburg habe ich Ihrem Wunsch gemäß berichtet und wir werden nun sehen, was sie weiter tun. (Die Zahl Ihrer Gründe, um *nicht* hinzugehen, war etwas zu groß.) Bin neugierig auf Heidenrösleins weitere Reaktionen. Ein Treffen im August ist wohl möglich, lassen Sie mich bitte wissen, *wo* Sie *wann* sein werden.

Herzlichst von Haus zu Haus Ihr W. Pauli

[1] Pauli benutzte eine Postkarte, auf der das Restaurant Wassberg in Forch abgebildet ist.
[2] Vgl. den Brief [2541].

## [2573] Pauli an Salam

Zürich, 15. März 1957

Dear Salam!

Thanks for your note of 14th.[1]

I think, it is the simplest, if I take the sleeper, which you looked and which arrives in Edinburgh on March 27th at 7.40 a. m. (It is not so bad after all.) I shall notify Kemmer.

On Tuesday I shall have a few other things to do under day time, but I shall be glad to have dinner with the younger physicists. (Possibly somebody will join us.)

The Monday-programme is fine and I am looking forward to have dinner with Prof. Blackett.[2]

About physics I like to hear from you more details on the calculation of

$$\frac{\pi \to e + \nu}{\pi \to \mu + \nu}.$$

I know the theoretical introduction of the paper of S. Lokanathan and J. Steinberger (Supplemento Nuovo Cimento, Volumen II, Serie X, p. 151, 1955)[3] (where older papers are quoted). But I would like to learn from you and your group more details, also about your cancellation.

But I feel, there must be actually such a cancellation in order to obtain the empirical result. On the other hand, the transcription from $(\mu e)(\nu\nu)$ to $(\mu\nu)(\nu e)$ seems to me superfluous (like the whole „universality“).[4]

See you soon! Many thanks

Yours W. Pauli

[1] Dieser und die weiteren Antwortbriefe Salams sind nicht erhalten.

[2] Als P. M. S. Blackett am 18. November 1957 seinen 60. Geburtstag feierte, schickten ihm Heisenberg und Pauli Gratulationsbriefe. Blackett bedankte sich dafür am 26. November 1957 bei Heisenberg: „I greatly appreciated your unexpected but very welcome letter. I had a charming letter also from Pauli, from whom you no doubt heard about my birthday. I expect he learnt it from Rosbaud, who is a *twin* as regards birthdays. We had a very pleasant party at my house with many old friends.“

[3] Lokanathan und Steinberger (1955a).

[4] Vgl. hierzu auch die kritischen Bemerkungen in den vorangehenden Briefen [2564, 2568 und 2569].

## [2574] Pauli an Touschek

Zürich, 15. März 1957

Lieber Herr Touschek!

Dank für Ihren Brief.[1] Die verschiedenen Vorzeichen überlasse ich gerne Ihnen selbst zur Kontrolle. Der Witz der Majorana-Fierz-Realitätsbedingung ist, daß sie in der Darstellung, wo $\gamma_5$ diagonal ist,

den Spinor $\begin{pmatrix} \psi_1 \\ \psi_2 \\ -\psi_2^* \\ \psi_1^* \end{pmatrix}$ {oder $\begin{pmatrix} \psi_1 \\ \psi_2 \\ \psi_2^* \\ -\psi_1^* \end{pmatrix}$, das ist Konvention}

ergibt. Im Ausdruck für den Neutrino-Pseudostrom kommt dann ein berühmter Faktor 1/2 davor. (Natürlich kommt im Fall $\Delta n = 2$ *genau* der Fall $\rho = 0$ der Zweikomponententheorie heraus mit S-P Mischung.)

Wenn Sie Fierz in einer Publikation erwähnen wollen, wäre es vielleicht korrekt, wenn Sie sich noch direkt mit ihm darüber in Verbindung setzen würden (*Basel*, Physikalisches Institut der Universität). Ich habe Ihren „Fall“ in einem Brief an ihn[2] kurz erwähnt.

Die in meiner Karte von vorgestern erwähnten Arbeiten von Stech & *Jensen* stehen in Zeitschrift für Physik **141**, 175 und 403, 1955.[3] Es wird nunmehr einiges einfacher, die simultane Substitution $\psi_\nu \to \gamma_5 \psi_\nu$ ist ja überflüssig geworden, und man

| | |
|---|---|
| studiert am besten | $\psi_e \to -\gamma_5 \psi_e$ |
| und ähnlich (unabhängig) | $\psi_\mu \to -\gamma_5 \psi_\mu$. |

Am 24. März fahre ich nach England.[4]

Viele Grüße Ihr W. Pauli

[1] Vgl. den Brief [2566].
[2] Vgl. den Brief [2561].
[3] Stech und Jensen (1955a, b).
[4] Vgl. den Kommentar zum Brief [2592].

## [2575] Fierz an Pauli

Basel, 15. März 1957

Lieber Herr Pauli!

Besten Dank für die Übersendung der Arbeit von Salam sowie für Ihre Bemerkungen dazu,[1] die mir die Antwort sehr erleichtern.

Es ist richtig, daß die Hypothese einer universellen Fermi-Wechselwirkung für das übrige, was in der Arbeit steht, unnötig ist. Wir lassen sie, als nicht besonders gut begründet, außer Betracht. Dann bleibt erstens die Hypothese, daß für $\mu$ und $e$ die Transformation $\psi \to -\gamma_5 \psi$; $m \to -m$ möglich sein sollte. Das begründet nun Salam damit, daß $m_e$ (und $m_\mu$?) „eigentlich“ verschwinden sollten, d. h. lediglich elektromagnetischen Ursprungs seien – wenigstens für $m_e$ wird das angenommen.

Diese Betrachtung liebe ich nicht, weil ich nicht einsehe, daß ein Elektron ohne Ladung – für welches $m_e = 0$ sein würde – einen physikalischen Sinn hat. Die Ladung $e$ ist ja keine willkürliche und stetig variable Größe, die man gegen 0 streben lassen kann, sondern sie hat einen ganz bestimmten, freilich unverständlichen Wert. Dementsprechend kann man, wie heute jeder vermutet, die Theorie nicht nach Potenzen von $e$ entwickeln. Konsequenterweise glaube ich darum, daß die Theorie der „freien Elektronen“ nur wenig physikalischen Sinn besitzt.

Zudem, wenn man für Elektronen dergleichen annimmt, muß man dann nicht auch für die übrigen Teilchen mit Spin 1/2, insbesondere für die Nukleonen, dasselbe annehmen, so daß also die Nukleon-Masse „mesonischen“ Ursprungs wäre? Soll man sich nicht vorstellen, daß, wenn die Transformation (3) für

Elektronen (und Mesonen) gilt, sie auch für Nukleonen gültig ist? Wie dem auch sei, ich finde das alles recht dunkel, was aber nicht heißen soll, daß die Sache sinnlos sein muß. Es fehlt mir aber vorläufig ein Gesichtspunkt, der mir den Sinn der Transformation verständlich machen würde, so daß diese vorerst eine ganz formale Angelegenheit bleibt. Verständlich kann das, wie mir scheint, nur werden, wenn man das Augenmerk von den freien Feldern abwendet und fest auf die Wechselwirkungen richtet; denn die sind in jeder Hinsicht die Hauptsache und keine „kleine Störung".

Der zweite Punkt ist die Diskussion des $\pi \to e + \nu$ bzw. $\pi \to \mu + \nu$ Zerfalls. Hier wird erstens angenommen, daß der Zerfall – im Sinn von (11), $(12)^2$ – als Prozeß 2. Ordnung vor sich geht. Aber darf man beim 1. Schritt $\pi \to p + \bar{n}$ oder $\pi \to \Xi^0 + \bar{\Xi}^-$ Störungsrechnung machen? Das ist ja eine starke Wechselwirkung – die Sache divergiert zudem, was aber vielleicht nicht so tragisch ist.

Irgendwie ist auch hier eine Vorstellung über die Natur der Hyperonen mit eingeschlossen. Ich übersehe gar nicht, wie stark das Argument von solchen Hypothesen – „schwache" Kopplung im Sinn der Störungsrechnung, „Hyperonstruktur" – abhängt.

Was geschieht z. B., wenn man die Hyperonen im Sinne Goldhabers aus Nukleonen und K-Mesonen zusammensetzt?[3] Die Kaskadenteilchen bestehen in diesem Falle aus einem Nukleon und 2 K-Teilchen, die ein isotopisches Doublett bilden. Macht man ein derartiges Modell, so versteht man nicht recht, wieso in (10) $L^5$ mit Nukleonen und $\Xi^-$ Hyperonen genau den gleichen Faktor haben soll.

Sie sagen: „es ist das erste Mal, daß mir für das praktische Ausbleiben von $\pi \to e + \nu$ ein Verständnis aufdämmert." Vielleicht haben Sie recht, und die Dämmerung ist eine Morgendämmerung. Vielleicht aber, und daran erinnere ich mich eben, geht es so wie bei der Yukawaschen Theorie des $\beta$-Zerfalls, wo man diesen in der Form

$$\text{Neutron} \to \text{Proton} + \text{negatives „Yukon"} \to \text{Proton} + e + \nu$$

begreifen wollte. Das hat man dann wieder gänzlich aufgegeben, da man erkannt hat, daß die $\mu$-Mesonen, die man für das „Yukon" hielt, nichts mit den Kernkräften zu tun haben, viel zu lange leben und in 3 Teilchen zerfallen, die $\pi$-Mesonen aber nicht in $e + \nu$ zerfallen.

Nun mag es ja sein, daß eine alte Idee, mutatis mutandis, hier angewendet mehr Erfolg hat. Aber irgendwie bin ich mißtrauisch – das bin ich freilich oft – weil mir scheint, man wolle neuen Wein in alte Schläuche füllen.

Die Dämmerung herrscht vor und, da ich keine Katzenaugen habe, sehe ich nicht gerade viel. Dennoch bleibt es wohl möglich, die Gleichung

$$\frac{\lambda(\pi \to e + \nu)}{\lambda(\pi \to \mu + \nu)} \sim \left(\frac{m_e}{m_\mu}\right)^2 [\qquad]$$

in dem Sinne zu glauben, daß dies Verhältnis von einer ziemlich hohen Potenz – z. B. eben der vierten – von $\frac{m_e}{m_\mu}$ abhängt. Das spezielle Modell Salams kann

immer falsch sein, es ist wenigstens ein Modell, das die Möglichkeit zeigt, wie eine derartige Abhängigkeit zustande kommt. Indem das Modell zudem die Existenz der Hyperonen wesentlich benützt, zeigt es, wie das Zusammenspiel der vielen Teilchen bei solchen Prozessen wesentlich wird. Mehr kann wohl gegenwärtig nicht verlangt werden.

Bleibt also noch die mir ganz dunkle Frage, was die Transformation

$$\gamma_5\psi \to -\psi, \qquad m \to -m$$

zu bedeuten hat. Sie muß doch wohl irgend etwas damit zu tun haben, daß der Begriff „Parität“ keine strenge Gültigkeit besitzt. Aber hier fehlt mir der Zusammenhang. Nachdem die Parity gestorben ist, möchte ich so etwas vermuten und darum neige ich auch mehr dazu, der Transformation einen Sinn zuzuschreiben – anders als früher!

Das ist alles, was ich z. Z. sagen kann. Es ist viel, wenn man die Worte zählt, aber wenig, wenn man eine bestimmte Ansicht erhofft. Nun wünsche ich Ihnen gute Reise nach Britannien und hoffe, Ihr Gespräch mit Salam werde neue Abklärung bringen.

Mit besten Grüßen Ihr M. Fierz

[1] Vgl. den Brief [2569].
[2] Vgl. Salam (1957e).
[3] Vgl. Goldhaber (1958).

## [2576] Touschek an Pauli

[Rom], 15. März 1957

Lieber Herr Professor Pauli!

Vielen Dank für die Postkarte,[1] die ich gelesen, befolgt – aber nur teilweise verstanden habe: Die Iden des März[2] habe ich zu meinem Ärger in Bologna verbracht.[3] Der Puppi ist zwar sehr schön, er zahlt aber sehr wenig für meine Seminare,[4] und so muß ich mich damit begnügen, ein feuerfestes Alibi für den Fall zu haben, daß wieder einmal Rom von Tyrannen befreit ist.

Ihren Rat befolgend, habe ich mir die Arbeit von Jensen und Stech[5] durchgelesen. Zunächst schien mir das sehr vielversprechend. Denn vom ersten Teil der Arbeit folgt, daß, wenn man die „Isotropieforderung“ glaubt, man für den $\beta$-Zerfall das Matrixelement

$$(\bar{p}n)(\bar{e}(1+\gamma_5)\nu) + (\bar{p}\gamma_5 n)(\bar{e}_-\gamma_5(1+\gamma_5)\nu) + (\bar{p}\gamma_{[\mu\nu]}n)(\bar{e}_-\gamma_{[\mu\nu]}(1+\gamma_5)\nu)$$

zu erwarten hat, wenn man $\Delta n = -1$ annimmt. Dafür kann man auch schreiben:

$$4(p_{(-)}n_+)(\bar{e}_{(-)}\nu_{(+)}) + 2(\bar{p}_{(\pm)}\gamma_{[\mu\nu]}n_{(+)})(\bar{e}_{(-)}\gamma_{[\mu\nu]}\nu_{(+)}),$$

wobei

$$\psi_{(\pm)} = \frac{1}{2}(1 \pm \gamma_5)\psi \qquad \& \qquad \bar{\psi}_{(\pm)} = \bar{\psi}\frac{1}{2}(1 \mp \gamma_5).$$

Es heben [sich] also beim $\beta$-Zerfall nur „linksgeschraubte“ Protonen und Elektronen und „rechtsgeschraubte“ Neutronen und Neutrinos auf. Auch die Alternative (V, A) – (S, T, P) scheint mir sehr plausibel, denn $\bar{\psi}_{(+)} O_i \psi_{(+)}$ ist nur für $O_i = V, A$ von Null verschieden, während $\bar{\psi}_{(+)} O_i \psi_{(-)}$ und natürlich $\bar{\psi}_{(-)} O_i \psi_{(+)}$ nur für $O_i = S, T, P \neq 0$ ist.

Weiter geht allerdings meine Zufriedenheit nicht. Die Alternative einerseits ist ein Ausdruck Ihrer „strong reflection“, die sich nur um die eigentliche Lorentzgruppe kümmert, und beim Neutrino von Teilchen und Antiteilchen zu reden, scheint mir verkehrt, wenn man an der Fierzschen Realitätsforderung $\nu^+ = \nu$ festhalten will.[6] Andererseits muß man das, nämlich von Neutrinos und Antineutrinos reden, um die Jensensche Isotropieforderung glauben zu können.

Ich glaube, daß man zu der neuen Eichgruppe noch eine Spiegelung erfinden muß, die sich zur neuen Eichgruppe so verhält wie die Charge-Conjugation zur alten. Ich weiß, daß Ihnen dieser Satz gefallen wird, aber weiter kann ich nicht – außer mit einem negativen Argument: die Auswahlregel $\Delta n = 0$ für den $\mu$-Zerfall – also $n_\mu + = n_e +$ hat mich deshalb so geärgert, weil sie wieder keine Erklärung dafür gibt, warum Gott in seinem Zorn $\mu$-Mesonen und Elektronen erfunden hat. Die Möglichkeit einer Unterscheidung hätte man in einer Regel der Form:

In „weak interactions“ sind die (+) Elektronen links geschraubt und die $+\mu$'s rechts. (Das gibt automatisch $\rho = \frac{3}{4}$ und $\xi = 1$!)

Morgen muß ich in meiner Eigenschaft als Wanderlehrer wieder nach Pisa.[7] Habe mir ausbedungen, über Parität und „strong reflections“ zu reden, so daß ich mich wenigstens nicht allzulang vorbereiten muß. Pisa zahlt recht gut, so daß ich der nächsten Gasrechnung getrost entgegensehe.

Meine Frau[8] läßt Sie und die Ihre besonders gut grüßen.

Viele Grüße Ihr B. Touschek

[1] Diese auch in Paulis Schreiben [2574] erwähnte Karte vom 13. März ist nicht erhalten.

[2] So genannt nach dem 15. März 44 v. Chr., dem Tage, an dem Cäsar ermordet wurde.

[3] Auf eine Reise nach Bologna hatte Touschek auch in seinem Brief [2566] hingewiesen. Dort wird er öfters wegen des mit ihm eng befreundeten Bruno Ferretti hingefahren sein, der bereits Ende 1954 von Rom nach Bologna gezogen war. Bei solchen Reisen benutzte Touschek meist sein Motorrad, mit dem er bei einer nächtlichen Fahrt auch einmal verunglückte (vgl. hierzu Band **IV**/2, S. 287ff.). Der aus Venedig stammende Gianpietro Puppi (geb. 1917) war Direktor des Physikalischen Institutes der Universität in Bologna. Er hatte 1949 zuerst die Idee einer universellen Fermiwechselwirkung eingeführt.

[4] Puppi betreute eine Gruppe von Physikern und anderen Mitarbeitern, die sich mit der Auswertung der ihm von anderen Instituten zur Analyse zugesandten Photoplatten befaßte. Die Mittel dazu mußte er bei dem damals ins Leben gerufenen *Istituto Nazionale di Fisica Nucleare* beantragen. Vgl. hierzu Waloschek [1986, S. 53ff.].

[5] Stech und Jensen (1955a, b).

[6] Vgl. hierzu auch die Briefe [2559, 2566 und 2574].

[7] Von diesen *Lezioni sulla teoria di campi*, die Touschek 1957–1958 am *Istituto di Fisica Nucleare dell' Universitá* in Pisa hielt, existiert auch eine Broschüre. In Pisa entstand in Zusammenarbeit mit Luigi Radicati eine Untersuchung „On the equivalence theorem for the massless neutrino“, die am 15. April 1957 bei der Zeitschrift *Il Nuovo Cimento* einging.

[8] Touschek hatte 1955 in Glasgow Elspeth Yonge geheiratet, mit der er die Söhne Francis (1958) und Stefan (1961) zeugte. Franca Pauli berichtete später, Touschek habe sich mit sehr unkonventionellen

Methoden gegen Störungen bei seiner Arbeit zu schützen gewußt. Mit weißer Kreide malte er einen großen Kreis auf den Boden und verlangte von seinen Kindern, diesen nicht zu verlassen.

## [2577] Pauli an Fierz

Zollikon-Zürich, 16. März 1957

Lieber Herr Fierz!

Vielen Dank für Ihre rasche Antwort[1] mit Ihrem interessanten Kommentar zur Arbeit von Salam.

Ich glaube auch nichts von Salams „Philosophie", daß $m_e$ (und $m_\mu$?) „eigentlich" verschwinden sollte. Aber an der Massentransformation $\gamma_5\psi \to -\psi$, $m \to -m$ (die man eigentlich auf die schweren Teilchen ausdehnen soll) ist bestimmt etwas daran. Und ein Zusammenhang mit der Parität (letzte Seite Ihres Briefes) ist ja *ganz direkt* vorhanden. Nur weil die Spiegelsymmetrie verkehrt ist, ist es ja nunmehr möglich – anders als bei Jensen – eine Transformation für jedes Teilchen *einzeln* zu verlangen. Wenn $\psi_a$ für die betreffende Teilchensorte a *linear* in der Wechselwirkungsenergie vorkommt, *folgt* ja z. B. aus deren *Invarianz* bei $\gamma_5\psi_a \to -\psi_a$ (ohne Massenterm) die Verletzung der Parität (die übrigen $\psi$'s sollen dabei unverändert bleiben). Wird nur *ein* Neutrino emittiert (oder absorbiert), so folgt für $a = \nu$ die Paritätsverletzung.

Etwas anderes ist es beim $\beta$-Zerfall des $\mu$-Mesons, wo *zwei* Neutrinos emittiert werden. Hier folgt die Paritätsverletzung z. B. aus der Forderung der annähernden* Invarianz bei $\psi_a \to -\gamma_5\psi_a$.

*Mit* Paritätsinvarianz mußte ja Jensen die Transformation immer *zugleich* für *zwei* Teilchensorten machen, was viel künstlicher war.

Also der Zusammenhang mit der Parity *fehlt ja gar nicht*! Nun zur Massen-Transformation bei den Nukleonen. Der Erfolg der Transformation ist ja gerade dort vorhanden, wo sie individuell, nicht, wo sie universell ist. Nun ist es gar nicht einzusehen, warum der Nenner $M$ universell sein soll, wenn der Zähler individuell ist.

Lieber möchte ich immer den Quotienten aus der Masse eines leichten elektrisch geladenen Teilchens und eines schweren elektrisch geladenen Teilchens bilden. Also

| | | |
|---|---|---|
| in Gleichung (5)[2] | für $(p, \mu; \nu, e)$ | z. B. $\frac{m_e}{m_{\text{Proton}}}$ |
| in Gleichung (6) | für $(p, \mu; \nu, \mu)$ | entsprechend $\frac{m_\mu}{m_{\text{Proton}}}$, |
| und in Gleichung (2), (4) | für $(\mu, e; \nu, \tau)$ | möchte ich am liebsten $b = 0$ *exakt* |

setzen, weil kein schweres Teilchen als Partner da ist. Dann gilt auch für die Nukleonen

$$p \to -\gamma_5 p, \quad m_{\text{Proton}} \to -m_{\text{Proton}}, \text{ etc.}$$

Dadurch würde sich für Salams Argument über

$$\frac{\pi \to e + \nu}{\pi \to \mu + \nu}$$

nichts Wesentliches ändern. (Dabei braucht er übrigens bei $g_5$ noch eine

Realitätsbedingung, die der CP oder T-Invarianz entspricht.) Das wesentliche ist, daß er a) bei Pseudovektorkopplung einen Faktor $\left(\frac{m_e}{m_\mu}\right)^2$ mehr bekommt als die früheren Autoren (Steinberger, Ruderman etc.)[3] und daß er b) bei der Pseudoskalarkopplung eine Kompensation der Beiträge von (n, p) und von ($\Xi$, $\Xi^0$) erhält.

Es ist mir nicht ganz klar, wie weit für letzteres die Störungsrechnung beim ersten Schritt (starke Wechselwirkung) wesentlich ist. Ich möchte am liebsten auch die Störungsrechnung nur für den zweiten Schritt (schwache Fermi-Wechselwirkung) wahr haben.

Das hoffe ich mit Salam noch in London diskutieren zu können.

---

Die Arbeit von Delbrück[4] habe ich nun zu Ende gelesen. Er kommt zum Schluß, daß die Beziehung von Physik und Biologie noch sehr dunkel sei, solange die „stimulus reactions" der einzelnen Zelle nicht wesentlich besser analysiert und physikalisch-chemisch interpretiert seien, als es heute der Fall ist. Im Sonderdruck lag eine Karte mit einem Neujahrsgruß und der Bitte, ich möge ihm als Gegengabe meinen Kepler[5] schicken. Unterschrieben: „Max."

Der Anfang und der Schluß kam mir wie eine *Spiegelung* vor, und übrigens bedeutet bei mir Spiegelung immer auch das psycho-physische Problem.

Übrigens erinnerte ich mich an Träume im Jahr 1954, in denen es hieß, daß ich eine Zeitlang „im Perseus" sein müsse (wie wenn das ein Sternbild wäre).[6] Und Perseus verdankt ja seinen Sieg über die Medusa einem Spiegel.[7]

Mein Spiegelkomplex blüht und gedeiht zur Zeit wieder sehr. Auch in Träumen treibt er Blüten. Diese sind z. T. so amüsant, daß ich versucht war, Ihnen welche zu schreiben. Aber ich soll das deshalb nicht tun, weil sie noch zu frisch sind und der Prozeß ja weitergehen wird. Es scheint mir daraus hervorzugehen, daß ich im Bewußtsein Widerstände habe gegen Ideen, die mir vom Unbewußten her aufgedrängt werden und die wahrscheinlich etwas mit dem psychophysischen Problem zu tun haben.

---

Herr Touschek hat sich nunmehr zu einem Jünger Ihrer Majoranaschreibweise der Zweikomponententheorie des Neutrino entwickelt. Vielleicht wird er Ihnen schreiben.

Salam ist ein merkwürdiger Mann, ein indischer Mohammedaner aus Pakistan. Er hat viel geistige Kraft in der theoretischen Physik, ist sehr unkonventionell und haut manchmal auch daneben (was ja aber nichts schadet).[8] Dyson hat ihn seinerzeit entdeckt, weshalb ich den Spruch erfand „Dyson ist Dyson, und Salam ist sein Prophet". (Salam selbst hat das sehr gefallen.) Seine Beziehung zu Dyson ist inzwischen schwächer geworden. Aber erfreulicherweise hat er entdeckt, daß nicht jeder Prophet notwendig in der Wüste (Pakistan) predigen muß, und ist nach England, zur Zeit London gezogen (wohin ihn seine Wüsten-Regierung viel leichter ziehen ließ als nach Bombay).

Also auf nach Britannien!

Viele Grüße Ihr W. Pauli

[1] Vgl. den Brief [2575].
[*] Sie könnte in diesem Sonderfall vielleicht eine exakte sein (siehe unten).
[2] Pauli bezieht sich auf die Arbeit von Salam (1957e), die Fierz in seinem Brief [2575] besprochen hatte.
[3] Vgl. Lokanathan und Steinberger (1955a) und Kroll und Ruderman (1954).
[4] Delbrück und Reichardt (1956). Siehe hierzu auch die Briefe [2561, 2578 und 2588].
[5] Pauli (1952a).
[6] Die Spiegelung hatte bereits in Paulis Träumen der frühen 30er Jahre eine besondere Rolle gespielt, wie z. B. der 25. der von Jung ausgesuchten *Mandala-Träume* ausweist (vgl. Jung [1952, S. 202ff.]). In dem dortigen Traum sollte ein noch nicht näher definiertes Gebilde durch Spiegelung an einem Mittelpunkt symmetrisiert werden. Jung betrachtete diese Tatsache als „einen Höhepunkt" der Analyse und folgerte, daß Pauli jetzt die „Anerkennung des Unbewußten und dessen Einbauung in ein allgemeines Weltbild" vollzogen hatte.
[7] Perseus sollte gemäß der griechischen Sage das Haupt der Medusa holen, deren Blick jeden Betrachter versteinerte. Dies gelang ihm mit Hilfe eines Spiegels, indem er das Ungeheuer nun mit abgewendeten Blick bezwingen konnte. Vgl. Fierz' Bemerkungen im Brief [2583] sowie das in der Anlage zum Brief [2586] wiedergegebene Interview mit Pauli.
[8] Vgl. hierzu den Kommentar zum Brief [2482].

## [2578] Pauli an Meier

Zollikon-Zürich, 16. März 1957

Sehr geehrter Herr Doktor!

Ich wähle heute die mittlere Anrede meines letzten (unbeantwortet gebliebenen) Briefes.[1] Als ich das letzte Mal noch darunter schrieb „nichts mehr vom Präsident", war dies also – nach der Zuschrift, die ich soeben erhielt[2] – eine richtige Intuition. (Weder direkt, *noch* auch nur andeutungsweise oder gerüchteweise habe ich bis heute etwas von dieser Entwicklung vernommen.)

Sie wollten ja schon früher als Präsident zurücktreten und es war wohl ein Fehler, Sie mit Komplimenten wieder zurückbringen zu wollen. Die Moral von der Geschicht „wer fortgehen will, den lasse man am besten ruhig ziehen",* hat ja eine Nutzanwendung auf mich selber.

Mit mir als Patron hat ja nun das Kuratorium auch so etwas versucht, als Sarastro (= Baumann-Jung)[3] in der Sitzung vom 31. Januar mir nicht die Freiheit schenkte, obwohl er mich nicht zur Liebe zwingen konnte. Ich bin in der Tat nach wie vor äußerst skeptisch in bezug auf das C. G. Jung-Institut und auch betreffend meine Beziehung zu ihm. Es ist ja sehr viel leichter, sich an mich zu klammern als selber etwas zu tun.

Es war mir ja immer klar, daß ein bloßer Präsidentenwechsel noch gar keine Besserung der Situation bedeutet, zumal die *Mediziner-Herrschaft* am Institut fortbesteht. Was das Institut brauchte, wäre der Zuzug frischer junger Kräfte mit der nötigen (natur-) wissenschaftlichen (nicht medizinischen) Begeisterung und auch mehr Geldmittel.

Es bleibt eigentlich mein Plan, Ihnen als Patron auf dem Weg nachzufolgen, den Sie nun als Präsident gegangen sind. Der Zeitpunkt hierfür scheint mir aber jetzt noch verfrüht, zumal ich C. G. Jung in seiner Altersruhe nicht unnötig persönlich kränken will. Aber Wunder erwarte ich von diesem Kuratorium nicht (wer immer dessen Präsident ist).

Inzwischen ist innerhalb der Physik eine rechts-links-*Spiegelungs*krise ausgebrochen (bis jetzt *nicht* mit einer Krise der *Zeitumkehr* verbunden). Und Spiegelung ist zugleich ein archetypischer Hintergrund, der aufs engste mit dem *psychophysischen Problem* verbunden ist.

Es ist ja wohl natürlich, wenn dieses zum professionellen Arzt auf dem Weg über die antiken Heilgötter kommt. Ich wünsche Ihnen von Herzen Erfolg in Ihrem Umgang mit diesen. Zu mir kommt dieses Problem z. B. in Gestalt einer neuen Arbeit von Delbrück über einen einzelligen licht-empfindlichen Pilz (Phycomyces).[4] Er kommt zum Schluß, daß die Beziehung von Physik und Biologie noch sehr im dunkeln sei, solange die „stimulus-reaction" der Zelle noch nicht viel besser erforscht (und physikalisch-chemisch interpretiert) sei als heute.

Am 24. März reise ich nach England und Dänemark bis etwa Ostern.[5]

Mit freundlichen Grüßen Ihr W. Pauli

[1] Das letzte uns vorliegende Schreiben [2355] von Pauli an Meier vom 8. Oktober 1956 trägt noch die freundschaftliche Anrede „Lieber C + A = F". C. A. Meier war inzwischen von seiner Stellung als Präsident des *C. G. Jung-Institutes* zurückgetreten. Sein Nachfolger wurde der mit Jung verwandte Psychologe Franz Riklin.

[2] Vgl. hierzu Paulis Schreiben [2581] an A. Jaffé.

* Vgl. hierzu den I-Ging-Kommentar zum Zeichen „der Gegensatz": „Wenn dir das Pferd fortläuft, so laufe ihm nicht nach. Ist es *dein* Pferd, so wird es von selbst zurückkommen!" {Diese Stelle aus dem *I-Ging* hatte Pauli auch schon bei einer früheren Gelegenheit in einem Schreiben an Rosbaud (Band **IV**/2, S. 733f.) zitiert.}

[3] Fritz Baumann-Jung war damals Vizepräsident des *C. G. Jung-Institutes*. Die gleiche Begebenheit hatte Pauli auch schon in seinem Brief [2536] an Aniela Jaffé beschrieben.

[4] Vgl. Delbrück und Reichardt (1956).

[5] Vgl. hierzu den Kommentar zum Brief [2592].

## [2579] Pauli an Caldirola

Zürich, 18. März 1957

Dear Caldirola!

Many thanks for your kind letter. I infinitely regret, that I have to say no again, as I go soon for a journey to England and Copenhagen.[1]

But I shall certainly be (presumably with my wife) at the September-meeting in Venice (and Padua?)[2] and if you wish, we could arrange, that I could stay in Milano on the way back for 2 days or so.

Sincerely Yours W. Pauli

[1] Sein ehemaliger Schüler Piero Carlo Caldirola hatte Pauli schon mehrfach zu einem Besuch nach Mailand eingeladen.

[2] Siehe den Kommentar zum Brief [2701].

## *Hans Frauenfelder*

Hans Emil Frauenfelder (geb. 1922) hatte im Herbst 1941 während des Krieges sein durch längeren Militärdienst unterbrochenes Physikstudium an der ETH in Zürich aufgenommen und 1947 mit dem Diplom abgeschlossen. Für diese Arbeit war er mit der Silbermedaille der ETH ausgezeichnet worden.

„1949 beendete ich die Dissertation und 1950 konnte ich die Doktorprüfung machen", berichtete er in einem zwecks Stellenvermittlung in den USA an Jauch gerichteten Schreiben vom 20. Januar 1951.[1] „Seit 1946 bin ich Assistent von Herrn Prof. Scherrer und seit 1947 leite ich die Physikübungen.[2] Meine jetzige Arbeit verteilt sich auf einige Gebiete. Mit einigen Diplomanden untersuche ich, als Fortführung der Dissertation, die Oberflächenprozesse. Ziel ist dabei, über die Bindungsenergien und damit indirekt über die Bindungskräfte zwischen Oberflächen und einzelnen adsorbierten Atomen Aufschluß zu erhalten. Ich hoffe, etwas zu finden über den Einfluß abgeschlossener Subschalen des Atomes (wie bei Zn, Cd und Hg) und über das Verhalten von pathologischen Atomen wie In und Ga."

Bei diesen Untersuchungen endeckte er eine Methode zur Herstellung dünnster radioaktiver Quellen. „Dadurch bin ich in Zusammenarbeit mit anderen Arbeitsgruppen gekommen: Richtungskorrelation $e^{-}$-$e^{-}$, $e^{-}$-$\gamma$ (Dr. Walter Zünti) und Beta-Spektroskopie (Dr. Huber, Zünti). Durch die Untersuchung des Rückstoßes beim K-Einfang lassen sich sehr genaue Angaben über die Dicke der radioaktiven Schicht machen. Wir wollen deshalb versuchen, mit solch dünnen Quellen und einer Vorbeschleunigung beim Spektrographen (Dr. Zünti) Augerelektronen zu messen, und so die verschiedenen Theorien prüfen.

Durch diese Arbeiten habe ich Kontakt sowohl mit der Kernphysik, wie mit der Physik des festen Körpers erhalten. An welchem Gebiet ich deshalb in Amerika weiterarbeiten könnte, ist mir deshalb weitgehend gleichgültig, wenn ich auch Kernphysik vorziehen würde."

Die Anfang der 50er Jahre ausgebildete Methode zur Untersuchung von Richtungskorrelationen zwischen kurz hintereinander emittierten Kernstrahlungen bildete ein wichtiges Hilfsmittel zur Erforschung der Kernstruktur, das mit großer Vollkommenheit von der u. a. aus M. Walter, Kurt Alder, Ernst Heer, Fritz Grimmi und Werner Zünti bestehenden „Züricher Gruppe"[3] beherrscht wurde.[4] Frauenfelder, der anfangs ebenfalls dieser Gruppe angehörte, hat 1953 ein längeres Referat über „Angular correlation of nuclear radiation" für den zweiten Band des damals gerade erscheinenden *Annual Review of Nuclear Science* verfaßt, das die Literatur bis zum April 1952 berücksichtigte.

Aber auch die Betaspektroskopie war im Scherrerschen Institut durch Otto Huber, Helmut Bradt, Hermann Wäffler, Ernst Bleuler, Rolf Steffen und Werner Zünti glänzend vertreten.[5] Fierz hatte 1937 als Paulis damaliger Assistent Fermis grundlegende Theorie durch Einschluß aller fünf möglichen Wechselwirkungstypen zu einer allgemeinen Theorie des $\beta$-Zerfalls ausgebaut und auf die Existenz eines energieabhängigen Interferenztermes (den sog. *Fierzterm*) hingewiesen. Damit eröffnete sich auch hier ein weites Feld für die experimentelle Erforschung.

Während Fermis ursprüngliche Theorie nur eine Vektor-Wechselwirkung (V) vorsah, kamen jetzt noch die skalare (S), tensorielle (T), axialvektorielle (A) und pseudoskalare (P) Kopplung als weitere Wechselwirkungstypen hinzu.[6] Diese lassen sich – unter Beachtung der Auswahlregeln für den Kernspin – in zwei Gruppen einteilen: Bleibt der Kernspin bei einem $\beta$-Zerfall erhalten, so kommt nur eine S- und V-Kopplung, d. h. *Fermi-Wechselwirkung* in Frage. Ändert sich der Kernspin dagegen um eine Einheit, so sind A- und T-Kopplungen möglich und man spricht von einer *Gamow-Teller-Wechselwirkung*.

Bei der Fermi-Wechselwirkung kommt der *Fierzterm*, der die Form $b/E_e$ besitzt ($b$ ist eine kopplungsunabhängige Konstante und $E_e$ die Energie des emittierten Elektrons), durch eine Interferenz der S- und V-, bei der Gamow-Teller-Wechselwirkung durch eine Interferenz det T- und A-Glieder zustande. Das Fehlen eines solchen Fierzterms führt also zu weiteren Einschränkungen der zugelassenen Kopplungskonstanten. Das bedeutet im Rahmen der Lee-Yangschen Zweikomponententheorie, daß bei der Fermiwechselwirkung alleine eine V-Kopplung auftreten kann.

Weiter läßt sich zeigen, daß bei jedem Kopplungstyp auch für die Richtungen der beim $\beta$-Zerfall emittierten Teilchen eine bestimmte Korrelation besteht: Bei einer V- und T-Kopplung sendet der Kern Elektron und Antineutrino vorzugsweise in dieselbe, bei einer A- und S-Kopplung in die entgegengesetzte Richtung aus. Durch Rückstoßmessungen an zerfallenden Kernen lassen sich mit Hilfe solcher Korrelationen auch Informationen über die jeweils vorliegende Art der Kopplung gewinnen. Während ältere Messungen zunächst noch zugunsten einer S und T Wechselwirkung sprachen, gaben neuere, mit verbesserten Methoden durchgeführte Messungen, an denen auch die *Züricher Gruppe* maßgeblich beteiligt war, endgültig einer V–A Kopplung den Vorzug.

Felix Boehm hatte im Juli 1951 bei Scherrer mit einer Messung der Wirkungsquerschnitte für Neutron-Einfangprozesse durch Protonen promoviert. Pauli hatte auch bei dieser Doktorarbeit als Korrefernt mitgewirkt.[7] Anschließend war Boehm nach Amerika ausgewandert, wo er am *Caltech* in Pasadena inzwischen den Ruf eines anerkannten Experten auf dem Gebiet der Betaspektroskopie genoß. Anläßlich eines Beitrags für die 1960 durch Frauenfelder, Otto Huber und Peter Stähelin herausgegebene *Scherrer-Festschrift* unterteilte er die damals in Zürich durchgeführten Untersuchungen in folgende Bereiche:[8]

1. Bestimmung der totalen Betazerfallsenergie durch Messung von Endprodukten der Betaspektren;
2. Studium der Form von Betaspektren;
3. Studium des Verhältnisses von Positronenemission zu Elektroneneinfang;
4. Paritätsmessungen.

Wie viele seiner schweizer Mitkameraden hatte sich nun auch Frauenfelder nach einer geeigneteren Position in Amerika umgesehen[9] und dort am *Department of Physics* der *University of Illinois* in Urbana eine Professorenstellung erhalten. Aufgrund seiner amerikanischen Erfahrungen war im Herbst 1956 das eingangs dargestellte *Memorandum* über die Lage der „Physik in der Schweiz" entstanden.[10]

Zu den zahlreichen Experimenten, die damals im Zusammenhang mit der Paritätsverletzung in vielen Laboratorien unternommen wurden,[11] gehörten auch

Frauenfelders in Urbana fortgesetzte Korrelationsmessungen. Solche *Angular correlations* hatte er auch in einem ausführlichen Beitrag für das bekannte unter Kay Siegbahns Regie herausgegebene Handbuch über *Beta- and gamma-ray spectroscopy* behandelt[12] und mit seinen Mitarbeitern beim Zerfall eines $^{58}$Co-Kernes untersucht.[13] Als Pauli Anfang März 1957 Fierz erklärte, warum er diesmal nicht zur alljährlichen Rochesterkonferenz anreisen wolle, berichtete er ihm von den neuen, durch Cornelius Jacobus Gorter und seinen Mitarbeitern im Leidener Kältelaboratorium mit den von gerichteten $^{58}$Co-Kernen ausgesendeten Positronen durchgeführten Experimenten.[14] Außerdem erwähnte er bei dieser Gelegenheit auch das vorläufige Ergebnis eines weiteren Polarisationsexperimentes, das der ehemalige ETH-Physiker Hans Frauenfelder in Zusammenarbeit mit seinen amerikanischen Schülern in Urbana durchführte.[15]

Um den Nachweis einer longitudinalen Polarisation der Zerfallslektronen zu erbringen, wurde zunächst der Elektronenstrahl mit Hilfe von elektrischen Feldern um 90° gedreht, so daß eine transversale Orientierung der Spins (die bei einer solchen Ablenkung ihre räumliche Orientierung beibehalten) in Bezug auf die Bewegungsrichtung entsteht. Für die Streuung transversal polarisierter Spin 1/2-Teilchen an einer geeignet gewählten dünnen Goldfolie sagt die von Mott hergeleitete Streuformel ein bestimmtes Verhalten vorher, das sich mit den experimentellen Ergebnissen vergleichen ließ. Frauenfelder und seine Mitarbeiter haben mit diesem Verfahren die von $^{60}$Co-Kernen emittierten Elektronen untersucht[16] und auch hier eine Übereinstimmung der Polarisation mit den Vorhersagen der Zweikomponententheorie zeigen können.

Nachdem nun auch verschiedene andere Arbeitsgruppen Polarisationsmessungen nach dem gleichen Prinzip durchzuführen begannen,[17] haben Frauenfelder et al. – einer Anregung Dysons folgend[18] – ihre Methode verbessert. Statt der Mottschen Formel konnte dabei die von Møller für Elektron-Elektron-Streuung abgeleitete Formel herangezogen und ein direkter Nachweis für die longitudinale Polarisation erbracht werden. Auch hier ist das Ergebnis von der relativen Spinrichtung der beiden Teilchen abhängig. Weil bei einer symmetrischen Energieverteilung der beiden abgelenkten Elektronen der Streueffekt besonders ausgeprägt ist,[19] lassen sich die simultan gestreuten Elektronen durch eine Koinzidenzschaltung von den anderen, nach dem gewöhnlichen Coulombgesetz (Rutherfordstreuung) gestreuten unterscheiden und so ihre longitudinale Polarisation erkennen. Solche Experimente, die nicht mehr der Zwischenschaltung eines Analysators bedurften, waren viel einfacher durchzuführen und lieferten deshalb viel zuverlässigere Ergebnisse. Außerdem galt die Møller-Formel auch für Positronenstrahler und gestattete so – „trotz der Propaganda dafür von seiten vieler Theoretiker“ – die noch immer nicht entschiedene Frage über die Zuständigkeit der Zweikomponententheorie für das Neutrino aufzuklären.[20]

Pauli, der durch Frauenfelder von dem Fortgang der Experimente auf dem Laufenden gehalten worden war,[21] zeigte großes Interesse. Als Frauenfelder im Sommer 1957 zur Abhaltung von Gastvorlesungen am *Physikalischen Staatsinstitut* in Hamburg nach Europa kam, stattete er am 12. und 13. Juni bei der Anreise Pauli einen Besuch in Zürich ab.[22] Besonders erfreut zeigte sich Pauli über Frauenfelders neuesten gegen die Zweikomponententheorie sprechenden Messungen [2661]: „Im Juni war Herr Frauenfelder hier mit großen

experimentellen Neuigkeiten:[23] er findet für reine Fermiübergänge (S und V) Paritäts*erhaltung* (Polarisation *Null*!), so daß die ganze Paritätsverletzung von den Gamow-Teller-Übergängen (T und A) herrührt. Ist auch schön: À dieu, liebe Zweikomponententheorie!“

Pauli war von diesen Ergebnissen zunächst so beeindruckt, daß er nun auch Frauenfelder unter die Favoriten für eine der in Zürich zu besetzenden Experimentalprofessuren einreihte.[24]

Diese Kandidatur hat Pauli auch gegen die durch das erwähnte *Exposé*[25] bei vielen schweizer Physikern geschürte „Angst vor Frauenfelder“ aufrecht erhalten.[26] Später hat er ihn sogar als Nachfolger für Scherrers demnächst freiwerdende Professur vorgeschlagen.

Paulis positivem Urteil schloß sich auch sein ehemaliger Assistent Viktor Weisskopf an, der in einem Schreiben vom 16. Dezember 1957 an den Schweizerischen Schulrat folgendes Gutachten über Frauenfelder ausstellte:[27]

„Von den fünf Schweizer Physikern, die Sie in Ihrem Briefe erwähnen,[28] scheint mir Frauenfelder bei weitem der geeignetste zu sein, ein großes Institut zu leiten. Auch vom rein wissenschaftlichen Standpunkt würde ich Frauenfelder als den besten und fruchtbarsten Forscher unter den Schweizer Physikern ansehen. Er hat die nötige Persönlichkeit, Durchschlagskraft aber auch das nötige Wissen und, wie ich glaube, den Weitblick, der für eine solche Stellung vonnöten ist. Nach meiner Ansicht sind die andern vier genannten wesentlich weniger geeignet. Ernst Bleuler, Boehm und Steffen sind gute Forscher, die sich in ihrem Gebiete einen Namen gemacht haben, aber sie gehören nicht in den ersten Rang. Preiswerk hat allerdings mehr administrative Erfahrung als die andern, aber seine wissenschaftliche Produktion hat schon seit vielen Jahren fast völlig aufgehört.“

Doch Paulis anfängliche Begeisterung wurde bald wieder etwas gedämpfter, nachdem er Anfang Juli durch Thirring von dem Ergebnis weiterer Polarisationsexperimente unterrichtet worden war [2662]. „Was Sie über Frauenfelder schreiben, ist interessant,[29] zumal sich in den Experimenten von Deutsch und Goldhaber die Polarisation auch gegeben hat. Der von Ihnen in Ihrem vorherigen Brief erwähnte Vorschlag, mit Fermi und Gamow-Teller anders geschraubte Neutrinos zu koppeln, wurde übrigens auch von M. Goeppert-Mayer und Telegdi gemacht.“ Im September 1957, während der Konferenz in Rehovoth,[30] konnte Pauli sich definitiv davon überzeugen, daß Frauenfelders „sonderbare“ gegen eine Paritätsverletzung bei den Fermi-Übergängen sprechenden Resultate[31] tatsächlich auf einem gravierenden Fehler beruhten.[32]

Als Frauenfelder im September 1958 mit seinen Bestrebungen, die Polarisation der $\beta$-Elektronen von „RaE mit der T-Invarianz in engere Verbindung zu bringen,“ abermals keinen Erfolg hatte [3062], sprach Pauli bedauernd vom „Armen Frauenfelder!“

[1] Dieses Schreiben aus dem Briefwechsel mit Jauch befindet sich im *Jauch-Nachlaß*, der im Institut für Theoretische Physik der Universität in Genf aufbewahrt wird.

[2] Aus diesen frühen Jahren stammte auch die von H. Frauenfelder und P. Huber herausgegebene *Einführung in die Physik*, die, wie ein Rezensent lobend feststellte, sich durch ausgezeichnete Kürze

und Prägnanz hervortut und immer die Prinzipien, aus denen das Einzelgeschehen erklärt wird, in den Mittelpunkt stellt.

[3] Vgl. hierzu die Berichte von Alder (1952) und Frauenfelder (1953, 1955).

[4] Eine Liste der 28 wichtigsten Züricher Publikationen auf diesem Gebiet hat Ernst Heer in seinem Beitrag (1960, S. 167f.) zur *Scherrer-Festschrift* zusammengestellt.

[5] Auch über diese Tätigkeiten des Institutes wurde in F. Boehms ausgezeichnetem Beitrag (1960) zur Scherrer-Festschrift berichtet.

[6] Die algebraischen Eigenschaften der fünf den Bedingungen der Lorentz-Invarianz genügenden bilinearen Dirac-Kovarianten waren durch Pauli in einer Abhandlung (1936) der *Annales de l'Institut Henri Poincaré* untersucht worden. Vgl. auch Kofink (1949) und Good (1955).

[7] Vgl. Enz et al. [1997, S. 229].

[8] Boehm (1960, S. 132).

[9] Vgl. hierzu die Angaben im Band I**V**/2, S. 429f.

[10] Vgl. den Kommentar zum Brief [2429].

[11] Vgl. hierzu die Bemerkungen in Blacketts *Memorial Lecture* (1959, S. 304), die er im September 1958 in Montreal zu Rutherfords Gedenken hielt.

[12] Vgl. Frauenfelder (1955).

[13] Frauenfelder et al. (1956).

[14] Postma et al. (1957). Vgl. auch Gorters Übersichtsreferat (1957) während der Heidelberger Physikertagung.

[15] Vgl. den Brief [2561]. Zusammen mit einem (nicht erhaltenen) Schreiben vom 3. April schickte Frauenfelder „das interessante paper" mit den neuen Messungen, das auch bei den Züricher Experimentalphysikern „die Runde machte", an Pauli (vgl. den Brief [2598]).

[16] Frauenfelder, Bobone et al. (1957a). Siehe hierzu auch die späteren Ergebnisse von Frauenfelder, Jackson und Wyld (1958).

[17] In seinem Brief [2598] weist Pauli insbesondere auf die Experimente von Cavanagh, Turner et al. in Harwell hin. In einem zusammenfassenden Bericht vom September 1957 während der Physikertagung in Heidelberg hat der damals in Erlangen tätige Schopper (1957b) die verschiedenen hier beschriebenen Experimente mit Hilfe von Skizzen der experimentellen Anordnungen dargestellt.

[18] Vgl. die Briefe [2613 und 2622]. Obwohl Pauli diese Idee von Dyson sehr lobte, war er mit der *Princetoner Interpretation* der Experimente durch die Zweikomponententheorie zunächst nicht einverstanden (vgl. die Briefe [2623 und 2626]).

[19] Frauenfelder, Hanson et al. (1957a).

[20] Vgl. den Brief [2614].

[21] Vgl. z. B. die Briefe [2619 und 2622].

[22] Vgl. die Briefe [2613, 2635, 2641, 2642 und 2654].

[23] Vgl. auch die Briefe [2635 und 2642]. Diese sensationellen Ergebnisse von Frauenfelder et al. (1957) erwiesen sich schließlich als falsch.

[24] Eine Liste der für eine solche Professur vorgeschlagenen Kandidaten findet man im Brief [2735]. Vgl. hierzu auch den Brief [2652].

[25] Vgl. das im Kommentar zum Brief [2429] abgedruckte Dokument vom 26. November 1956.

[26] Vgl. hierzu insbesondere den Brief [3041]. Wie bei Enz, Glaus und Oberkofler [1997, S. 288 und 325] berichtet wird, bestanden auch starke Spannungen zwischen Frauenfelder und den anderen schweizer Kandidaten, insbesondere mit dem Festkörperphysiker Georg Busch und dem später zum Rektor der ETH-Zürich ernannten Kernphysiker Pierre Marmier.

[27] Abgedruckt bei Enz, Glaus und Oberkofler [1997, S. 309]

[28] Es handelte sich um die in dem Brief [2735] genannten fünf Kandidaten.

[29] Vgl. den Brief [2661].

[30] Vgl. den Kommentar zum Brief [2698]. Während dieser Konferenz wurden durch Frauenfelder auch im Rahmen einer *Short Contribution* eine Zusammenfassung (1957b) der Ergebnisse weiterer Polarisationsexperimente mitgeteilt.

[31] Frauenfelder, Hanson et al. (1957b). Vgl. hierzu die Briefe [2642, 2653, 2656, 2661 und 2662].

[32] Vgl. hierzu die Anmerkung 5 zum Brief [2707].

## [2580] Pauli an Frauenfelder

[Zürich], 18. März 1957

Lieber Herr Frauenfelder!

Vielen Dank für Ihren Brief vom 3.[1] und das interessante paper,[2] das bereits bei Marmier und anderen Experimentellen die Runde gemacht und lebhaftes Interesse gefunden hat. So ist man wieder einen Schritt weiter. Die prinzipiellen Fragen, die mit parity-violation verbunden sind, kann ich gar nicht beantworten (die anderen können es auch nicht). Aber ich verstehe wohl, daß nun 3 unabhängige Fragen entstehen, die im Prinzip experimentell beantwortbar sind.

1. Gilt die CP oder (was auf dasselbe herauskommt, wenn man an die *kontinuierliche* Lorentz-Gruppe glaubt) T-Invarianz (Terminologie von Oehme-Yang-Lee)?[3]

2. Gilt die Zweikomponententheorie (Salam-Yang-Lee-Landau)?

3. Gilt ein Erhaltungssatz der „Leptonladung" („Ladung" meint *nicht* elektromagnetisch, sondern nur, daß sie 2 Vorzeichen haben kann, für Teilchen und Antiteilchen entgegengesetzt) für die leichten Fermionen ($e$, $\nu$, $\mu$) allein?

Die Frage 3. finde ich sehr wichtig. Ein solcher Erhaltungssatz sagt u. a. aus, a) es gibt *keinen* „double-$\beta$-decay" *ohne* Neutrinoemission, b) die von *Davis* (Brookhaven) untersuchte Reaktion $Cl_{37} + \nu \rightarrow Ar_{37} + e_-$ darf *nicht* gehen mit Neutrinos, die zugleich mit $e_-$ emittiert worden sind (pile).

Die experimentelle Evidenz zu a) und b) ist leider nicht sehr genau. Und theoretisch wurde nicht genügend beachtet, daß man durch geeignete Mixturen von Hamiltonians der Wechselwirkung irgendwelche Resultate *zwischen* 0 und dem Maximalwert für a) oder b) *auch* erhalten kann, wenn man will. Leider ist also die empirische Sicherung von *Null* recht schwach, obwohl ich das immer noch für das schönste halte. Wichtig ist, daß der Erhaltungssatz 3. *keine* Folge der anderen Annahmen 1. + 2. ist.

Hier soll ein Experiment mit $\beta$-$\gamma$ Korrelation und Zirkularpolarisation von $\gamma$-Strahlen gemacht werden.[4] Wir hörten von Alder, ein ähnliches würde in Pasadena (vielleicht anderswo auch) gemacht,[5] aber das schadet ja nichts.

Wir sind alle sehr neugierig auf Ihre kommenden quantitativen Messungen.[6]

Zur „Physik in der Schweiz".[7] Ich bin für die Errichtung reiner *Forschungs-Professuren* (oder pensionsberechtigter, gut bezahlter Gruppenleiter) *ohne* Lehrverpflichtung und ohne administrative Arbeit. (Dies bezieht sich auf *Experimentalphysik*.)

Gegenüber der Idee eines *Zentral*-Laboratoriums in der Schweiz[8] waren wir alle aus vielen Gründen ablehnend.

Für Ihre *Vorlesungs*-Reform bin ich auch nicht.

Viele Grüße von Haus zu Haus und auf Wiedersehen im Sommer

Ihr W. Pauli

[1] Dieser Brief liegt nicht vor.
[2] Vgl. Frauenfelder (1957a).
[3] Siehe hierzu auch die Bemerkung in Paulis Brief [2543] an Källén.
[4] Vgl. hierzu Alders Referat (1957) über Experimente zum $\beta$-Zerfall während der *Rehovoth Conference*.

[5] Vgl. Boehm und Wapstra (1957a, b, c, 1958)
[6] In ihrer nächsten Arbeit untersuchten Frauenfelder, Jackson und Wyld (1958) die transversale Polarisation von Konversionselektronen, die senkrecht zu den Betateilchen emittiert werden.
[7] Zusatz von Pauli: „Mein Exemplar begann gleich zu wandern (auch zu Staub)." – Hans Frauenfelder, den Pauli auch als potentiellen Nachfolger für den demnächst in den Ruhestand gehenden Scherrer betrachtete, hatte zusammen mit Peter Stähelin im November 1956 beim Schweizerischen Schulrat ein *Exposé* mit Vorschlägen zu einer Reformierung des Physikbetriebes in der Schweiz eingereicht. Siehe hierzu den Kommentar zum Brief [2429].
[8] In ihrem *Exposé* hatten Frauenfelder und Stähelin auch die Einrichtung eines zentralen Institutes für Kernphysik angeregt (vgl. Enz, Glaus und Oberkofler [1997, S. 281f.]).

## [2581] Pauli an Jaffé

Zürich, 18. März 1957

Liebe Frau Jaffé!

Ich hatte Ihnen inzwischen auf einer Postkarte vom Wassberg[1] aus geschrieben, daß ich vom 24. des Monats bis etwas vor Ostern verreist bin und bis jetzt noch nicht zur Conjunctio gekommen bin.[2]

Für Ihr Gedenken (vom 24. des Monats)[3] vielen Dank.

Kürzlich kam von der „Wild-West-Bar" ein offizielles Schreiben, daß C. A. Meier die Präsidentschaft niederlege und am 29. April Herr Riklin dieses Amt übernehmen werde. Für mich ändert sich ja dadurch nichts Wesentliches. Ich selbst will eigentlich *auch* immer noch fortgehen (als Patron) – trotz Sarastro. Man hätte eben C. A. Meier schon *damals* gehen lassen sollen, als er es so sehr wollte – und *mich* vielleicht *jetzt* auch:

„Wenn dir das Pferd fortläuft, so laufe ihm *nicht* nach. Ist es *dein* Pferd, wird es von selbst zurückkommen."[4]

Dies steht im *I-Ging*, Kommentar zum Zeichen „der Gegensatz". (Die Idee ist, wenn man dem Pferd nachläuft, so läuft es immer weiter weg.)

Was mich zurückhält, ist die Existenz von C. G. Jung, den ich nicht kränken möchte.

Vor etwa einer Woche sah ich einmal (vom Tram aus) C. A. Meier mit rotem Kopf und etwas wilden Blicken durch die Gloriastraße gehen. Ich glaube, er sah mich *nicht*. Man sah, es konnte nur ein Psychiater oder ein Patient sein.

Viele Grüße Ihr W. Pauli

[1] Diese Karte ist nicht erhalten.
[2] In seinen vorangehenden Briefen [2357, 2361, 2398, 2399, 2400, 2421 und 2536] hatte Pauli eine Besprechung des Jungschen Werkes *Mysterium Coniunctionis* in Aussicht gestellt.
[3] Pauli maß den um den 21. März und 21. September herum eintretenden Äquinoktialperioden eine besondere psychologische Bedeutung bei, weil sie „immer den Charakter der Labilität" haben und die „Möglichkeit von etwas Schöpferischen"mit sich bringen (vgl. hierzu Band **IV**/1, S. 273 und **IV**/3, S. 648 und die Anm. zum Brief [2588]).
[4] Diese Stelle aus dem *I-Ging* hatte Pauli auch schon in seinem Schreiben [2578] an Meier zitiert.

## [2582] Pauli an Peierls

Zürich, 18. März 1957

Lieber Peierls!

Dank für Ihren Brief vom 15.,[1] ich bin froh, daß der Alpdruck einer Low-Temperature-Conference in Cambridge[2] von uns gewichen ist.

Ich komme am 27. morgens nach Edinburgh.[3] Leider weiß ich nichts über die Eisenbahnverbindung Edinburgh-Birmingham, aber wir könnten zunächst den 30. als Tag meiner Ankunft in Birmingham festsetzen. Vielleicht könnten Sie für diesen Tag schon jetzt ein Hotelzimmer reservieren. Den Sonntag kann man vielleicht bei der jetzigen Benzin-Situation in England[4] zu Fuß gehend verbringen.

Es könnte sein, daß ich von Birmingham noch kurz nach Cambridge gehe (nur Bristol ist *ausgeschlossen*), um einige Leute zu sehen, bevor ich nach Kopenhagen fliege.

*Jedenfalls* werde ich Kemmer veranlassen, Ihnen zu telephonieren.

Herzlichen Dank und viele Grüße, auch an Thellung, Ihr W. Pauli

[1] Dieser Brief liegt nicht vor.

[2] [1] Vgl. hierzu auch die Bemerkungen in den Briefen [2544 und 2547].

[3] Vgl. hierzu auch den Kommentar zum Brief [2592].

[4] Infolge der Sueskrise und eines großen Streikes der Werft- und Metallarbeiter wurde damals in England das Benzin rationiert (vgl. auch den Brief [2550]). Thellung erklärt: „Benzin war im Frühjahr 1957 nur mit den zugeteilten Benzin-Rationierungsmarken erhältlich."

## [2583] Fierz an Pauli

[Basel], 18. März 1957

Lieber Herr Pauli!

Besten Dank für Ihren Brief.[1] Es ist richtig, wenn Sie betonen, daß die Transformation

$$\psi \to -\gamma_5 \psi, \quad m \to -m$$

aufs engste mit dem Fehlen der Spiegelinvarianz zusammenhängt. Aber vorläufig verstehe ich doch noch nicht, was da dahintersteckt. Ich kann es nicht recht sagen, was ich fühle, aber es ist ein Unbefriedigtsein mit der Situation, wie sie durch die Formeln dargestellt wird. Statt eines Einblicks in eine Struktur wird einem ein formaler Trick geboten, eine Art Taschenspielerei – nun, kommt Zeit, kommt Rat – so hoffe ich. Denn über formale Symmetrien hinaus sollte doch noch etwas Inhaltliches – inhaltlich ist das, was wir heute, ohne etwas zu begreifen, Wechselwirkung nennen – erkannt werden.

Kennen Sie Kerényis Buch, die Mythologie der Griechen?[2] Dort gibt es einen interessanten Abschnitt {S. 53; (8)}. „Die Gorgonen Sthenno, Euryale und Medusa" – wo auch die *Perseus*-Geschichte zitiert wird. U. a. heißt es da:

Und man kann schon darum nicht glauben, daß Gorgo nur etwas Häßliches und Schreckliches bedeutet hatte, weil dieser Name auch kleinen Mädchen gegeben wurde …

Dies könnte die Auflösung von Widerständen erleichtern. Denn wenn im Spiegel das Gorgonenhaupt erscheint, sind ja die Widerstände nur allzu begreiflich!

Im Sternbild des *Perseus* ist übrigens 1901 eine große Nova erschienen (Größe 0, 1), die noch heute als Stern 12. Größe sichtbar ist.[3] Ferner enthält das Sternbild die Bedeckungsveränderliche 2. Größe, Algol genannt. Ich sage das, weil mir scheint, daß neben der Mythologie das *Sternbild* nicht vergessen werden sollte. Dieses hat hier wahrscheinlich mit der Zeit zu tun;* aber Sie müssen das schließlich besser beurteilen können als ich.

Mit den besten Grüßen Ihr M. Fierz

[1] Vgl. den Brief [2577].
[2] Kerényi [1955].
[3] Eine am Yerkes-Observatorium hergestellte Aufnahme der um die Nova GK Persei 1901 gebildeten ungewöhnlich großen Nebelhülle findet man z. B. in dem (von Karl Stumpff neu bearbeiteten) astronomischen Werk von Joseph Johann von Littrow [1969, S. 516].
* Die Nova 1901 bestimmt einen Zeitpunkt und hat annähernd Ihr Alter. Algol teilt die Zeit rhythmisch ein.

## [2584] Pauli an Enz

Zürich, 19. März 1957

Lieber Herr Enz!

Ich habe mir nun durchüberlegt, wie vom heutigen Standpunkt der Paritätsverletzung unsere alten Überlegungen vom letzten Herbst zu beurteilen sind. Nun finde ich eigentlich *immer noch*, wir sollten einen „Letter" publizieren.[1] (Inzwischen will ich auf meiner Reise allerdings noch sehen, wie die anderen Physiker auf diese Fragen reagieren.)

Worauf es mir ankommt, ist ja, daß zwischen dem Maximalwert und 0 *beliebige Werte* für den Wirkungsquerschnitt der Davis-Reaktion (ähnlich double $\beta$-decay) theoretisch möglich sind – und zwar *unabhängig* von den Annahmen, die man *sonst* macht (z. B. über Parität). Selbst wenn man an die Zweikomponententheorie glaubt, gilt *immer noch* dasselbe. Der Satz von der Erhaltung der „Leptonladung" ist eben eine *unabhängige* Annahme.

In diesem Zusammenhang folgt hier noch einiges Mathematische (mit Bitte um einige Kontrollen).

Das wesentliche scheint nur der Fall, daß *sowohl* $m_\nu = 0$ *als auch* daß die Fierz-Terme verschwinden. Das heißt, der Operator $O$ ist entweder *nur* Vektor (V) und Pseudovektor (A) *oder* Skalar (S), Pseudoskalar (P) und Tensor (T).

Ich möchte gerne von Ihnen wissen, ob in diesem Falle die Kreuzterme der $g$'s *oder* $g'$'s zu verschiedenen $O$ Null sind, *auch bei den Streuquerschnitten der Davis- und Cowan-Reines-Reaktionen*. Das ist wichtig, sollte aber wohl aus den Rechnungen von Ihnen und Descloux[2] leicht hervorgehen. Im folgenden betrachte ich solche Kreuzterme nicht.

Unter dieser Voraussetzung schreibe ich für die Wechselwirkungsenergie pro Volumeinheit (h. c. ≡ hermitesch-konjugiert).[3]

$$H_{\text{int}} = \sum_0 (\bar{\psi}_\nu O \psi_p)[g_I(\bar{\psi}_\nu O \psi_e) + g_{II}(\psi_\nu C O \psi_e) - g'_I(\bar{\psi}_\nu \gamma_5 O \psi_e + g'_{II}(\psi_\nu C \gamma_5 O \psi_e)] + \text{h.c.}$$

$$(\gamma_\mu^T = -C\gamma_\mu C^{-1}) \qquad \text{oder mit} \qquad \psi_\nu^C = -C^{-1}\bar{\psi}_\nu; \qquad \overline{(\psi_\nu^C)} = +\psi_\nu C$$

auch

$$H_{\text{int}} = \sum_0 (\bar{\psi}_\nu O \psi_p)[g_I(\bar{\psi}_\nu O \psi_e) + g_{II}(\overline{(\psi_\nu^C)} O \psi_e) - g'_I(\bar{\psi}_\nu \gamma_5 O \psi_e + g'_{II}(\overline{(\psi_\nu^C)} \gamma_5 O \psi_e)] + \text{h.c.}$$

Nun ist die Davis-Reaktion 0
1. wegen Erhaltungssätzen für

$$g_{II} = g'_{II} = 0 \quad \text{oder für} \quad g_I = g'_I = 0,$$

2. wegen der uns bekannten kanonischen Transformation für

$$g'_I = g_{II} = 0 \quad \text{und für} \quad g_I = g'_{II} = 0.$$

Das Matrixelement $M$ der Davis-Reaktion ist eine quadratische Form der $g$ und $g'$ (in denen die $g^*$ und $g^{*\prime}$ *nicht* explizite vorkommen, da zweimal $e_-$ emittiert wird).

Außerdem gilt wegen der Substitution (kanonische Transformation!)

$$\psi'_\nu = \gamma_5 \psi_\nu; \quad \bar{\psi}'_\nu = -\bar{\psi}_\nu \gamma_5$$

die wichtige Symmetrieeigenschaft, daß M bei der Vertauschung $(g_I, g_{II}) \rightleftarrows (g'_I, g''_{II})$ *unverändert* bleiben muß.

Schlußfolgerung: also ist $M$ *proportional zu* $2(g_I - g_{II} + g'_I - g'_{II})$
{N. B. bei gegebenem $N \equiv |g_I|^2 + |g_{II}|^2 + |g'_I|^2 + |g'_{II}|^2$ ist $4|g_I g_{II} + g'_I g'_{II}|^2$ höchstens gleich $N^2$. Dieses Maximum ist erreicht für $g_{II} = g_I^* e^{i\alpha}$, $g'_{II} = g_I^{'*} e^{i\alpha}$ mit $\alpha$ reell.}

Das übrige folgt aus Ihrem Zettel, vorausgesetzt, *daß z. B. Skalar, Tensor und Pseudoskalar keine Kreuzterme geben.*

Es folgen nun besondere Bemerkungen über die *Zweikomponententheorie*. Wird *nicht* von vornherein ein Erhaltungssatz der Leptonladung angenommen, so ist der Standpunkt der Majorana-Realitätsbedingung $\psi_\nu^C = \psi_\nu$ von Fierz recht bequem. Es gilt dann also die Vertauschungsrelation ($\sigma$, $\rho$ = Spinorindizes)

$$\{\psi_{\nu,\sigma}(\boldsymbol{x}, t), \psi_{\nu,\rho}(\boldsymbol{x}', t)\} = \{\psi^C_{\nu,\sigma}(\boldsymbol{x}, t), \psi_{\nu,\rho}(\boldsymbol{x}', t)\} = \delta^{(3)}(\boldsymbol{x} - \boldsymbol{x}')(\beta C^{-1})_{\rho\sigma}$$

(ist übrigens *symmetrisch* in $\rho, \sigma$)

(Das zweite Gleichheitszeichen gilt immer, das erste nur in der Majoranatheorie.)

Die Identifizierung von $\psi_\nu^C$ und $\psi_\nu$ hat nun zur Folge, daß im früheren Ausdruck für $H_{\text{int}}$ die Terme mit $g_{II}$ und $g'_{II}$ überflüssig werden, man kann diese streichen und in den Formeln $g_{II}$ durch $g_I$, $g'_{II}$ durch $-g'_I$ ersetzen. (*Die dabei entstehenden Faktoren 1/2 etc. habe ich nicht kontrolliert.*)[4]

Das Matrixelement der Davis-Reaktion wird daher jetzt proportional zu $(g_I^2 - g_I'^2)$ (für jedes O).

Der *Erhaltungssatz* verlangt demnach [5]

$$g_I = g'_I \quad \text{oder} \quad g_I = -g'_I.$$

In der Tat spaltet dann $(1 - \gamma_5)$ respektive $(1 + \gamma_5)$ rechts von $\bar{\psi}_\nu$ heraus.

Dem Erhaltungssatz entspricht in der Tat die Eichgruppe

$$\psi'_\nu = e^{i\gamma_5\delta}\psi_\nu;\ \psi'_e = e^{i\delta}\psi_e. \qquad (*)$$

Hierin ist $\delta$ eine reelle konstante Phase.

(Beachte $e^{i\gamma_5\delta} = \cos\delta + i\gamma_5 \sin\delta$; $\gamma_\nu e^{-i\gamma_5\delta}\gamma_\nu = e^{+i\gamma_5\delta}$.) (Hierin ist das Vorzeichen von $\gamma_5$ konventionell, man kann die Eichgruppe auch

$$\psi'_\nu = e^{-i\gamma_5-\delta}\psi_\nu; \qquad \psi'_e = e^{+i\delta}\psi_e \qquad (**)$$

setzen, was obiger Vorzeichenalternative entspricht.)

Bleiben wir bei den Vorzeichen in (*), so gilt

$$\psi'^*_\nu = \psi^*_\nu e^{-i\gamma_5\delta};\ \overline{\psi'_\nu} = \bar{\psi}_\nu e^{+i\gamma_5\delta}.$$

Die ‚Eichinvarianz' $(*)$ der S. 2 angeschriebenen $H_{\text{int}}$ (mit den Termen $g_{II}$, $g'_{II}$ weggestrichen) gibt gerade die *Bedingung* $g_I = g'_I$. {Für $(**)$ folgt $g'_I = -g_I$.}

Mit

$$\pm J_\mu^{(\nu)} = \frac{1}{2}\bar{\psi}_\nu\gamma_5\gamma_\mu\psi_\nu$$

und geeigneten Vorzeichen für $J_\nu^{(e)}$ des Elektrons gilt eine Kontinuitätsgleichung für $J_\mu^{(\nu)} + J_\mu^{(e)}$. (Das steht auch in einer Arbeit von *Touschek*,[6] ebenso die Eichgruppe (*). Die Realitätsbedingung $\psi_\nu^C = \psi_\nu$ hatte er jedoch übersehen.)

Also viele Grüße. Was meinen Sie? Ich bin für einen letter (eventuell mit Bemerkung über Pruettfaktor) nach meiner Rückkehr zu Ostern. Ihr W. Pauli

[Zusatz am oberen Briefrand:] Ich komme Freitag. Wenn Sie an diesem Tag für längere Zeit nicht in Ihrem Zimmer sind, schreiben Sie, bitte, an die Tafel, wo Sie sind!

[1] Vgl. Pauli (1957d) und Enz (1957).

[2] Enz erinnert sich nicht an einen (nochmals im Brief [2596] in Erscheinung tretenden) Mitarbeiter dieses Namens, der übrigens auch nicht in den Publikationen des Züricher Institutes genannt ist.
[3] Zusatz von Pauli: „Im angeschriebenen Term ist ein Proton und ein Negatron $e_-$ erzeugt."
[4] Zusatz von Enz: „Anzahl Endzustände."
[5] Zusatz von Pauli: „Beim $\mu$-Meson Zerfall wird der Erhaltungssatz sehr trivial. Ist aber *auch nicht* von selbst erfüllt."
[6] Vgl. Touschek (1957b) und die Briefe [2559 und 2566].

## [2585] Pauli an Enz

Zürich, 20. März 1957

Lieber Herr Enz!

Ich kann als Nachtrag zum gestrigen Brief[1] noch etwas über die Proportionalität des Davis-Matrixelementes zu $(g^2 - g'^2)$ in der 2-Komponententheorie vervollständigen. (Bemerkung: 1. Ich lasse den Index I nun weg, da ja II nicht mehr vorkommt. 2. Eine Realitätsbedingung für die $g$ und $g'$ wurde *nicht* gestellt. Die wäre nur wichtig für die CP und T-Invarianz, die aber hier *nicht* diskutiert ist. Der Wirkungsquerschnitt ist proportional zu $|g^2 - g'^2|^2$. Auch für unsere alte kanonische Transformation ist Realität der Koeffizienten, früher A, B genannt, *nicht* notwendig.)

Die Majoranasche Identifizierung von $\psi$ und $\psi^C$ schränkt jedoch unsere kanonische Transformation ein. Und zwar bleibt übrig

$$\psi' = e^{i\delta}(\cos\alpha + i\gamma_5 \sin\alpha)\psi = e^{i\delta}e^{i\alpha\gamma_5}\psi \qquad \text{mit } \alpha \text{ reell.}$$

(Das ist gerade die Transformation, welche die 2 Herren in Manchester[2] ohne Verstand angewandt haben, worüber Królikowski Bescheid weiß.)

Dies angewandt auf $\psi_\nu$ (zusammen mit $\psi'_e - e^{i\delta}\psi_e$) zeigt gerade, daß eben $g^2 - g'^2$ dabei invariant bleibt. ($g$, $g'$ transformieren sich formal wie bei der Lorentzgruppe.)

Daraus folgt aber nun noch etwas mehr über die Kreuzterme, im Falle daß alle fünf Operatoren 0 anwesend sind. Diese müssen für alle Paare $i, j$ mit $(i, j = 1, \ldots, 5)$ die Form haben

$$A_{ij}(\boldsymbol{p}_e, \boldsymbol{p}_\nu)(g_i g_j - g'_i g'_j)$$

(Davis-Matrixelement in der 2-Komponententheorie.)

Die Bedingungen

$$g_i = g'_i \quad \text{oder} \quad g_i = -g'_i$$

(mit gleichem Vorzeichen für alle 5 Werte von i) sind daher für die Gültigkeit des Erhaltungssatzes jedenfalls *hinreichend* (was man auch aus der Eichgruppe, d. h. eben der kanonischen Transformation, sieht).*

Was ich hier zu Hause nicht feststellen kann, ist, ob die Kreuzterme zwischen S, P und T allein (und zwischen V und A allein) Null sind. Dazu brauchte ich z. B. die alte Arbeit von Fierz.[3]

Es sollte aber, wenn richtig, ohne lange Rechnung zu sehen sein.
Vielleicht werde ich Ihnen morgen (Donnerstag) deshalb telefonieren.
Viele Grüße nochmals, Ihr W. Pauli

[1] Vgl. den Brief [2584].
[2] Wie Charles Enz mitteilt, hielt sich Wojciech Królikowski im Wintersemester 1956/57 in Zürich auf.
* Die Hamiltonfunktion (d. h. $g$ und $g'$ einzeln) ist nur bei Gültigkeit des Erhaltungssatzes gegenüber der Eichgruppe invariant. Das Davis-Matrixelement ist aber *stets* (auch wenn $\neq 0$) gegenüber dieser *gleichen* Gruppe invariant, da diese eine kanonische Transformation ist. (Der willkürliche Phasenfaktor des Matrixelementes ist dabei invariant eingerichtet. Das ist natürlich unwesentlich.)
[3] Vgl. Fierz (1937).

## [2586] Bender an Pauli

Freiburg i. Br., 20. März 1957[1]
[Maschinenschrift]

Sehr geehrter Herr Professor Pauli!

Herr Tornier hat mittlerweile zu Ihren Ausführungen[2] Stellung genommen und mich gebeten, den darauf bezüglichen Brief an Sie weiterzuleiten.[3] Er hat kurz darauf noch einmal geschrieben und mir nahegelegt, auch diese Ausführungen Ihnen zur Kenntnis zu geben.

Wenn ich Herrn Tornier recht verstanden habe, will er sich mit Prof. Feller, Princeton, persönlich in Verbindung setzen. Dürfte ich Sie um die genaue Adresse bitten oder ist es das Institute for Advanced Studies?

Es wäre für mich sehr wertvoll, zu wissen, was Sie von dem Plan eines eigenen kleinen Bandes mit der Diskussion über Wahrscheinlichkeitstheorie und ESP halten.

Mit ergebenen Grüßen Ihr H. Bender

P. S.: Nach Abschluß des Diktats kam wiederum ein Brief von Herrn Tornier. Obwohl Herr Tornier mich nicht ausdrücklich aufgefordert oder ermächtigt hat, glaube ich doch, den Anlagen-Brief in Abschrift an Sie weiterleiten zu dürfen, da er zur Klärung der schwebenden Fragen beiträgt.

## Anlage I zum Brief [2586]

### Tornier an Bender

Schneverdingen, 13. März 1957[4]
[Abschrift]

Sehr geehrter, lieber Herr Kollege Bender!

Besten Dank für Ihre ausführliche Nachricht über die Stellungnahme Herrn Paulis.[5] Zunächst stimme ich den Verbesserungsvorschlägen Herrn Paulis völlig zu.

Seine „Drogentheorie“ ist voll berechtigt, ich habe voreilig geschlossen. Ebenso muß, wie er will, es an der betreffenden Stelle nicht, wie ich schrieb, heißen, die Signifikanzen bedeuten „gar nichts“, sondern es muß heißen: „keine induktiven Korrelationen“. Auch die allgemeine Fragestellung ist begründet. Ich stelle mit Überraschung fest, daß wahrscheinlich zwischen Herrn Pauli und mir über die Sachlage selbst völlige Übereinstimmung zu erzielen ist, womit ich meine, daß auch er bereit sein dürfte, statistische Methoden abzulehnen, sofern sie *mehr* sein wollen als eine *heuristische* Methode zur Auffindung induktiver Korrelationen.

Nun kommen die Punkte, in denen noch Uneinigkeit herrscht, die aber wohl weitgehend durch unklare Ausdrucksweise meinerseits hervorgerufen ist.

Da ich nicht nur die ESP-Forschung, sondern auch die statistischen Begründungsversuche der Astrologie im Auge habe, stellt sich die notwendige Frage mir so dar:

Wenn eine längere Versuchsreihe sich anscheinend nicht der Wahrscheinlichkeit fügt, welche logischen Möglichkeiten ergeben sich dann, falls ich mich nicht mit einem extrem seltenen Zufall beruhigen will?

a) Mein Dauerprozeß erfüllt eines oder mehrere Axiome der Wahrscheinlichkeit nicht. Deshalb muß ich im Besitz einer vollständigen Axiomatik der Wahrscheinlichkeit sein, um logisch die Sachlage weiter analysieren zu können.

b) Mein Dauerprozeß erfüllt zwar die Axiome der Wahrscheinlichkeit, aber nicht das, was ich auf S. 20 „Anwendbarkeitsvoraussetzung“ genannt habe.[6] Diese Voraussetzung verlangt nämlich wesentlich mehr, als zur Ableitung der mathematischen Sätze der Wahrscheinlichkeit durch die Axiome gefordert wird.

Deshalb muß man sehr genau über die Anwendbarkeitsfrage nachdenken.

Nun kommt ein Vorwurf, den Herr Pauli ganz bestimmt zu Unrecht gegen mich erhebt, nämlich ich hätte die von Misessche Sinnesmythologie[7] übernommen, ich gebe aber zu, daß ich vielleicht nicht hinreichend klargemacht habe, daß das nicht der Fall ist.

Seit 24 Jahren, nämlich seit meiner 140 Seiten langen Arbeit über die „Grundlagen der Wahrscheinlichkeit“ in den Acta mathematica Band **60**[8] habe ich bewiesen, daß die Häufigkeitstheorie in meiner Fassung also mit den „Modellen“ mathematisch absolut gleichwertig mit der abstrakten Theorie [ist], daß also jeder Satz, der aus der einen Theorie folgt (Korrektur erhalten), sich stets auch aus der anderen ergibt. Sie wissen, Herr Bender, daß ich Ihnen gegenüber meine Modelltheorie als Eselsbrücke bezeichnet habe, was ich sicher nicht täte, wenn sie für mich einen sinnesmythologischen Wert hätte. Es ist ganz einfach so, daß für mich manches leichter am Modell zu übersehen ist als bei der abstrakten Theorie und daß ich deshalb jeweils die Methode wähle, die mir psychologisch einleuchtender scheint, was ich ja wegen der von mir bewiesenen mathematischen Gleichwertigkeit darf. Es ist etwa so, als wenn man zum Beweise geometrischer Sätze je nach Zweckmäßigkeit analytische Geometrie oder die übliche euklidische Geometrie verwendet. Es ist für mich jedenfalls z. B. sehr viel einfacher, mir an den Modellen klarzumachen, welche „Anwendbarkeitsvoraussetzungen“ nötig sind, als das an Hand der abstrakten Theorie zu tun.

Ich gebe gern zu, daß bei Mises sowas wie eine Sinnesmythologie vorliegt. Mises und ich waren ja immer Gegner, und daß Mises in den letzten Jahren die plötzliche Schwenkung zu mir gemacht hat, hat mich selbst am meisten erstaunt.

Für mich liegt die große Bedeutung von Mises für die Wahrscheinlichkeit *nicht* in seinem Kollektiv, sondern in seiner Erkenntnis, daß – in meiner Ausdrucksweise – die *Wahrscheinlichkeiten Materialkonstanten* der Versuchsvorschrift sind und nicht etwa psychologische oder logische Begriffe und in seiner Idee der Operationen, die bei ihm zwar falsch gefaßt waren, aber für mich den Anstoß für meine Theorie der abgeleiteten Versuchsvorschriften ergaben.

An „philosophischen" Vorstellungen habe ich also nur die eine „Wahrscheinlichkeiten sind Materialkonstanten der Versuchsvorschrift" und ich hoffe, daß in diesem Punkt Herr Pauli mir zustimmen wird und das nicht für Sinnesmythologie erklärt, ich kann mir das aber bei einem Physiker kaum vorstellen.

Das ist nun allerdings keine nebensächliche philosophische Frage mehr, denn bei einem logischen oder psychologischen Wahrscheinlichkeitsbegriff existiert keine Übergangsmöglichkeit mehr von einer Versuchsvorschrift zu den abgeleiteten Versuchsvorschriften, aber ich nehme wie gesagt als fast sicher an, daß an diesem Punkt die Verständigungsmöglichkeit mit Herrn Pauli nicht scheitern wird.

Ich wäre dankbar, wenn sie ihm von diesem Brief Kenntnis gäben.

Mit bestem Gruß Ihr sehr ergebener E. Tornier

## Tornier an Bender

[Schneverdingen], 14. März 1957[9]
[Auszug]

Da Herr Pauli anscheinend an diesen Grundlagenfragen echt interessiert ist, möchte ich ihn auf eine Sachlage aufmerksam machen, die mir von prinzipieller Wichtigkeit zu sein scheint.

Nach langen Vorarbeiten von mir haben Herr Feller und ich 1932 in den „Mathematischen Annalen", Band **107**, die „Maß- und Inhaltstheorie des Baireschen Nullraumes"[10] (das ist im Prinzip die Gesamtheit der Anschreibfolgen einer Versuchsvorschrift) entwickelt. *Unser Ziel dabei war, auf dieser Basis einerseits Eigenschaften der Reihe der natürlichen Zahlen zu untersuchen und andererseits die Wahrscheinlichkeit zu begründen.* Das erste geschah in der gemeinsamen Arbeit „mengentheoretische Untersuchung von Eigenschaften der Zahlenreihe" im gleichen Band der Mathematischen Annalen, das zweite in meiner Arbeit (Feller verstand damals noch nichts von Wahrscheinlichkeit, erst durch unsere Zusammenarbeit ist er zur Wahrscheinlichkeit gekommen) „Grundlagen der Wahrscheinlichkeit" in Acta mathematica, Band **60**, 1933.[11]

Die Situation, die sich ergeben hat, ist folgende: Die doch wirklich gesetzmäßig bestimmte Folge der natürlichen Zahlen (oder der nach Normgröße geordneten ganzen Ideale eines algebraischen Zahlkörpers) genügt in Bezug auf Teilbarkeitsfragen *allen* Sätzen der Wahrscheinlichkeit. Natürlich nicht in Bezug auf andere Fragestellungen.

Ein vollständig gesetzmäßiges Material kann also bei geeigneten Fragestellungen allen Formeln der Wahrscheinlichkeit genügen und andererseits kann daraus, daß ein Material allen Gesetzen der Wahrscheinlichkeit genügt, deshalb offenbar nicht geschlossen werden, daß es das in jeder Richtung tun muß.

## Tornier an Bender

Schneverdingen/Soltau, 18. März 1957[12]
[Abschrift]

Sehr geehrter lieber Herr Kollege Bender!

Der Fall Feller-Rhine läßt mir keine Ruhe. Ich kenne doch das Rhinesche Material selbst nur vom Hörensagen (wie anscheinend fast alle) und habe nur danach mein Urteil gebildet. Ich kann auf die jetzige Art nicht weitermachen, ehe ich weiß, ob Feller nicht vielleicht doch gezeigt hat, daß das Material ganz brav der Wahrscheinlichkeit genügt.

Ich kenne Feller sehr genau.[13] Er ist, jeder *Einzelfrage* gegenüber, ein ungewöhnlich scharfsinniger und äußerst gewissenhafter Mathematiker. Sooft ich ihm eine bisher unbewiesene Spezialbehauptung vorlegte, hatte er einen einwandfreien Beweis in 3 Tagen fertig, zu dem ich selbst vielleicht 3 Wochen gebraucht hätte, falls es mir überhaupt gelungen wäre. Andererseits liegt ihm kaum, eine neue mathematische Theorie im Großen zu konzipieren oder die Möglichkeit eines gemeinsamen Oberbaues über zwei vorhandene Theorien zu erfühlen und dadurch aus beiden eine Einheit zu machen. Das war wieder mein Anteil an unserem früheren Kompagniegeschäft.[14]

Ich würde mich also berechtigt fühlen, Fellers Urteil anzuzweifeln, wenn es sich um Probleme der letztgenannten Art handeln würde, aber bei der Frage nach dem Rhine-Material handelt es sich bestimmt um die erste Kategorie. Behauptet also Feller, es genüge völlig der Wahrscheinlichkeit, so sind für mich alle anderen Urteile gegenstandslos, es sei denn, jemand wiese Feller einen Fehler nach, aber was eben aussichtslos sein dürfte. Auch wenn *ich* mit der Möglichkeit eines Fehlers rechnete, könnte ich ihn nicht suchen, sogar wenn ich das Material zur Verfügung hätte und viele statistische Tricks dazulernte. Einmal nämlich langen meine Augen nicht mehr aus, um mich in einem solchen Riesenmaterial wirklich zu orientieren, und zweitens habe ich zum Rechnen kein Elektronengehirn zur Verfügung wie Feller in Princeton.

Mir scheint aber glaubhafter, daß Rhine und seine statistischen Berater Feller überhaupt mißverstanden haben – reine Mathematiker, was Feller ja ist, überschätzen meist die Verständnismöglichkeit der Nichtmathematiker und auch derer, die Mathematik, wenn auch noch so gewandt, nur als Hilfsmittel benutzen – vielleicht hat Feller nur bewiesen, daß das Rhinematerial keine Tendenz zu induktiven Korrelationen aufweist (trotz Signifikanzen) und auch nicht der Wahrscheinlichkeit befriedigend genügt. Der zweite Teil könnte so in Formeln versteckt sein, daß ihn Rhine und Co. überhaupt übersehen haben bzw. glaubten, jeder müsse das übersehen und eine Veröffentlichung wäre deshalb taktisch falsch.

Gestützt auf die mir bisher bekanntgewordenen Urteile, die ich als stichhaltig übernommen habe, ging meine Vermutung im Falle Rhine immer in diese Richtung, also (Signifikanzen, keine Tendenz zu induktiven Korrelationen, als auch keine glatte Übereinstimmungen mit Wahrscheinlichkeit). Da infolge der Soal- usw. Versuche wenigstens Telepathie evident ist,[15] so evident, daß die Frage mathematisch ganz uninteressant ist, war meine Meinung immer, die unbezweifelbare Existenz der Telepathie müsse sich auch im Rhine-Material auswirken, und zwar gerade in der genannten Richtung.

Zunächst muß ich nun aber unbedingt versuchen, die abgerissenen Fäden zu Feller wieder anzuknüpfen. Da er noch 37, also lange nach unserer Trennung, in einseitiger Freundschaft auf einem Kongreß über Wahrscheinlichkeit[16] als Vortragsthema meine Modelltheorie gewählt hat – ich habe nur einen Bericht des Istituto Italiano degli Attuari über seinen Vortrag – und dort bemerkt ist „Feller precisa che il merito e la responsabilità risalgono al solo Tornier", ist ein solches wenigstens wissenschaftliches Wiederanknüpfen vielleicht doch nicht unmöglich. Was meinen Sie dazu?

Wissen Sie genau, daß Feller in Princeton ist, früher war er in Ithaca?[17] In welchem Staat der USA liegt Princeton? Das Institut dort heißt auf deutsch „Institut für vorgeschrittene Studien", ist „Institute for Advanced Studies" ...

Darf ich Feller in Ihrem Auftrag bitten mitzuarbeiten und würden Sie – falls er sie noch nicht anderweitig vergeben hat und Umfang sowie Druckkosten für Sie tragbar sind – bereit sein, seine legendäre Arbeit unabhängig von seinen Resultaten zu veröffentlichen?[18] Wenn der Fall der Mißverständlichkeit vorliegt, müßte er eben am Anfang oder Ende seine Ergebnisse in normalen Worten zusammenfassen, der Text dürfte ja englisch bleiben. Nun bin ich überzeugt, Sie wollen, um Rhine nicht zu kränken (ich verstehe zwar persönlich nicht, wie jemand sich wissenschaftlich durch Kritik, wenn sie nicht in pöbelhafter Form vorgebracht wird, gekränkt fühlen kann, ich selber wäre und war es nie) erst an ihn bzw. Osis[19] schreiben, könnten Sie das sofort tun, ehe ich an Feller schreibe, und feststellen, ob, wenn dort Fellers Arbeit als Anti-Rhine aufgefaßt worden ist, die Leute jede Möglichkeit eines Mißverständnisses für ausgeschlossen halten?

Nun nochmals auf Ihren Brief zu kommen: Ich persönlich bin für das zweisprachige „Grundlagenheft". Was mich persönlich angeht, so würde ich nun am liebsten sozusagen Prolegommena zur Methode schreiben, also im Prinzip wie im Manuskript untersuchen, auf welche Standpunkte man sich formal stellen kann, wenn man eine lange Versuchsserie als nicht durch Wahrscheinlichkeit erklärbar ansehen will und nur andeuten, welcher dieser Fälle bei Rhine, bei Astrologie, etc. meinetwegen auch bei Synchronizität vorliegen könnte, die das Für und Wider der Einschachtelung in die von mir einwandfrei als möglich herausgearbeiteten Klassen, aber den wirklich für diese Gebiete Zuständigen überlassen. Ich würde also dann eine rein grundlagenkritische Arbeit daraus machen. Sie haben ja gemerkt, daß Pauli gerade dafür interessiert ist. Bridgman schreit ja in seinem Artikel geradezu nach Klarheit über die Grundfragen,[20] und ähnlich würden alle wesentlichen Leute reagieren. Ich bleibe dabei in dem Rahmen, für den ich wirklich zuständig bin und Wesentliches zu sagen habe, was z. Z. kaum ein anderer sagen kann, und der Artikel würde auch sehr viele Mathematiker und Physiker bewegen, die vorläufig durch zu starke Verknüpfung

mit Parapsychologie nur ungern reagieren würden. Es wäre sozusagen eine allgemeine Beurteilungsrichtschnur für alles, was auf diesem Gebiet noch statistisch untersucht werden kann.

Mit herzlichen Grüßen Ihr Erhard Tornier

## Anlage II zum Brief [2586]

### Gespräch mit Prof. W. Pauli im Institut für Grenzgebiete der Psychologie und Psychohygiene[21]

Freiburg i. Br. am 30. April 1957

*Vorbemerkung*

Dem Gespräch war eine Korrespondenz Prof. Paulis mit Prof. Tornier vorausgegangen. Es handelte sich dabei um wahrscheinlichkeitstheoretische Fragen, die Prof. Tornier im Zusammenhang mit der Beweiskraft quantitativ-statistischer Untersuchungen auf dem Gebiete der Parapsychologie und astrologischer Statistiken zur Diskussion stellte. Vor der Bandaufnahme wurden die Versuche Rhines erörtert und dessen Ergebnisse verglichen mit den Experimenten von Soal und Bateman, die mit den Medien Mr. Shackleton und Mrs. Stewart induktive Korrelationen erzielten: die signifikanten Leistungen der Medien variierten entsprechend der Variation der Versuchsbedingungen. War das Intervall zwischen der Übertragung zweier Versuchsobjekte (Karten mit Tierfiguren) 2,5 sec., so nannte das Medium mit einem Trefferüberhang, der erheblich über der Zufallserwartung lag, die übernächste Karte, war das Intervall 1,5 sec. die nächste Karte. Diese Ergebnisse wurden im Zusammenhang mit der Synchronizitätstheorie von C. G. Jung erörtert. Der auf Band aufgenommene Teil des Gesprächs setzt ein mit einer Kennzeichnung der Rhineschen Resultate, bei denen Versuchspersonen mit den sog. Zener-Karten Trefferüberhänge erzielten,[22] die aber nicht wie bei Soal durch eine Variation der Versuchsbedingungen methodisch variiert werden konnten.

*Pauli:* Die Parallele ist: inkonstanter Zusammenhang durch Kontingenz und der Statistiker sagt: Signifikanz ohne induktive Korrelation. Es ist weitgehend eine Frage der Wortwahl.

*Bender:* Hier habe ich gleich eine Frage: es befriedigt nicht, alle parapsychischen Leistungen mit dem Synchronizitätsprinzip zu erfassen, vor allem gilt dies für die Untersuchungen von Soal, der mit seinen Sensitiven Resultate erreichte, die durchaus induktive Korrelationen sind. (Auf Frage Paulis: Prof. Tornier erkennt an, daß es sich um induktive Korrelationen handelt; bei den astrologischen Statistiken Gauquelins[23] liegen hingegen solche induktiven Korrelationen nicht vor.)

*Pauli:* Es gibt also offenbar Fälle, wo Signifikanz ohne induktive Korrelationen da sind, dies wird offenbar (von Tornier?) auch mit dem zweiten Teil des Angriffs von Spencer Brown in Verbindung gebracht. Es ist richtig, daß es unbefriedigend ist, solche induktiven Korrelationen synchronistisch zu deuten,

weil die Fälle, die Jung als synchronistisch bezeichnet, keine induktiven Korrelationen sind. Z. B. der Skarabäus-Fall. Jung interessiert sich gerade dafür, und kein Statistiker kann ihn daran hindern.

*Bender:* Es ist aber für uns unbefriedigend, die Synchronizitätstheorie auf parapsychische Phänomene anzuwenden, die sich in seltenen Fällen als induktive Korrelationen erweisen.

*Pauli:* Nein, das ist natürlich nicht befriedigend. Es wären mehr die Fälle, bei denen Signifikanzen ohne induktive Korrelationen auftreten. Das wäre die richtige Parallele zum Synchronizitätsbegriff.

*Bender:* Ich könnte Ihnen im Augenblick nicht sagen, wo im Rhineschen Material überzeugende induktive Korrelationen gefunden wurden. Rhine hat ja ganz zweifellos immer wieder gezeigt, daß signifikante Ergebnisse erzielt werden. Das bezeichnet Tornier als unartigen Zufall, gibt aber zu, daß ein solcher unartiger Zufall nur unter Mitwirkung von Menschen geschieht, was insofern für die Rhinesche These spräche. Er sagt aber, daß man aus diesen „unartigen Zufällen" nicht einen zwingenden Schluß auf Psi-Fähigkeiten ziehen könne, sondern daß die Annahme, es seien Psi-Fähigkeiten, von einem realen Hintergrund abhängen: solche Phänomene müssen als spontane Erlebnisse oder qualitative Leistungen von Medien unabhängig von der Statistik nachgewiesen werden.

*Pauli:* Bei Jung ist eine große Problematik mit der Synchronizität und der Reproduzierbarkeit. Es erhebt sich die Frage von Synchronizität und Kausalität. Synchronistisch sind die Zusammenhänge inkonstanter Art. Gibt es nun Methoden, um solche inkonstanten Zusammenhänge, bzw. Phänomene, die da auftreten, doch zu begünstigen. Z. B. die schwarze Magie oder die Regenmacher – also ich weiß es nicht. Ich erkläre, einen Archetypus herbeizubeschwören. Wenn es das z. B. gäbe, auch nur im Sinne einer erhöhten Wahrscheinlichkeit des Eintretens ohne absolute Sicherheit, dann wäre das ja eigentlich nicht mehr akausal im Sinne von Jung. In dem Augenblick, wo eine induktive Korrelation da ist, ist es nicht mehr das, was Jung synchronistisch nennt.

*Bender:* Wie würden Sie das beurteilen: wenn es z. B. der Forschung gelänge (es ist augenblicklich ein internationales Thema der Parapsychologie), daß man versucht festzustellen, ob Personen, die gehäuft synchronistische Erlebnisse haben, eine bestimmte Persönlichkeitsstruktur aufweisen. Sollte es gelingen, diese Persönlichkeitsstruktur eindeutig festzustellen …

*Pauli:* Da habe ich einige Vorbehalte zu machen. Es ist nämlich meine persönliche Erfahrung, daß die synchronistischen Phänomene unter bestimmten Bewußtseinslagen eintreten, das ist nicht eine angeborene Struktur, sondern das sind Stadien auf dem Lebensweg, wo sie eintreten. Es kann Perioden geben, wo sie eintreten, und dann können sie auch wieder verschwinden, wenn die Bewußtseinsentwicklung nicht Schritt gehalten hat. Es ist ein Effekt auf höherer Ebene (nicht zu verwechseln mit spiritistischen Dingen). Es ist so, wie wenn etwas ins Bewußtsein kommen wollte, ein konstellierter Archetypus, nicht ein latenter Archetypus – wie es in der Jungschen Sprache heißt. Ich glaube da also mehr an Situationen, die in der seelischen und geistigen Situation begründet sind, die auch wieder verschwinden können.

*Bender:* Das berührt stark, was wir immer wieder feststellen, Erfahrungen bei qualitativen Experimenten, z. B. in Versuchen mit dem holländischen Medium Gérard Croiset,[24] von denen ich Ihnen in Zürich berichtet habe. Seine Leistung entfaltet sich nur in einem affektiven Feld, immer da, wo affektive Dinge konstelliert sind, da springt die Begabung an; sie bleibt vollkommen wirkungslos bei nicht-affektiven Situationen. Croiset hat keinerlei Erfolge mit den Rhineschen Karten, aber er ist nach meiner Überzeugung fähig vorauszusagen, wer bei einer späteren Demonstration auf einem Stuhl sitzen wird, und er kommt in Kontakt mit dem betreffenden Menschen durch affektive Beziehungen.

*Pauli:* Also synchronistisch ist bei mir die Beziehung von Psychologie und Physik. Ich glaube auch, daß dieser Doppel-Aufsatz von Jung und mir[25] in dem Buch schon eine Art Synchronizität ist . . . wie es so kam . . . . Bei mir äußert sich das zum Beispiel im Traum. Z. B. ich habe vor zwei Jahren über „Spiegelung" geschrieben.[26] Sie wurde jetzt sehr modern. Es haben viele gefragt, wieso ich darauf kam. Das ist keine einfache Sache, und es ist auch eine lange Geschichte. Es spielten dabei immer unbewußte Motive mit. Nun ist die „Spiegelung" ein Archetypus, es ist der Nus und die Physis.[27] Da gibt es den Nus, die Physis und den Mythos. (Sie kennen es schon: dann folgt der Name des Helden, er ist unverständlich, muß geklärt werden): Sodann erblickt er ein Bild im Wasser, und dann wird er physisch davon verschlungen. Nun hat das etwas mit Physik zu tun. Die Physik beruht darauf, daß eine Spiegelbildbeziehung zwischen Geist und Natur besteht. Nun geht aber die Sache noch etwas weiter. Ich hatte damals lebhafte, ans Parapsychologische grenzende Träume über Spiegelung,[28] während ich da am Tage mathematisch gearbeitet habe.

Ich träumte: Ich war mit einer fremden Dame im Zimmer, und wir wußten ein großes Geheimnis und zwar, daß die Gegenstände nicht wirklich, sondern nur Spiegelbilder sind, und wir waren jetzt ängstlich, weil wir anders waren als die andern, die das nicht wußten. Das war z. B. so ein Traum. Das kann sehr vieles bedeuten, und da habe ich ganz nüchtern meine Spiegelungen zu Papier gebracht. Das würde ich z. B. eine Art Synchronizität nennen, weil es ja unbewußte Motive gibt, wenn man sich gerade mit etwas beschäftigt und daß dies nun im Traum zur Darstellung kommt, daß da irgendein Archetypus konstelliert ist, welcher mich nachher an die Spiegelung brachte. Nun ist das psycho-physische Problem wieder eine Spiegelung. Psyche und Physis, das ist eine Spiegelung und wird oft so dargestellt. Ich kann Ihnen da noch eine lustige Geschichte erzählen. Ich habe mit meinem Kollegen Fierz in Basel eine Korrespondenz über diese Arbeiten gehabt und er interessiert sich auch für Träume. Er fand, ich hätte auf eine Mitteilung von ihm, die die Physik betraf, sehr komplexhaft reagiert, und dann begann ich mich zu analysieren, und da nannte er meinen Spiegelungskomplex und mir fielen dann eine ganze Menge Sachen ein, also auch das psychophysische Problem. Ich hatte nämlich eine Arbeit von Delbrück bekommen über einen photosensitiven Pilz,[29] einen einzelligen Pilz, der phyko mykis, mykis ist das griechische Wort für Pilz. Es handelte sich um die Analyse der Reaktionen gegenüber Licht und die Beziehung zwischen Physik und Biologie, um die handelt es sich bei Delbrück kat exochen, weil Delbrück ja von der Physik kam und mein Schüler war. Sein Interesse für

Biologie war so stark, daß ich ihm gesagt habe: Max, geh' ganz dorthin! Und das tat er dann auch. Er ist nicht mehr Physiker, er ist Biologe geworden später. Aber es ist schon eine ausgezeichnete Beziehung, wie ich zu dieser Arbeit kam: Psychophysisches Problem: nun, dann hatte ich eine ganze Reihe von weiteren Assoziationen, plötzlich sagte ich zu Fierz: Du kennst doch das Medusenhaupt, da ist doch irgend etwas Schreckhaftes, wenn diese Spiegelung gestört ist, und der Perseus hat das alles mit einem Spiegel gemacht, aber ich will jetzt nicht auf die ganze Geschichte kommen, das sind solche Koinzidenzen. Ist das jetzt eine Signifikanz, und in der Nacht vom 21. März – ich erinnere mich jetzt, weil es die Tag- und Nachtgleiche gewesen ist – fand ich in einer Festschrift zum 80. Geburtstag von C. G. Jung einen Aufsatz von Kerényi,[30] dem griechischen Mythologen, und der Kerényi hat ausgerechnet über Perseus dort geschrieben. Es kommt aber noch schöner. Ich habe also die Geschichte von Perseus dort gelesen, jetzt kommt die Medusengeschichte, dann gründet Perseus die Stadt Mykene, und da haben die alten Griechen ein Wortspiel gemacht mit mykis, mit dem Pilz, und zwar hätte er dort nach einem solchen Pilz gegriffen und sei so tief in die Erde gekommen, daß eine Quelle entstanden sei und den Durst löschen konnte, und da hat man nun die Stadt Mykene gegründet. Und ich habe fürchterlich gelacht, weil jetzt wieder der Herr Kerényi mich zum psychophysischen Problem zurückgeführt hat. Das hat mich furchtbar amüsiert, daß Perseus zu mykis, einem Pilz in Zusammenhang gebracht wurde. Das sind lauter solche Koinzidenzen.

*Bender:* Da ist auch die Frage der „sinnvollen Zufälle", die manche Menschen gehäuft erleben, vielleicht kann man sie mit dem Begriff der Synchronizität deuten. Ich habe einmal innerhalb von 24 Stunden 4 solche eklatanten Fälle sammeln können, wo jemand mit seinem zukünftigen Lebenspartner in Beziehung kam, bevor er ihn kannte. Wie würden Sie ein solches Beispiel interpretieren?

Ich war 1929 mit meinen Eltern und meiner 14jährigen Schwester auf dem Mont St. Michel. Meine Schwester und mein jüngerer Bruder gingen nicht mit in die Abtei, sondern spielten. Als wir dann zurückkamen, sagte sie, wir waren in einem großen Auto, und da hat uns der Chauffeur in einer häßlichen Sprache sehr unsanft hinausgeworfen. Acht Jahre später lernte sie in München ihren späteren Mann kennen, einen Schweden, sie heirateten, gingen nach Stockholm, blätterten in einem Familienalbum, plötzlich sieht sie den Mont St. Michel mit dem Auto, aus dem sie der Chauffeur herausgeworfen hatte. Es war das Auto ihres zukünftigen Mannes gewesen, und analog zu diesem Vorgang ist sie später aus der Ehe herausgeworfen worden. Sie wurde durch Verschulden des Mannes geschieden.

*Pauli:* Das ist interessant.

*Bender:* Das ist ein ganz exakter Bericht. In welchen Kategorien ist er zu fassen? Alles widersetzt sich, es als sinnvollen Zufall anzusehen. Aber wir haben ein unstillbares Bedürfnis nach Interpretation, daß wir eben solche …

*Pauli:* Das hat mit dem Gefühl zu tun. Mit einer gefühlsgeladenen Einstellung gehen wir an die Dinge heran. Dann entsteht die Möglichkeit – ich würde es positiv formulieren – die affektbetonte oder gefühlsmäßige Beziehung bedingt

erst die Möglichkeit, diesen Sinn zu erkennen, den man mit den klassisch-naturwissenschaftlichen Methoden gar nicht finden kann.

*Bender:* Ja, nun muß ich fragen – ist der Sinn realiter existent oder ist er hineingelegt?

*Pauli:* Das ist ein Grenzfall.

*Bender:* Eine vorlaufende Situation steht da symbolisch für ein späteres Ereignis.

*Pauli* (der den realen Vorgang am Mont St. Michel irrigerweise als Traum versteht): Jung nennt das die multiple Erscheinung zweier Archetypen, nicht wahr, derselbe war bei dem Traum konstelliert wie nachher in der Wirklichkeit. Das würde er sagen, aber es wäre dann seine Aufgabe, diesen Archetypus zu charakterisieren oder zu kennzeichnen. Ich bin ein Physiker, ich kann das nicht machen.

*Bender:* Es ist doch so, wir sind ohne weiteres bereit, etwa ein *Traum*erlebnis, das sich 8 Jahre vor der Ehe sinnvoll auf die Ehe bezieht, zu interpretieren als prophetischen Traum. Wir haben aber die größten Hemmungen, ein Ereignis, das sich eigentlich in der Körperwelt abspielt, – in-ein-Auto-Steigen etc. – ebenfalls als vorlaufend symbolisch zu interpretieren. Und das kommt wahrscheinlich durch einen falschen Zweiweltenaspekt. Wir trennen ja doch seit Beginn der modernen Naturwissenschaft streng die Welt des Psychischen von der Welt des Körperlichen.

*Pauli:* (Ich möchte noch etwas sagen:) Da fällt mir noch ein: der Archetypus ist durch den Chauffeur dargestellt im Traum. Sie ist nicht durch den Mann hinausgeworfen, sondern durch den Chauffeur. Das ist auch wichtig. Das fiel etwas unter den Tisch bei Ihrer Assoziation. Der Chauffeur ist nämlich der Wagenlenker, und das ist ein altes archetypisches Bild wie in der indischen Mythologie Waga Vaschneda Krishna.[31] Der Chauffeur ist dann sowohl derjenige, der den Traum gemacht hat, Akteur des sich später Ereignenden! Jung würde vielleicht sagen, das ist das Selbst im Gegensatz zu dem Ich bei dem Mann. Ich kenne ja die betreffenden Menschen nicht, aber der Psychologe müßte das analysieren können. Ich könnte da auf Abwege gehen.

*Bender:* Wenn sie das *geträumt* hätte – aber sie hat das ja *real* erlebt, sie ist ja tatsächlich in diesen Wagen gestiegen und herausgeworfen worden, sie hat es nicht geträumt.

*Bender:* Wenn es ein Traum wäre, wäre es überhaupt kein Problem, aber es ist ein Problem, ob hier ein Ereignis in der realen Welt wie ein Traum behandelt werden kann.

*Pauli:* Ja, natürlich, das ist auch das Problem von Jung. Mir ist der Chauffeur dabei sehr interessant. Ich hatte Träume von einem Chauffeur. Er war sehr aggressiv, dieser Traumchauffeur, gegen die ETH. Das war natürlich ein Konflikt mit der konventionellen Wissenschaft. Die ETH ist die konventionelle Wissenschaft. Er hat die ETH angezündet. Und ich rannte die Treppe hinunter, und da sagte der Chauffeur: „Kommen Sie". Ich bin erschrocken und dachte, der hat sicher das Feuer gemacht, aber ich sagte es nicht laut. Dann sagte er: „Steigen Sie ein, jetzt werde ich Sie dorthin fahren, wo Sie hingehören". Offenbar dorthin, wo ich jetzt geistig bin. Dann bin ich aufgewacht.

*Bender:* Wie war eigentlich – und das ist fast eine indiskrete Frage – die Reaktion Ihrer Fachkollegen auf „Naturerklärung und Psyche“?

*Pauli:* Jaaa (langgedehnt) – sehr viele haben gesagt, es war ein Fehler von mir, zusammen mit Jung meine Keplerarbeit zu publizieren. Ich hätte das lieber allein tun sollen. Also, das war eine ganz weit verbreitete Meinung. Den Physikern hat natürlich mein Kepleraufsatz gefallen, die fanden aber den Jungaufsatz unlesbar.

*Bender:* Und die Reaktion auf Ihren sehr konzentrierten, kleinen Aufsatz in „Dialectica“?[32]

*Pauli:* Die war im Grunde positiv. Sie sagten mir, ich hätte sehr gut das wiedergegeben, was ein Physiker von der Jungschen Psychologie verstehen und glauben kann. Das sei sehr gut dargestellt. Diese vielen Zitate waren ja für Physiker eingestreut, nicht für Jungianer. Das war also eine positivere Reaktion als in dem andern Fall. Auch schon wegen der vielen Analogien. Kennen Sie Herrn von Weizsäcker?

*Bender:* Ich kenne ihn persönlich gut,[33]

*Pauli:* Herr von Weizsäcker hat mir einen 20 Seiten langen Brief[34] geschrieben über diesen Aufsatz in „Dialectica“. Das hat ihn so aufgeregt. Er hat eine sehr merkwürdige Beziehung zu mir entwickelt. Man könnte es fast eine Übertragung nennen. Ich sehe ihn nicht, aber von Zeit zu Zeit schreibt er … er ist, scheint mir, konflikthaft.[35]

*Bender:* Er ist konflikthaft insofern, als er …

*Pauli:* Die Logik, um die Logik gehts bei ihm, da ist ein Archetypus bei ihm projiziert …

*Bender:* Ich habe mit ihm eine etwas schwierige Beziehung, da ich ihn eigentlich auf bestimmte Dinge ansprechen möchte, von denen ich weiß, daß sie bei ihm eine große Rolle spielen, dazu gehört auch die Astrologie. Er interessiert sich dafür, aber er geht dem Gespräch aus dem Weg.

*Pauli:* Hier ist ein Schweizer Stumpen …

*Bender:* Darf ich nochmal ganz rasch auf den Plan einer mathematischen Publikation zurückkommen. Sie haben also vorgeschlagen, Herrn Feller aufzufordern,[36] dann eventuell …

*Pauli:* Was mir am meisten unklar ist, ist meine eigene Rolle. Ich kann nur lauter Fragen stellen, wie man z. B. diese Archetypen nachweisen könnte. Das sind ja Hypothesen, die – wie diese Komplementarität – sich vielleicht besser empirisch begründen ließen. Ich kann auch nicht selber sagen, wieweit diese Rhineschen Statistiken beweisend sind, das sollen lieber die Statistiker oder Herr Feller sagen, der sich dazu äußern kann, ob die Kriterien stimmen. Ich will von mir aus keine Entscheidungen treffen. Ich habe so meine Philosophie, aber ich kann eigentlich nichts Konkretes sagen.

*Bender:* Ich halte es also für überaus wichtig, daß von kompetenter Seite die Beiträge der einzelnen mathematischen Fachleute Feller etc. dann nochmals besprochen werden, um die Bilanz zu ziehen. Denn sonst könnte ein solches Buch überaus verwirrend sein.

*Pauli:* Das ist natürlich schwer …

*Bender:* Sie haben ja eine ganz eindeutige Stellung eingenommen, nämlich, daß die theoretische Problematik des Wahrscheinlichkeitsbegriffes die statistische Anwendung nicht wesentlich tangiert.

*Pauli:* Die Statistiker werden alle doch die gleichen Kriterien haben, ob sie jetzt van der Waerden-Anhänger oder Tornier-Anhänger sind.

*Bender:* Und ganz eindeutig ist ja die Sache bei parapsychologischen Experimenten, die auf längere Zeit hin mit denselben Medien wiederholbar sind und durch Variation der Bedingungen eindeutige induktive Korrelationen ergeben wie bei den Untersuchungen von Soal und Bateman. In einem Symposion der Ciba Foundation, das 1955 in London stattgefunden hat,[37] wurde gerade über diese Sache sehr diskutiert. Da hat Soal nun sehr massiv geäußert, er fände eingehende Untersuchungen paranormal auffallend begabter Persönlichkeiten für wesentlich wichtiger als die Häufung von vorübergehenden starken Trefferüberhängen mit beliebigen Leuten, die dann weiter nichts mehr produzieren. Das ging natürlich gegen Rhine. Hat es überhaupt noch eine Bedeutung, wenn ich – sagen wir mal – in einer mühsamen Reihe von 10 000 Kartenexperimenten einen signifikanten Trefferüberhang habe etwa im Bereich von 1:10 Millionen oder noch mehr, mit dem ich aber nicht weiterarbeiten kann, weil die Versuchspersonen dann keine Treffer mehr erzielen.

*Pauli:* Was erwarten Sie für einen Beitrag von mir?

*Bender:* Der Beitrag, den überhaupt nur Sie schreiben könnten, wäre, den Synchronizitätsbegriff im Lichte dieser Erörterungen zu betrachen.

*Pauli:* Ja, ich wollte mich nicht auf den Jungschen Begriff festlegen.

*Bender:* Kann man ihn nicht ganz distanziert behandeln? An irgendeiner Stelle sagt Tornier: „Hier könnte der Synchronizitätsbegriff von Jung einspringen. Und er riskiere geradezu, zum Patron des Synchronizitätsbegriffes zu werden, was gar nicht in seiner Absicht läge".

*Pauli:* Ja ja, das passiert natürlich, nicht wahr, weil eben nicht das geschieht, was er nun beabsichtigte. Wir werden alle irgendwohin getrieben.

*Bender:* Ich weiß natürlich nicht, inwieweit ich Sie mit diesen Briefen von Tornier belasten kann, er hat uns ja einen grundsätzlichen Brief geschrieben, worin er seine Stellung zum Signifikanzbegriff erläutert.

*Pauli:* Ich würde vielleicht lieber statt der Briefe …

*Bender:* die umgearbeitete endgültige Fassung.

*Pauli:* Ja, das wäre mir fast lieber. Er kann das, was in den Briefen steht, ja auch wieder ändern. Seine Meinung hat in einer endgültigen Fassung den Charakter einer doch mehr definitiven Äußerung. In einem Brief, da schreibt man oft etwas, worauf man nicht festgenagelt werden will … . Er war ja doch sehr entgegenkommend, wie ich da über die Drogen geschrieben habe (?),[38] da hat er alles gleich …

*Bender:* Er hat sich dann gleich so entschuldigt, er wäre voreilig gewesen, dann hat er auch eine Einschränkung von Ihnen in bezug auf die „Bedeutungslosigkeit von Signifikanzen" akzeptiert.

*Pauli:* Die Frage ist natürlich, was man unter „Bedeutung" versteht. Wir sehen eben alles schon so an, daß von vorneherein als Spielregel feststeht: nur, was reproduzierbar ist oder eine induktive Korrelation aufweist, hat eine Bedeutung. Das ist aber von einem naiven Standpunkt aus – also sagen wir z. B. von einem Primitiven her gesehen – ganz verrückt. Der würde von uns sagen, wir seien verrückt.

*Bender:* In dem geplanten Buch einen solchen Gedankengang zu entwickeln, wäre höchst interessant. Das müßte jemand übernehmen, der mit dem Werk von Jung sehr vertraut ist.

*Pauli:* Kommen Sie in Ihrer praktischen beruflichen Tätigkeit viel mit Sinndeutungen von Koinzidenzen in Berührung? Haben Sie viel mit solchen Sachen zu tun?

*Bender:* Wir stoßen vor allem darauf bei der Sammlung von spontanen Erlebnissen. Es stellt sich dabei die Aufgabe, diese kritisch zu sichten und nach Belegen zu forschen und die betreffenden Berichterstatter psychologisch zu untersuchen. Wir bekommen eine erhebliche Zahl solcher Berichte.

*Pauli:* Also dann so, wie ich es Ihnen mit meiner mykis-Erfahrung berichtet habe, das war so eine Koinzidenz! Natürlich ist es Zufall, aber was ist denn Zufall? Ja, Zufall ist, was einen anderen Sinn hat als den naturwissenschaftlichen. Vielleicht ist das eine vernünftige Definition.

*Bender:* Mir geht es besonders nahe, diese Begriffe auf die rückschauende Betrachtung des Lebenslaufs anzuwenden. In meiner eigenen Lebensgeschichte kann ich im Sinne einer „Kausalbetrachtung“ nachweisen, daß entscheidende Dinge – Begegnung mit meinen akademischen Lehrern und im Zusammenhang damit auch mit meiner späteren Frau – nicht eingetreten wären, hätte ich nicht bei einer Einladung in Freiburg meine Handschuhe vergessen und von der Dame des Hauses den Rat bekommen, doch einmal nach Heidelberg zu fahren und ihren Bekannten, Dr. Bergsträsser aufzusuchen.[39] Dieser machte mich mit E. R. Curtius bekannt, dessen Schüler ich wurde.[40] Ich folgte ihm nach Bonn, wo ich meine spätere Frau kennenlernte. Als ich meiner Mutter einige Zeit darauf das Bild meiner neuen Bekannten zeigte, stellte sich heraus, daß sie die Tochter eines Mannes war, der vor etwa 25 Jahren meine Mutter heiraten wollte. Ohne das belanglose Ereignis der vergessenen Handschuhe wären – kausal betrachtet – alle diese sinnvollen Ereignisse nicht ausgelöst worden. Es ist das Schopenhauersche Problem der scheinbaren Absichtlichkeit im Schicksal der Einzelnen.[41]

*Pauli:* Ich habe mit Jung über diese Fragen geredet und geschrieben, und er hat ja die Arbeit von Schopenhauer zitiert. Eine durchgehende Determination wie Schopenhauer sie annimmt, würde ich schon qua Physiker nicht mitmachen.

*Bender:* Im Hinblick auf die These einer durchgehenden Determination haben wir in unseren Untersuchungen mit dem holländischen Sensitiven Croiset über das Problem der Präkognition – die Platzexperimente – eine Technik gewählt, die vielleicht einmal für die theoretische Würdigung von Interesse sein kann: Croiset unternimmt es vorauszusagen, wer bei einer zukünftigen Veranstaltung auf einem bestimmten durch das Los gewählten Stuhl sitzen wird. Bei der Auslosung der Stuhlnummern schalten wir einen Geigerzähler ein. Wir heben die Nummernkarten ein oder zwei Mal nach einem Wert ab, den wir bei der Reaktion eines Geigerzählers auf ein radioaktives Präparat in einer bestimmten Zeiteinheit auf der Einer-Skala ablesen. Ist die Überlegung richtig, daß bei einem Gelingen solcher Versuche vom Sensitiven ein „indeterminierter Elementarvorgang“ übersprungen würde? Hätten wir damit demonstriert, daß keine durchgehende Kausalität im Sinne etwa des Laplaceschen Universalgeistes vorliegt?

*Pauli:* Ja, wir können nicht voraussagen bei einem solchen Geigerzähler, wann die Einzelereignisse eintreten.

*Bender:* Wir Parapsychologen werden immer wieder gefragt, wie sich der Physiker zu den Versuchen stellt, Phänomene wie etwa die Telepathie mit einer „Strahlentheorie“ zu erklären.

*Pauli:* Darüber ist ein nicht sehr guter Artikel, aber auch ein nicht ganz schlechter in der Rhineschen Zeitschrift für Parapsychologie von einem indischen Philosophen namens Chari erschienen.[42] Seine Auffassungen sind teilweise unrichtig und teilweise mangelhaft, aber er kommt zu dem Resultat, daß da keine solche Beziehung vorliegt. Diese Beziehung ist vielmehr im Unbewußten etwa im Sinne einer Synchronizität …

*Bender:* also keine energetische Beziehung?

*Pauli:* Nein.

*Bender:* Wird es nun wohl so sein, daß Telepathie unerklärbar bleibt, wenn man unter Erklärbarkeit eine Reduktion auf bekannte gesetzmäßige Zusammenhänge versteht?

*Pauli:* Nun ja, das sind wir ja jetzt schon langsam gewöhnt. Es gibt ja auch innerhalb der Physik Fälle, wo man etwas nicht auf das schon früher Bekannte zurückführen konnte.

*Bender:* Ist aber nicht dann für das Neue im physikalischen Bereich die Voraussagbarkeit gegeben? Kann man da nicht sagen: wenn diese oder jene Bedingungen eintreten, dann vollzieht sich dies oder jenes? Das können wir in der Parapsychologie nicht.

*Pauli:* Ja, aber wir können es nur statistisch.

[1] Zusatz von Pauli: „Beantwortet 25. III.“

[2] Vgl. den Brief [2538].

[3] Vgl. die in der Anlage zu diesem Schreiben [2586] wiedergegebenen Briefe.

[4] Aus dem *Pauli-Nachlaß* 6/194-195.

[5] Vgl. den Brief [2538].

[6] Vgl. hierzu den Anhang zum Brief [2538].

[7] Diese Bezeichnung war offensichtlich während der vorangehenden Diskussion durch Pauli geprägt worden, um damit von Mises vorsichtige positivistische Haltung gegenüber der durch die Quantenphysik neu gestellten Frage einer prinzipiell determinierten Natur zu charakterisieren. Der von Mises nahestehende Philipp Frank (1954, S. 823) bescheinigte ihm ebenfalls, er habe die Wahrscheinlichkeitstheorie von ihren „semimystical formulations“ befreit, „according to which the concept of probability is derivable from our *ignorance*.“ – Vgl. hierzu Richard von Mises kürzlich neu aufgelegtes *Kleines Lehrbuch des Positivismus* sowie historische Untersuchungen dieses Problems durch Hannelore Bernhardt [1984] und Thomas Holzkirchen (1999, S. 173). Eberhard Bauer und dem Münchener Wissenschaftshistoriker Ivo Schneider danke ich für weiterführende Hinweise.

[8] Vgl. Tornier (1933). Siehe hierzu auch Tornier (1957a, b) und Ulrich Timms kritische Untersuchung (1979) über „Tornier und die Parapsychologie“.

[9] Aus dem *Pauli-Nachlaß* 6/196.

[10] Vgl. Feller und Tornier (1932). – Über Feller vgl. auch die Angaben zum Brief [2583].

[11] Vgl. Tornier (1933).

[12] Aus dem *Pauli-Nachlaß* 6/192-193.

[13] Siehe hierzu die Angaben zum Brief [2538].

[14] Vgl. Feller und Tornier (1932a, b).

[15] Soal und Bateman [1954]. Vgl. hierzu auch die Bemerkungen in Band **IV**/2, S. 389, 541, 772, 793 und 815 und Band **IV**/3, S. 182.

[16] Dieser Hinweis bezieht sich auf eine kleine internationale Veranstaltung über Wahrscheinlichkeitstheorie, die vom 11.–15. Oktober 1937 in Genf stattfand.
[17] Siehe hierzu die Angaben zum Brief [2538].
[18] Tornier bezieht sich auf einen Beitrag für das geplante Heft in der Benderschen Zeitschrift (vgl. den Brief [2538]).
[19] Der 1950 mit einer Untersuchung über „Hypothesen der außersinnlichen Wahrnehmung“ an der *Universität München* promovierte Karlis Osis (1917–1997) war anschließend zu Rhine nach Durham gegangen und dann lange Zeit in New York als Forschungsdirektor der *American Society for Psychical Research* tätig. Bekannt wurde er später durch sein 1977 zusammen mit Erlendur Haraldsson veröffentlichtes Buch *At the hour of death*. Diese Angaben verdanke ich dem Freiburger Psychologen E. Bauer.
[20] Vgl. Bridgman (1956).
[21] Eine Aufzeichnung dieses Interviews wurde mir von Eberhard Bauer vom Freiburger *Institut für Grenzgebiete der Psychologie und Psychohygiene* zugänglich gemacht. Vgl. auch ETH Hs. 1056a: 51.
[22] Vgl. hierzu Band **IV**/2, S. 792f.
[23] Der französische Forscher Michel Gauquelin (1957) hatte in einer breit angelegten statistischen Studie bei bestimmten Berufsgruppen einen systematischen Zusammenhang zwischen Planetenstand und Leistung gefunden.
[24] Es handelte sich um sog. von Bender ausgeführte „Platz-Experimente“ mit dem holländischen *Sensitiven* Gérard Croiset, bei denen vorausgesagt werden mußte, wer sich wann auf einen bestimmten Stuhl setzen werde {vgl. Bender (1957)}.
[25] Vgl. Jung und Pauli [1955].
[26] Vgl. Pauli (1955d).
[27] Bei den alten Griechen wurde mit *Nus* (*o vovs*) der von der Materie abgetrennte Verstand bezeichnet und mit *Physis* die nicht gesetzmäßig kontrollierte Natur. Vgl. z. B. Howald [1949, S. 262].
[28] Über diese Träume hatte Pauli auch schon in seinem Brief [2471] an Fierz berichtet.
[29] Vgl. Delbrück und Reichardt (1956).
[30] Vgl. Kerényi (1955).
[31] Waga Vaschneda Krishna: In dem im *Mahabharata* eingeschalteten Lehrgedicht *Bhagavadgita* tritt in der Gestalt eines Wagenlenkers der den indischen Gott *Vischnu* verkörpernde *Krishna* auf, den widerstrebenden Bogenschützen Ardschunas zum Kampfe ermahnend. Vgl. hierzu auch Zimmer [1973, S. 339ff.].
[32] Vgl. Pauli (1954b).
[33] Bender hatte von Weizsäcker in Straßburg kennengelernt, als er dort an der damaligen *Reichsuniversität* ein *Institut für Psychologie und klinische Psychologie* einrichtete.
[34] Vgl. den Brief [2142].
[35] Siehe hierzu auch die Darstellung der Auffassungen C. F. von Weizsäckers durch seine Freunde und Schüler in der 1982 von K. M. Meyer-Abich herausgegebenen *Festschrift*.
[36] Vgl. Paulis Brief [2538] an Bender.
[37] Vgl. die von Wolstenholme und Millar [1956] herausgegebenen Kongreßberichte.
[38] Siehe hierzu auch Torniers Bemerkung in seinem Brief vom 13. März 1957 an Bender (vgl. die Anlage zum Brief [2586]).
[39] Wahrscheinlich handelte es sich um den Semitisten Gotthelf Bergsträsser (1886–1933), der während der 20er Jahre auch in Heidelberg lehrte.
[40] Bender hatte vor seiner Hinwendung zur Psychologie bei dem bekannten Romanisten Ernst Robert Curtius (1886–1956) in Bonn und Heidelberg studiert.
[41] Schopenhauer (1851b).
[42] Chari (1956). Diesen 1956 von dem indischen Philosophieprofessor Cadambur T. K. Chari (geb. 1909) des *Madras Christian College* in Tabaram in dem von Rhine herausgegebenen *Journal of Parapsychology* veröffentlichten Aufsatz über „Quantum physics and parapsychology“ nahm Bender später auch auszugsweise in seinem Sammelband *Parapsychologie* [1966, S. 788–796] auf. Diesen Hinweis verdanke ich Eberhard Bauer.

## [2587] Touschek an Pauli

[Rom], 20. März 1957[1]
[Postkarte]

Lieber Herr Prof. Pauli!

Die Eichinvarianz gibt mit der folgenden Wahl der $n$-Werte die Erhaltung der schweren Teilchen:[2]

| $\nu$ | $e_+$ | $\mu_+$ | $K_+$ | $p$ | $n$ | $\Lambda_0$ | $\Sigma^+$ | $Y^-$ | $Y^0$ |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| $\pm 1$ | 0 | 0 | 1 | $\frac{1}{2}$ | $-\frac{1}{2}$ | $-\frac{1}{2}$ | $\frac{1}{2}$ | $-\frac{3}{2}$ | $-\frac{1}{2}$ |

$n_{\pi^+} = 1$

1. Man sieht unmittelbar, daß ein System aus einer ungeraden Anzahl schwerer Teilchen nicht in leichte zerfallen kann. Denn die $\Sigma n_i$ der schweren Teilchen ist in diesem Fall halbzahlig, während die leichten Teilchen – $2n + 1$ wegen der Statistik – nur ganzzahliges $\Sigma n_i$ wegtragen können.

2. Wenn man eine gerade Zahl schwerer Teilchen (keine Antiteilchen) hat, dann ist $\Sigma n_i$ ganzzahlig.

$\Sigma n_i$ ist gerade (ungerade), wenn die Ladung ungerade (gerade) ist. Wenn man zunächst die Erzeugung von $\pi$'s und K's ausschließt, sieht man sofort, daß $\Sigma n_i$ der leichten Teilchen gerade (ungerade) ist, wenn die Ladung gerade (ungerade) ist. Der Zerfall in leichte Teilchen ist also nicht möglich.

Die $\pi$'s und K's kann man auf die andere Seite der Reaktionsgleichung bringen, und es ändert sich nichts am Argument.

Mit vielen Grüßen Ihr B. Touschek

## Anlage zum Brief [2587]

*The nucleon magnetic moment in the static theory*[3]

B. Touschek

Istituto di Fisica e Scuola di Perfezionamento in Fisica Nucleare
dell' Università di Roma

Istituto Nazionale di Fisica Nucleare, Sezione di Roma

The magnetic moment of the nucleon is generally assumed to be the sum of four terms: the spin magnetic moment of the bare nucleon, the orbital magnetic moment of the meson cloud surrounding it, the nucleon recoil current and a contribution coming from nucleon pairs and strange particles. In the present note we want to point out that fixed source theory allows one to make a precise prediction regarding the first two terms. Estimates of the third and fourth are hampered by the difficulty of gauge invariance and our innocence regarding strange particle physics.

The possible values which the first two terms of the magnetic moment can assume can be derived from the following consideration: Let $\phi_\alpha$ ($\alpha$ = 1, 2, 3, 4)

represent the four real nucleon states of the fixed source theory and let $\chi_\alpha$ be the corresponding bare states. It then follows from a symmetry argument that

$$\begin{aligned}(\phi_\alpha \sigma_i \phi_\beta) &= x(\chi_\alpha \sigma_i \chi_\beta) && i = 1,2,3\\ (\phi_\alpha \tau_n \phi_\beta) &= x(\chi_\alpha \tau_n \chi_\beta) && n = 1,2,3\\ (\phi_\alpha \sigma_i \tau_n \phi_\beta) &= y(\chi_\alpha \sigma_i \tau_n \chi_\beta). && (1)\end{aligned}$$

Here $x$ and $y$ are two real parameters limited by the conditions

$$x^2 \leq 1, \quad y^2 \leq 1. \tag{2}$$

Their reality follows immediately if one takes the complex conjugate of (1) remembering that the operators $\sigma$ and $\tau$ (the spin and isotopic spin of the nucleon) are Hermitian. The inequality (2) can be deduced from a closure argument. For if $\phi_n$ is a complete set of eigenstates of the total Hamiltonian one may write

$$1 = \sum_n |\phi_\alpha \sigma_i \phi_n|^2 \geq \Sigma_B |\phi_\alpha \sigma_i \phi_\beta|^2 = x^2 \sum_\beta |\chi_\alpha \sigma_i \chi_\beta|^2 = x^2 .$$

Here use has been made of the fact that $\sigma^2$ and $\tau^2 = 1$. The equality of the coefficients of the two first lines of (1) follows from the complete symmetry between spin and isotopic spin, characteristic of the fixed source theory.

In the approximation in which nucleon recoil and pair- and strange particle effects are neglected, we can express the magnetic moment in terms of the two parameters x and y and of a third parameter

$$z = M/M' \tag{3}$$

where $M$ is the real nucleon mass and $M'$ the bare mass. Since the latter is always bigger than the former we have $0 \leq z \leq 1$.

The $z$-component of the magnetic moment of the nucleon expressed in nuclear magnetons is obviously given by

$$\mu = \left(\phi_\alpha \left[\frac{1}{2}\sigma_3(1+\tau_3)z + \frac{M}{m_\pi} M_3 T_3\right]\phi_\alpha\right) \tag{4}$$

where the first term corresponds to the magnetic moment of the bare nucleon and the second to the magnetic moment of the meson cloud. $M_3$ is the meson angular moment and $T_3$ the isotopic spin of the meson, $\frac{M}{m_\pi} \cong 6.6$, where $m_\pi$ is the mass of the $\pi$-meson.

Because of the conservation of angular moment and spin we may put

$$M_3 = J_3 - \frac{1}{2}\sigma_3 \qquad T_3 = I_3 - \frac{1}{2}\tau_3 \tag{5}$$

where $I_3$ is the total isotopic spin and $J_3$ the total angular moment. The $\phi_\alpha$ are eigenstates of $I_3$ and $J_3$, viz:

$$J_3\phi_\alpha = j_\alpha\phi_\alpha \qquad I_3\phi_\alpha = i_\alpha\phi_\alpha \tag{6}$$

where both $i_\alpha$ and $j_\alpha$ assume the eigenvalues $\pm\frac{1}{2}$. By using equations (1) one now obtains immediately

$$\mu = j_\alpha \left( (x + 2yi_\alpha)\, z + \frac{M}{m_\pi} i_\alpha\, (1 - 2x + y) \right) \tag{7}$$

and remembering that the proton is described by $i_\alpha = +\frac{1}{2}$ and the neutron by $i_\alpha = -\frac{1}{2}$:

$$\begin{aligned} \mu_p &= \frac{1}{2}(x + y)z + \frac{M}{4m_\pi}(1 - 2x + y) \\ \mu_n &= \frac{1}{2}(x - y)z - \frac{M}{4m_\pi}(1 - 2x + y) \end{aligned} \tag{8}$$

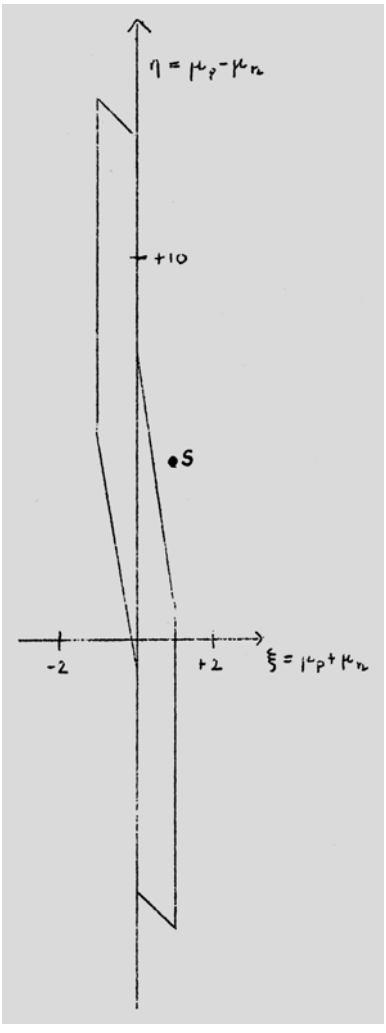
or also in a slightly simpler form

$$\begin{aligned} \xi &= \mu_p + \mu_n = xz \\ \eta &= \mu_p - \mu_n = yz + \frac{M}{2m_\pi}(1 - 2x + y). \end{aligned} \tag{9}$$

Experimentally we have $\xi = .9$ and $\eta = 4.7$. This lies decidedly outside the range allowed by the inequalities for $x$, $y$ and $z$ plotted in the figure. There the point S indicates the experimental value and the shaded region represents the values of $\xi$ and $\eta$ allowed by the inequalities to which $x$, $y$ and $z$ are subjected.

The graph shows clearly that the static moment of the bare nucleon together with the p-wave contribution of the $\pi$-field cannot account for the known magnetic moments of the nucleons. If, as it is frequently claimed the vector part ($\eta$) is well accounted for by the fixed source theory, at least half of the scalar part ($\xi$) will have to be explained in terms of recoil, nucleon pairs and strange particles. This „optimum“ situation would require $y = z = 1$ and $x = .4$. These values are indeed very unlikely to result from an improved evaluation of the basic equations of the fixed source theory: $y$ and $z$ indicating very weak coupling and $x$ a fairly strong coupling of the meson field. Since the integrals defining $z$ diverge very violently and certainly more strongly than those defining $x$ und $y$ the discrepancy shown in the figure is probably even more serious than this figure indicates.

These considerations show that there is no hierarchy in the various factors contributing to the nucleon magnetic moments and that indeed probably all the terms enumerated earlier will contribute strongly.




[1] Zusatz von Pauli am oberen Briefrand: „Brief am 15. IV. [beantwortet]."
[2] Diese Ideen wurden auch in einem von Morpurgo und Touschek (1958) verfaßten *Internal Report* verbreitet {vgl. Fubini und Walecka (1959)}.
[3] Diese Maschinenskript war zusammen mit dem Brief [2587] unter Paulis Papieren abgelegt.

## [2588] Pauli an Fierz

Zürich, 21/22. März 1957

Lieber Herr Fierz![1]

An diesem denkwürdigen Abend in der Mitte der Nacht, die gleich lang ist wie der Tag, hat sich mir noch auf sonderbarer Weise ein Ring geschlossen. Ich besitze *nicht* Kerényis Buch über griechische Mythologie.[2] Kürzlich wurden mir aber 2 Festbände des C. G. Jung-Instituts (anläßlich dessen 80. Geburtstag erschienen) zugeschickt.[3] Im 2. Band findet sich ein Artikel von Kerényi – ausgerechnet über *Perseus*.[4] Er endet mit der Schilderung der Gründung der Stadt *Mykene* durch diesen Helden mit seiner Gattin Andromeda. Eine Version ist, Perseus, von Durst gequält, griff nach einem *Pilz*, der *mykes* heißt, worauf dann eine Quelle entsprang und die Stadt Mykene gegründet wurde.

Nun heißt der Pilz in Delbrücks Arbeit[5] ‚Phyco mykés' (natürlich nach dem griechischen Wort *mykes*), womit mich nun der Spiegel des Perseus wieder zum psycho-physischen Problem zurückgeführt hat. Nicht einmal Kerényi kann mich von diesem trennen![6]

Nun kann ich wohl ruhig abreisen.

Viele Grüße (werde ich am Morgen noch etwas hinzufügen?) Ihr W. Pauli

22. März

In der Nacht träumte ich von einem Physikerkongreß, wo viele fremde Leute (Männer) waren. Nur wenige Bekannte fand ich. Fremde Leute = noch nicht ans Bewußtsein assimilierte Gedanken. In einem solchen Fall muß man warten.

Für Sie auch gute Reise![7]

[1] Über zwei weitere Karten, die ihm Pauli offenbar am gleichen Tag zugesandt hatte, machte Fierz am 29. Oktober 1992 folgende Bemerkung: „Ich habe zwei Postkarten, die am 21. März 1957 (Äquinoktium) geschrieben sind. Diese Ansichtskarten erhielt ich in einem Couvert: sie sind mit Bleistift geschrieben und enthalten private ‚Meditationen', gehören also nicht in die *Scientific Correspondence*. Aber am Schluß heißt es: ‚Die Heisenbergs waren auf der Durchreise bei uns, er mit psychosomatischen (= psychophysischen) Beschwerden. – Er klammert sich an mich, scheint recht einsam.' Ich habe mir immer gedacht, daß im Sommer 1957 die tödliche Krankheit schon in Pauli rumorte und er sich darum nicht gegen die ‚Umklammerung' durch Heisenberg wehren konnte. Das erklärt den nun folgenden unglückseligen Briefwechsel mit Heisenberg. Der Tod war schicksalhaft – wie meist – und schon lange ‚vorbereitet', wofür ich zwar keine wissenschaftlichen, aber doch viele überzeugende Hinweise habe."

[2] Auf dieses Buch von Kerényi [1955] hatte Fierz in seinem vorangehenden Brief [2583] verwiesen.

[3] Vgl. *Jung-Festschrift* [1955].

[4] Kerényi (1955).

[5] Delbrück und Reichardt (1956).

[6] Zusatz von Pauli: „Interessant ist, daß Perseus alle Taten vollbrachte, um die Mutter zu befreien."

[7] Fierz wollte im April nach Amerika reisen, um an der 7. Rochester Konferenz teilzunehmen.

## [2589] Pauli an Pallmann

Zürich, 21. März 1957[1]

Sehr geehrter Herr Präsident!

Herr *Dr. Charles Enz* war bisher als Forschungsassistent für theoretische Physik angestellt und ich möchte beantragen, seine Anstellung ab 1. April 1957 unter Anrechnung der üblichen Dienstalterszulage zu erneuern.

Mit bestem Dank für Ihre Bemühungen und vorzüglicher Hochachtung

W. Pauli

[1] Auch abgedruckt bei Enz, Glaus und Oberkofler [1997, S. 283].

## [2590] Pauli an Born

Zürich, 22. März 1957

Lieber Herr Born!

Vielen Dank für das anonyme Gedicht, das ich sehr zutreffend finde.[1]

Wie der 6-Vektor des Drehmomentes die Parity verletzen kann, verstehe ich allerdings *nicht*. Aber ich muß erst sehen, *wie* er benützt wird. Vorher kann ich nichts sagen.

Heisenberg und seine Frau waren auf der Durchreise hier (von Ascona, wo er zur Erholung war).[2] Er hat noch allerlei Beschwerden als Folge einer unangenehmen Virusinfektion, die er letzten Herbst hatte.

Er ließ sich hier vom Ordinarius für innere Medizin, Prof. Löffler,[3] untersuchen; dieser erklärte ihm, *theoretisch* müsse er jetzt eigentlich gesund sein.

Heisenberg unternimmt etwas viel auf einmal (ein *neues* Institut in München, ein Uran-Reaktor – wozu braucht den ein Theoretiker?). Er will mich à tout prix von seiner Theorie der Elementarteilchen überzeugen, aber ich verhalte mich abwartend.

Schade, daß Ihre Frau wieder in ein Sanatorium mußte.

Ich glaube, Sie sollten Ihren Vortrag „Der Mensch und das Atom“[4] auch an Prof. Karl *Jaspers* (*Basel*, Austraße 126) schicken, er interessiert sich für solche Sachen.[5]

Von Weizsäckers Berufung nach Hamburg auf den philosophischen Lehrstuhl wußte ich.[6] Heisenberg scheint dem etwas nachzutrauern; aber mir scheint, die beiden haben einander nicht gutgetan.

Mit herzlichen Grüßen von Haus zu Haus Ihr W. Pauli

[1] Borns Brief an Pauli liegt uns nicht vor, so daß wir auch nicht ermitteln konnten, was für ein Gedicht Pauli hier meinte.

[2] Heisenberg war am 15. und 16. März in Zürich gewesen (vgl. die Briefe [2556, 2558, 2594 und 2600]).

[3] Karl Wilhelm Löffler (1887–1972) war ein bekannter Internist, der sich besonders für eine stärker wissenschaftlich ausgerichtete Medizin eingesetzt hatte.

[4] Born (1957a).

[5] Der Basler Philosophieprofessor Karl Jaspers hatte eine im Herbst 1956 gesendete Rundfunkansprache über „Die Atombombe und die Zukunft des Menschen“ zu einem Buch ausgearbeitet, von dem er auch Pauli ein Exemplar zusenden ließ (vgl. den Brief [3071]).
[6] Vgl. den Brief [2561]. Eine allgemeine Geschichte der von Weizsäckerschen Familie, in der auch der Werdegang von Carl Friedrich von Weizsäcker eingehend behandelt wird, hat Martin Wein [1988] verfaßt.

## [2591] Pauli an Jung

[Zürich], 22. März 1957[1]

Lieber Herr Professor Jung!

Anläßlich des Frühlings-Äquinoktiums[2] danke ich Ihnen sehr herzlich für Ihr ausführliches Schreiben vom 15. Dezember 1956.[3]

Es war mir eine ganz große Ermutigung, in der eigenen Interpretation der Manifestationen meines Unbewußten doch im wesentlichen auf dem richtigen Wege zu sein.[4]

Im Moment ist die Physik mit Spiegelungen beschäftigt, meine Träume waren es schon früher, und zwar parallel mit mathematischen Arbeiten, die nun aktuell geworden sind. Aber das muß ich erst geistig verdauen.

Inzwischen sende ich Ihnen einen Sonderdruck eines zuerst in Mainz gehaltenen Vortrages „Die Wissenschaft und das abendländische Denken“,[5] der sich mit dem Problem der Beziehung zwischen Wissenschaft und Mystik in einem historischen Rahmen auseinandersetzt. Seit meiner Arbeit über Kepler macht mir dieses Problem viel Kopfzerbrechen.

Mit allen guten Wünschen für Ihre Gesundheit und nochmals herzlichen Dank

Stets Ihr W. Pauli

[1] Auch wiedergegeben bei Meier [1992, S. 156].
[2] Siehe auch den Hinweis auf dieses für Pauli immer so bedeutsame Ereignis der Tag- und Nachtgleiche in seinem Brief [2588] an Fierz.
[3] Vgl. den Brief [2415].
[4] Pauli hatte bei Jung schon in einem Schreiben vom 2. März 1937 angefragt, ob dieser wünsche, bis Anfang Mai weiteres Traummaterial von ihm zur Bearbeitung zu erhalten, weil es „vielleicht doch schade wäre, wenn dieses Material einfach in meiner Schreibtischlade liegen bliebe.“
[5] Pauli (1955g).

### *Kopenhagen, Englandreise und London-Vorlesung*

Schon seit längerer Zeit hegte Pauli die Absicht, eine Reise nach England und nach Schottland zu unternehmen, um dort einige seiner ehemaligen Assistenten, Mitarbeiter oder Kollegen zu besuchen und mit ihnen über die neuesten Entwicklungen in der Physik zu diskutieren. „It will not be easy to find a good date for my trip to England before March 1957,“ teilte er im Januar 1956 Peierls

mit [2226], bei dem in Birmingham sich seit April 1956 auch sein ehemaliger Assistent Armin Thellung aufhielt.

Diese Reisepläne konkretisierten sich erst im Februar 1957, als Pauli verschiedene Reisevorschläge Peierls zu unterbreiten begann [2528]: „Irgendwann zwischen 25. März und 13. April“ 1957 wolle er nach Kopenhagen kommen und diesen Besuch dann mit seiner geplanten England-Reise verbinden.

Zunächst wollte er Salam, mit dem er bereits einen Briefwechsel unterhielt,[1] und P. M. S. Blackett am *Imperial College* in London besuchen [2573]. Rosbaud wurde gebeten [2544], ihm ein in der Nähe des *Imperial College* gelegenes Hotel zu empfehlen. Durch Salam ließ sich Pauli dann für den 24. und 25. März ein Einzelzimmer dort im *Rembrandt-Hotel* reservieren.

Am Montag, den 25. März gegen 10 Uhr hat Pauli dann das Physikalische Institut am *Imperial College* in London aufgesucht und dort einen Einführungsvortrag mit dem Titel „Remarks on weak interaction and parity“ gehalten. Anschließend wurde mit den Physikern diskutiert. Zur Vorbereitung hatte Pauli sich bereits in Zürich Salams Publikation angesehen und auch Fierz um seine Meinung befragt [2577]. Die Aufzeichnungen, die Pauli für diesen Vortrag anfertigte, sind weiter unten wiedergegeben.

Ob und wann Pauli bei dieser Gelegenheit auch noch das britische Atomforschungszentrum in Harwell aufsuchte, läßt sich aufgrund der erhaltenen Briefe nicht entscheiden. Herwig Schopper, der spätere Generaldirektor des CERN in Genf, der seit Oktober 1956 bei Otto Robert Frisch am *Cavendish-Laboratory* in Cambridge arbeitete, schreibt in seinem Buch *Materie und Antimaterie* [1989, S. 340f.], er habe „von der ganzen Problematik (der Paritätsverletzung) zum erstenmal während eines Seminarvortrages im Dezember 1956 am *Harwell-Laboratorium* in der Nähe von Oxford“ erfahren. „Sogleich stürzte ich mich auf eines der von Lee und Yang vorgeschlagenen, aber nicht für durchführbar gehaltenen Experimente und konnte im Januar 1957 bestätigen, daß beim radioaktiven $\beta$-Zerfall der Atomkerne die Parität verletzt ist. Darüber hinaus gelang es mir, zum erstenmal zu zeigen, daß bei der Aussendung von Elektronen bzw. Positronen entgegengesetzte Schraubensinne im Spiel sind.“ Schopper berichtet außerdem, Salam habe im „oben erwähnten Seminar im Dezember 1956“ seine unabhängig von Lee und Yang entwickelte Theorie vor Pauli vorgetragen, der bei dieser Veranstaltung den Vorsitz führte. „Am Ende des Vortrags von Salam entschuldigte sich Pauli in aller Öffentlichkeit dafür, daß er Salam abgeraten hatte, die Theorie zu veröffentlichen.“

Weil diese Begegnung mit Pauli aufgrund des vorliegenden Briefwechsels erst im März 1957 stattgefunden haben könnte, wurde Schopper durch den Herausgeber befragt. In seinen Antwortschreiben vom 2. Januar 2000 und vom 4. Juni 2001 erklärte er: „Ein Irrtum meinerseits ist ausgeschlossen. Bei diesem Seminar hörte ich zum ersten Male von den Ideen von Lee und Yang. Als ich zurück nach Cambridge kam, schlug ich Herrn Otto R. Frisch … vor, das dritte von Lee und Yang vorgeschlagene Experiment durchzuführen. … Herr Frisch half mir in rührender Weise und besorgte sofort Co 60 (Elektron-Zerfall)- und Na 22 (Positron-Zerfall)-Präparate und ich konnte die Ergebnisse schon im Februar 1957 … publizieren.“ Und nochmals in dem zweiten Schreiben auf diese Datierung zurückkommend, heißt es: „Meine Arbeit über die Paritätsverletzung[2]

ist im Philosophical Magazine **2**, 710, 1957 erschienen. Dazwischen habe ich das Experiment durchgeführt. Vor meinem Eintreffen in Cambridge wußte ich nichts von der P-Verletzung, davon habe ich zum ersten Male in dem genannten Seminar gehört. Es muß also zwischen Oktober 1956 und Januar 1957 stattgefunden haben und meiner festen Erinnerung nach vor Weihnachten 1956. Es müßten vielleicht in Harwell (jetzt Rutherford Lab) ja vielleicht noch Unterlagen über die damaligen Kolloquien vorhanden sein. – Wie ich schon erwähnte, sprach in diesem Kolloquium Abdus Salam über seine Zwei-Komponenten-Theorie und Pauli war der Vorsitzende. Ich erinnere mich gut daran, da ich diese beiden Physiker dort zum ersten Male kennenlernte."

Am 26. oder 27. März sollte die Reise mit dem Zug oder im Flugzeug [2568] nach Edinburgh weitergehen. Dort hatte Pauli ein Treffen mit Kemmer und seiner Gruppe verabredet [2564].

„Zum Schluß" kam dann Birmingham an die Reihe, weil Peierls erst gegen Monatsende aus Kopenhagen zurückerwartet wurde [2543]. An einem Besuch bei Rosenfeld in Manchester war Pauli diesmal weniger interessiert. Besonders aber die Teilnahme an einem Philosophenkongreß, der vom 1.–4. April in Bristol tagte und bei dem nur „über Determinismus und Indeterminismus geschwätzt werden" sollte,[3] wollte er unbedingt umgehen.

Als Pauli Samstag am 30. März in Birmingham eintraf, wurde er noch am selben Abend bei den Peierls zu einem Dinner eingeladen. Den darauf folgenden Sonntag mußte man „bei der jetzigen Benzin-Situation in England zu Fuß gehend verbringen." Gemeinsam mit seinem ehemaligen Assistenten Thellung und anderen Institutsangehörigen wurden auch noch an den folgenden beiden Tagen weitere Ausflüge in die nähere Umgebung von Birmingham unternommen und wissenschaftliche Gespräche geführt. Nachdem Pauli noch am späteren Nachmittag des 2. April Stratford-on-Avon besucht hatte, reiste er am folgenden Morgen wieder aus Birmingham ab.

Pauli hatte Källén und Bohrs Institutssekretärin bereits unterrichtet, daß er „am 5. April um $19^{00}$ im Airport Kopenhagen" ankommen und gerne abgeholt werden wollte. In Kopenhagen hat sich Pauli vor allem mit Källén über das Lee-Modell und Heisenbergs weiterführenden Ideen unterhalten. In einem Schreiben [2600], das Pauli von dort an Heisenberg richtete, heißt es: „ Im Moment sieht auch Källén nicht, wie er Dich beim Lee-Modell ‚fangen' kann."

Nachdem Pauli dann am 13. April – nach 3-wöchiger Abwesenheit – wieder nach Zürich zurückgekehrt war [2597], konnte sich Heisenberg ganz besonders darüber freuen [2607], „daß Källén einen so guten Einfluß auf Dich ausgeübt hat."

### *Vorlesung London* 24.–26. März 1957

Pauli hat für seinen Vortrag in London Aufzeichnungen angefertigt, die mit dem Titel „Vorlesung London" versehen sind und sich im *Pauli-Nachlaß* 2/537-554 befinden. Wir geben davon die drei ersten Blätter wieder. Weil die Reihenfolge der einzelnen Seiten nicht immer eindeutig zu erkennen war, wurde der Beginn jedes einzelnen Blattes mit der entsprechenden Signatur gekennzeichnet.[4] Teile dieser Vorlesung hat Pauli auch in seiner am 14. Mai 1957

bei *Il Nuovo Cimento* eingereichten Abhandlung (1957b) über die Erhaltung der Leptonenladung verwendet.

*Pauli-Nachlaß* 2/537

*Vorlesung London*

1. Prinzipielle Fragen der Parity
   Hierarchie der Wechselwirkungen?
   Analogie zu Rotationssymmetrie im isotopen Spinraum
2. Fragen, die *unabhängig* experimentell zu entscheiden [sind]
   a) CP und T Invarianz – „Lüders-Pauli-Theorem“
   b) 2-Komponententheorie
   (Geschichte: H. Weyl, Zeitschrift für Physik **56**, 330, 1929;[5] damals noch keine Löchertheorie)
   c) Erhaltung der Lepton-Ladung (double $e_-$-decay; Davis)[6]
   ad a) Effekte proportional der Asymmetrie bei gerichteten Kernspins[7]

$$\mathrm{Re}\left[C_T C_T'^{*} - C_A C_A'^{*} + \frac{iZe^2}{\hbar cp}\left(C_A C_T^{*\prime *} + C_A' C_T^{*}\right)\right]$$

   2. Teil 0 bei CP und T Invarianz

---

   ad b) und c) Majorana-Schreibweise

Spinor $\begin{pmatrix} V_1 \\ V_2 \\ -V_2^* \\ V_1^* \end{pmatrix}$, $\psi_\nu^C = \psi_\nu$, V-2 komponentig

$$C = \begin{pmatrix} \omega & 0 \\ 0 & -\omega \end{pmatrix},\ \omega = \begin{pmatrix} 0 & -1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix},\ \boldsymbol{\sigma}^T = -\omega\boldsymbol{\sigma}\omega^{-1},\ \text{Sign for } \gamma_5 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$$

$$J_\mu^{(\nu)} = \frac{1}{2} i\,\bar{\psi}_\nu \gamma_\mu \gamma_5 \psi_\nu = \frac{1}{2} i\,\psi_\nu^* \gamma_4 \gamma_\mu \gamma_5 \psi_\nu$$

$$J_0^{(\nu)} = \frac{1}{2}\psi_\nu^* \gamma_5 \psi_\nu = \frac{1}{2}([V_1^*, V_1] + [V_2^*, V_2])$$

$$\boldsymbol{J} = \frac{1}{2}\psi^* \boldsymbol{\alpha}\gamma_5 \psi = -\frac{1}{2}(V^* \boldsymbol{\sigma} V - V \boldsymbol{\sigma}^T V^*).$$

Generalisation of conservation-law to other particles

---

*Pauli-Nachlaß* 2/542

$$J_\mu = -e \sum_{[a]} \frac{\partial L}{\partial \left( \frac{\partial \psi(a)}{\partial x^\mu} \right)} n_a \psi_a + J_\mu^{(\nu)}.$$

Eich-Gruppe der Leptonladung (Touschek)[8]

$$\psi'_\nu = e^{i\gamma_5 \delta} \psi_\nu, \qquad \delta\text{-real}$$

$$\psi'^* = \psi^*_\nu e^{-i\gamma_5 \delta}$$

$$\bar{\psi}'_\nu = \bar{\psi}_\nu e^{+i\gamma_5 \delta}$$

$$\psi'_a = \psi_a e^{-i n_a \delta}.$$

Majorana-Darstellung

$$\psi^*_\nu = \psi_\nu$$

$\gamma_k$ symmetrisch-reell; $\gamma_4$, $\gamma_5$, schief rein-imaginär;
Skalar, Pseudoskalar, Pseudovektor $\neq 0$, (Vektor, Tensor $\equiv 0$).
Bemerkung über Parity in dieser Darstellung
P und CP;
$J_\mu^{(\nu)}$ Pseudovektor, $J_\mu$ Vektor sonst.
Conservation law

---

Fragen der Neutrinomasse
Theorie des Pruett-Faktors

$$H_{\text{mix}} = AH + B\tilde{H} \qquad |A|^2 + |B|^2 = 1$$

mit

$$H = \sum (\bar{\psi}_N O_k \psi_P)[g_k (\bar{\psi}_e O_k \psi_\nu) + g'_k (\bar{\psi}_e O_k \gamma_5 \psi_\nu)] + \text{h.c.}$$

$$\tilde{H} = \sum (\psi_N O_k \psi_P)[g_k (\bar{\psi}_e O_k \gamma_5 C^{-1} \bar{\psi}_\nu + g'_k (\bar{\psi}_e O_k C^{-1} \bar{\psi}_\nu)] + \text{h.c.}$$

---

*Pauli-Nachlaß* 2/543

Äquivalenz

$$H_0 + H_{0m} + H_{mix} \sim H_0 + H'_{0m} + H \qquad b = |A|^2 - |B|^2$$

$$H'_{0m} = \frac{1}{2} b m_\nu (\psi^*_\mu \beta \psi_\nu - \psi_\nu \beta^T \psi^*_\nu) + m_\nu (A^* B^* \psi_\nu \Omega \psi_\nu + AB \psi^*_\nu \Omega^{-1} \bar{\psi}_\nu).$$

---

A real Davis effect one obtains with

$$\tilde{H}_{\text{mix}} = AH + B\tilde{H}$$
$$\text{ohne } \gamma_5$$
$$\tilde{H} = \Sigma(\bar{\psi}_N O_k \psi_P)[g_k(\bar{\psi}_e O_k \underset{\downarrow}{C^{-1}}\bar{\psi}_\nu) + g'_k(\bar{\psi}_e O_k \gamma_5 - C^{-1}\bar{\psi}_\nu)].$$
$$= \psi_\nu^C \qquad\qquad = \psi_\nu^C$$

Faktor $(AB^* + A^*B)$ vor Matrixelement.
Maximum

$$A = B^* = \frac{1}{\sqrt{2}}$$
$$(AB^* + A^*B) = 1.$$

---

Resultat *Davis*
Wirkungsquerschnitt[9] $Q < 0{,}9 \cdot 10^{-45}\,\text{cm}^2$

$$\frac{\text{Maximum}}{(\text{Theorie})} 2{,}6 \cdot 10^{-45}\,\text{cm}^2$$

---

*Pauli-Nachlaß* 2/538

$\psi_P$ und $\psi_e$ Emission (Erzeugung) von Proton und *Negatron* respektive elementare Ladung

$$\psi_P^* \psi_P - \underset{\downarrow}{\psi_e^*}\psi_e.$$
$$(!)$$

Schreibe

$$H_{\text{int}} = (\bar{\psi}_N O \psi_P)[g_I(\bar{\psi}_\nu O \psi_e) - g'_I(\bar{\psi}_\nu \gamma_5 O \psi_e)$$
$$+ g_{II}(\psi_\nu C O \psi_e) + g'_{II}(\psi_\nu C \gamma_5 O \psi_e)] + \text{h.c.}$$

Davis reaction = 0 für
1. Erhaltungs-Sätze

$$1.\ g_{II} = g'_{II} = 0 \text{ und } g_I = g'_I = 0.$$

2. Kanonische Transformation

$$2.\ g'_I = g_{II} = 0 \text{ und } g_I = g'_{II} = 0.$$

Symmetrisch in

$$(g_I, g_{II} | g'_I, g'_{II}) \qquad\qquad \psi_\nu \to \gamma_5 \psi_\nu$$

also, da quadratisch, proportional zu[10]

$$M = 2(g_I g_{II} + g'_I g'_{II})$$

Maximum von $|M|^2$ bei gegebenen

$$|g_I|^2 + |g_{II}|^2 + |g'_I|^2 + |g'_{II}|^2 \equiv N$$

*Formel von Enz*

$$M = \frac{1}{1 + |\lambda|^2} N$$

Voraussetzung

1. $m_\nu = 0$;
2. keine Kreuzterme für verschiedene O. Richtig für S, P und T.

Majorana

$$\psi_\nu^C \equiv \psi_\nu; \qquad \{\psi_\sigma^{(\nu)}, \psi_\rho'^{(\nu)}\} = \delta^{(3)}(\boldsymbol{x} - \boldsymbol{x}')(\beta C^{-1})_{\rho\sigma}$$

$$\psi_\nu^C = \psi_\nu^* P C^{-1}; \qquad \{\psi_{\nu,\sigma}^C \psi_{\nu,\rho}\} = \delta_\tau (\beta C^{-1})_\sigma \delta_{\rho\tau} = {}_\rho(\beta C^{-1})_\sigma$$

$'$ für Majorana $= \psi_{\nu,\alpha}^C$

Symmetrisch

$$(C\beta)^T = -\beta^T C = +C\beta.$$

Ebenso $\beta C^{-1}$

$$(\beta C^{-1})^T = -C^{-1}\beta^T = +\beta C^{-1}.$$

$$C = \Omega\gamma_5; \qquad \Omega = C\gamma_5 \qquad \gamma_5^T = +C\gamma_5 C^{-1},^{11}$$

$$(\psi_\nu^C)^* = -\psi_\nu \beta^T C = +\psi_\nu C\beta; \qquad \bar\psi_\nu^C = +\psi_\nu C$$

$$\psi_\nu^C = -C^{-1}\bar\psi_\nu = -C^{-1}\beta^T \psi_\nu^*; \quad C = \Omega\gamma_5; \quad CC^* = 1;$$

$$C^T = -C; \quad \gamma_5^T = -C\gamma_5 C^{-1}$$

---

*Pauli-Nachlaß* 2/540

*Standpunkt der Zweikomponententheorie*

Es ist

$$\bar\psi_\nu O\psi_e \equiv \psi_\nu C O\psi_e; \qquad \psi_\nu\gamma_5 O\psi_e \equiv \psi_\nu C\gamma_5 O\psi_e$$

also

$$g_{II} \equiv g_I; \qquad g'_{II} \equiv -g'_I.$$

Daher Davis-Reaktion. Streiche II-Terme proportional zu $(g_I^2 - g'^1)$

$g'_I = \pm g_I$ Eventuelle Faktoren 2 nachprüfen.

Prüfung der [Eich]-Invarianz, die dem Erhaltungssatz entspricht.

$$H_{\text{int}} = (\bar{\psi}_N O \psi_P)[g_I(\bar{\psi}_\nu O \psi_e) - g'_I(\bar{\psi}_\nu \gamma_5 O \psi_e)] + \text{h.c.}$$

$$\psi_\nu = e^{i\gamma_5\delta}\psi_\nu; \qquad \psi'_e = e^{i\delta}\psi_e \qquad \delta \text{ reell}$$

(Vorzeichen-Konvention)

$$\psi'^*_\nu = \psi^*_\nu e^{-i\gamma_5\delta}; \quad \bar{\psi}'_\nu = \bar{\psi}_\nu(\gamma_4 e^{-i\gamma_5\delta}\gamma_4) = \bar{\psi}_\nu e^{+i\gamma_5\delta}$$

$$\gamma_4 e^{-i\gamma_5\delta}\gamma_4 = \gamma_4(-\cos\delta - i\gamma_5\sin\delta)\gamma_4 = \cos\delta + i\gamma_5\sin\delta = e + i\gamma_5\delta$$

$$\bar{\psi}'_\nu O \psi'_e = [\cos\delta(\bar{\psi}_\nu O\psi_e) + i\sin\delta(\bar{\psi}_\nu\gamma_5 O\psi_e)]e^{i\delta}$$

$$\bar{\psi}_\nu\gamma_5 O\psi_e = [i\sin\delta(\bar{\psi}_\nu O\psi_e) + \cos\delta(\bar{\psi}_\nu\gamma_5 O\psi_e)]e^{i\delta}$$

$$\left.\begin{aligned}(g_I\cos\delta - g'_I i\sin\delta)e^{i\delta} &= g_I\\ (-g'_I\cos\delta + g_I i\sin\delta)e^{i\delta} &= -g'_I\end{aligned}\right\} \qquad \text{für } g'_I = g_I$$

---

*Pauli-Nachlaß* 2/544

Invarianz des Matrixelementes bei kanonischer Transformation (Größen $g$, $g'$ *nach* der Transformation mit $\bar{g}$, $\bar{g}'$ bezeichnet).

Unverkürzte Theorie.

$$\begin{aligned}H_{\text{int}} \to \quad & g_I\{A(\bar{\psi}' O\psi_e) - B^*(\psi' C\gamma_5 O\psi_e)\}\\ & -g'_I\{A(\bar{\psi}'\gamma_5 O\psi_e) = B^*(\psi' C O\psi_e)\}\\ & +g_{II}\{A^*(\psi' C O\psi_e) + B(\bar{\psi}'\gamma_5 O\psi_e)\}\\ & +g'_{II}\{A^*(\psi' C\gamma_5 O\psi_e) + B(\bar{\psi}' O\psi_e)\}\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}&\bar{g}_I = Ag_I + Bg'_{II} && \bar{g}'_I = Ag'_I - Bg_{II};\\ &\bar{g}_{II} = B^*g'_I + A^*g_{II} && \bar{g}'_{II} = -B^*g_I + A^*g'_{II}\\ &&& \text{Wenn Invariante Null, kann}\\ &|A|^2 + |B|^2 = 1 && g_{II} = g'_{II} = 0 \text{ erreicht werden.}\end{aligned}$$

$$(\bar{g}^i_I\bar{g}^i_{II} + \bar{g}'^1_I\bar{g}'^1_{II} = g^i_I g^j_{II} + g'^i_I g'^j_{II})$$

$+(j, 1)$ vertauschen $\qquad\qquad$ $+(j, i)$ vertauschen

$(g_{II}, g'_I$ Spinor (unitär, Det. 1) $\qquad\qquad$ invariant

$(g_I, g'_{II})$ invariant dazu

Invariant ist ferner

$$(g_{I\,i}g'_{II\,j} - g_{I\,j}g'_{II\,i}) + (g'_{I\,i}g_{II\,j} - g'_{I\,j}g_{II\,i})$$

(Symmetrie in $g$, $g'$ benützt)

Zweikomponenten

$$g_i g_j - g'_i g'_j \text{ und } \underset{\text{invariant}}{g_i g'_j - g'_i g_j}$$

$$\psi = A^*\psi' + B\bar{\psi}'\Omega^{-1}; \qquad \bar{\psi} = A\bar{\psi}' - B^*\psi'\Omega$$

---

*Pauli-Nachlaß* 2/546

Vergleiche

$$|M|^2 = |f_I f_{II} + g_I + g_{II}|^2 \qquad |M|^2_{\text{mat}} = \tfrac{1}{4}N^2$$

mit $N^2$, worin

$$N = |f_I|^2 + |f_{II}|^2 + |g_I|^2 + |g_{II}|^2$$

---

Majorana:

$$g_{II} = g_I, \quad f_{II} = -f_I$$

Differenziere

$$\begin{aligned} M^* f_{II} &= \lambda f_I^*, \quad M^* f_I = \lambda f_{II}^* \\ M^* g_{II} &= \lambda g_I^*, \quad M^* g_I = \lambda g_{II}^* \end{aligned} \qquad \lambda \text{ reell}$$

$$\lambda = |M|\rho, \quad M^* = |M|e^{-i\alpha} \qquad \alpha_{II} = \alpha - \alpha_I; \ \alpha = \alpha_I + \alpha_{II}$$

$$f_{II} = e^{i\alpha} f_I^*, \ f_I = e^{i\alpha} f_{II}^*$$

$$|f_I|^2 = |f_{II}|^2$$

$$g_{II} = e^{i\alpha} g_I^*, \ g_I = e^{i\alpha} g_{II}^*$$

$$\alpha = \alpha_I + \alpha_{II} = \beta_I + \beta_{II}$$

$$f_I = |f|e^{i\alpha_I}, \ f_{II} = |f|e^{i\alpha_{II}}, \ g_I = |g|e^{i\beta_I}, \ g_{II} = |g|e^{i\beta_{II}}$$

$$M = (|f|^2 + |g|^2)e^{i\alpha} \qquad N = 2(|f|^2 + |g|^2)$$

---

*Pauli-Nachlaß* 2/548

$\mu$-Meson-Zerfall

$$\begin{aligned} H_{\text{int}} = (\bar{\psi}_\mu O \psi_e)[&g_I(\bar{\psi}_\nu O \psi_\nu) - f_I(\bar{\psi}_\nu \gamma_5 O \psi_\nu) \\ &+ g_{II}(\psi_\nu C O \psi_\nu) + f_{II}(\psi_\nu C \gamma_5 O \psi_\nu)]. \end{aligned}$$

Transformation

$$\psi'_\nu = A\psi_\nu + B\gamma_5 C^{-1}\bar{\psi}_\nu \qquad \text{(I)}$$

$$\bar{\psi}'_\nu = A^*\bar{\psi}_\nu + B^*\psi_\nu C\gamma_5 \qquad C = \Omega\gamma_5$$

---

Schief $\Omega$; $\Omega\gamma_\mu$, $\Omega\gamma_5$; symmetrisch $\Omega\gamma_{[\mu\nu]}$, $\Omega\gamma_5\gamma_\mu$
Schief $C\gamma_5$; $C\gamma_5\gamma_\mu$, $C$; symmetrisch $C\gamma_{[\mu\nu]}$, $C\gamma_\mu$

$$g_{II} \neq 0 \text{ für } 0 = S, P, A$$

$$f_{II} \neq 0 \text{ für } 0 = S, P, V.$$

Kann auch geschrieben werden

$$H_{\text{int}} = \sum_{S,P,A,V,T} [g_I(\bar{\psi}_\mu O\psi_e) + f_I(\bar{\psi}_\mu O\gamma_5\psi_e)](\bar{\psi}_\nu O\psi_\nu)$$

$$+ \sum_{S,P,A} [g_{II}(\bar{\psi}_\mu O\psi_e) + f_{II}(\bar{\psi}_\mu O\gamma_5\psi_e)](\psi_\nu C O\psi_\nu)$$

---

*Pauli-Nachlaß* 2/549

$$\bar{\psi}_\nu O\psi_\nu = AA^*(\bar{\psi}_\nu O\psi_\nu) + BB^*(\psi_\nu C\gamma_5 O\gamma_5 C^{-1}\bar{\psi}_\nu)$$
$$+AB^*(\psi_\nu C\gamma_5 O\psi_\nu) + BA^*(\bar{\psi}_\nu O\gamma_5 C^{-1}\bar{\psi}_\nu).$$

---

Invarianten im Komplexen

$$K_{ij} = K^*_{ji} = g_{Ii}g^*_{Ij} + f^*_{IIi}f_{IIj} + f_{Ii}f^*_{Ij} + g^*_{IIi}g_{IIj}$$

$$L_{ij} = L^*_{ji} = g_{Ii}f^*_{Ij} - g^*_{IIj}f_{IIi} + g^*_{Ij}f_{Ii} - g^*_{IIi}f_{IIj}$$

---

Transformation

$$\psi'_\nu = e^{i\alpha\gamma_5}\psi_\nu = (\cos\alpha + i\sin\alpha\gamma_5)\psi_\nu$$

$$\bar{\psi}'_\nu = \bar{\psi}_\nu e^{+i\alpha\gamma_5} = \bar{\psi}_\nu(\cos\alpha + i\sin\alpha\gamma_5)$$

$$g'_{Ii} = \cos\alpha g_{I,i} + i\sin\alpha f_{I,i} \qquad g'_{IIj} = \cos\alpha g_{IIj} - i\sin\alpha f_{II,i}$$
$$f'_{Ii} = i\sin\alpha g_{I,i} + \cos\alpha f_{I,i} \qquad f'_{IIj} = -i\sin\alpha g_{IIj} + \cos\alpha f_{IIj}$$

---

$g_{II}$, $f_{II}$ wie $g_I$, $-f_I$

$$g'Iif'_{IIj} - g'_{Ij}f'_{IIi} = \sin^2\alpha(f_{Ii}g_{IIj} - f_{Ij}g_{IIi})$$
$$-i\sin\alpha\cos\alpha(g_{Ii}g_{IIj} - g_{Ij}g_{IIi}) + i\sin\alpha\cos\alpha(f_{Ii}f_{IIj} - f_{Ij}f_{IIi})$$
$$+\cos^2\alpha(g_{Ii}f_{IIi} - g_{Ij}f_{IIi})$$

---

*Pauli-Nachlaß* 2/550

$$f'_{Ii}g'_{Ij} - f'_{Ij}g'_{IIi} = i\,\sin\alpha\,\cos\alpha(g_{Ii}g_{IIj} - g_{Ij}g_{IIi}) + sin^2\alpha(g_{Ii}f_{IIj} - g_{Ij}f_{IIi})$$
$$+\cos^2\alpha(f_{Ii}f_{IIj} - f_{Ij}g_{IIi}) - i\,\sin\alpha\,\cos\alpha(f_{Ii}f_{IIj} - f_{Ij}f_{IIi})$$

Summe $J_{ij}$ invariant.[12]

---

*Pauli-Nachlaß* 2/551

Kontrolle von $J_{ij}$ und $L_{ij}$ für $e^{i\alpha\gamma_5}$-Transformation

$$g_{Ii}f_{IIj} - g_{Ij}f_{IIi} \to (g_{Ii}\cos\alpha + f_{Ii}i\,\sin\alpha)(-g_{IIj}i\,\sin\alpha + f_{IIj}\cos\alpha)$$
$$= (g_{Ii}f_{IIj} - g_{Ij}f_{IIi})\cos^2\alpha + i\,\sin\alpha\,\cos\alpha(-g_{Ii}g_{IIj} + g_{Ij}g_{IIi} + f_{Ii}f_{IIj} - f_{Ij}f_{IIi})$$
$$+ (f_{Ii}g_{IIj} - f_{Ij}g_{IIi})\sin^2\alpha + \text{symmetrisiert in } f, g$$
$$= (g_{Ii}f_{IIj} - g_{Ij}f_{IIi} + f_{Ii}g_{IIj} - f_{Ij}g_{IIi})$$

stimmt.

---

$$g_{Ii}f^*_{Ij} - g^*_{IIj}f_{IIi} \to (g_{Ii}\cos\alpha + f_{Ii}i\,\sin\alpha)(-g^*_{IIj}i\,\sin\alpha + f^*_{IIj}\cos\alpha)$$
$$-(g^*_{IIj}\cos\alpha + f^*_{IIj}i\,\sin\alpha)(-g_{IIi}i\,\sin\alpha + f_{IIi}\cos\alpha)$$
$$= (g_{Ii}f^*_{IIj} - g^*_{IIj}f_{IIi})\cos^2\alpha + i\,\sin\alpha\,\cos\alpha(f_{Ii}f^*_{IIj} + g^*_{IIj}g_{IIi}$$
$$-f^*_{IIj}f_{IIi} - g_{Ii}g^*_{IIj}) + \sin^2\alpha(f_{Ii}g^*_{Ij} - f^*_{IIj}g_{IIi}) + \text{symmetrisiert in} g, f$$

stimmt.

---

*Pauli-Nachlaß* 2/552

$$a_1a_1^* + b_1b_1^* = \cos^2\alpha, \quad a_2a_2^* + b_2b_2^* = \sin^2\alpha$$
$$\rho = \mathrm{i}\,\mathrm{tg}\,\alpha$$
$$a_1 = \cos\alpha, a$$
$$|a|^2 + |b|^2 = 1, \quad a_2 - \mathrm{i}\,\sin\alpha a$$
$$b_1 = \cos\alpha - b$$
$$b_2 = \mathrm{i}\,\sin\alpha - b$$

$$\psi' = (\cos\alpha + i\,\sin\alpha\gamma_5)(a\psi + b\gamma_5\psi^*)$$

*scheint das allgemeinste*.[13]

---

*Pauli-Nachlaß* 2/553

Allgemeine Transformation (Majorana-Darstellung)

$$\psi' = a_1^* + b_1\gamma_5\psi^* + a\gamma_5^* b_2\psi^*$$
$$\psi'^* = a_1^*\psi^* + b_1^*\psi\gamma_5 + a_2^*\psi\gamma_5 + b_2^*\psi$$
$$\{A_{\rho\tau}\psi_\tau^*, \psi_{\underline{\tau}} B_{\underline{\tau}\rho}\} = \rho|AB|_\tau$$
$$\{A_{\rho\tau}\psi_\tau, \psi_{\underline{\tau}}^* \underline{B}_{\tau\sigma}\} = \rho|AB|_\sigma$$
$$\{\psi'_\rho(x), \psi'^*_\rho(y)\} = \delta^{(3)}(\boldsymbol{x}-\boldsymbol{y})\{(a_1a_1^* + b_1b_1^* + a_2a_2^* + b_2b_2^*)1$$
$$+(a_1a_2^* + b_1b_2^* + a_2a_1^* + b_2b_1^*)\gamma^5_{\rho\sigma}\}$$
$$\{\psi'_\rho(x), \psi'_\sigma(y)\}$$
$$= \delta^{(3)}(x-y)\{a_1b_1(\psi^5_{\sigma\rho} + \gamma^5_{\rho\sigma}) + a_2b_2(\gamma^5_{\rho\sigma} + \gamma^5_{\rho\sigma}) + 2(a_1b_2 - b_1a_2)\}.$$
$$0 \qquad\qquad 0$$

Bedingung

$$a_1b_2 = b_1a_2$$
$$a_1a_2^* + b_1b_2^* + a_2a_1^* + b_2b_1^* = 0.$$
$$a_2 = \rho a_1; \quad b_2 = \rho b_1 \qquad \rho \text{ rein imaginär}$$
$$(a_1a_1^* + b_1b_1^*)(\rho^* + \rho) = 0$$

---

*Pauli-Nachlaß* 2/554

Invarianten

$$K = g_I g_I^* + f_{II}^* f_{II} + f_I f_I^* + g_{II} g_{II}^*$$
$$L = g_I f_I^* - g_{II}^* f_{II} + g_I^* f_I - f_{II}^* g_{II}$$
$$F_{1i}F_{2j} - F_{2i}F_{1j} \quad \text{relativistische Invariante } e^{2i\alpha}$$
$$F_1F_1^* + F_2F_2^* = K - L$$
$$G_1G_1^* + G_2G_2^* = K + L \qquad F_1' = aF_1 + bF_2$$
$$F_1 = g_I - f_I, F_2 = g_{II} + f_{II} \qquad F_2' = -b^*F_1 + a^*F_2$$
$$G_1 = g_I + f_I, -G_2 = g_{II} - f_{II} \qquad \text{ebenso } G.$$
$$2(g_I g_{II} + f_I f_{II}) = -F_1G_2 + F_2G_1 \equiv J.$$

Allgemeinste Transformation mit absoluter Invarianz $K$, $L$: relativistische Invariante $J$ gesucht (wird absolut sein).[14]

$$g'_I = ag_I + bf_{II} \qquad g'_{II} = +b^* f_I + a^* g_{II}$$
$$f'_{II} = -b^* g_I + a^* f_{II} \qquad f'_I = af_I - bg_{II}$$

Determinante 1.

---

[1] Vgl. auch den Kommentar zum Brief [2482].
[2] Schopper (1957).
[3] Vgl. Band **IV**/3, S. 635f. und den Brief [2561].
[4] Die folgenden beiden hier wiedergegebenen Blätter 2/542 und 543 tragen am oberen Rande die Seitenzahlen 2 und 3.
[5] Weyl (1929).
[6] Vgl. Davis (1955).
[7] Diese Anisotropiekonstante für einen Gamow-Teller Übergang wurde zuerst von Lee und Yang [1956b, S. 258] angegeben.
[8] Vgl. Touschek (1957b).
[9] Zusatz von Pauli: „Hoffnung $0{,}1 \cdot 10^{-45}\,\mathrm{cm}^2$."
[10] Zusatz von Pauli: „Resultat $g_I = e^{i\alpha} g^*_{II}$; $g_{II} = e^{i\alpha} g^*_I$; $g^*_I = e^{i\alpha} g^*_{II}$; $g'_{II} = e^{i\alpha} g'^*_I$; $M = e^{-i\alpha} M$; $|M|^2 = 1$ für $N = 1$."
[11] Zusatz von Pauli: Vorzeichenprobe: $\psi'_\nu = \gamma_5 \psi_\nu$; $\psi'^*_\nu = \psi^*_\nu \gamma_5$; $\bar{\psi}'_\nu = -\bar{\psi}_\nu \gamma_5$.
[12] Der restliche Text auf dieser Seite wurde von Pauli durchgestrichen.
[13] Zusatz am unteren Rand:

$$g'^*_I = g^*_I \cos\alpha - f^*_i i \sin\alpha$$
$$f'^*_I = -g^*_I i \sin\alpha + f^*_i i \cos\alpha$$
$$g^*_I, f^*_I \text{ as } g_I; \quad f_I \text{ as } g_{II}; \quad f_{II} \text{ as } g^*_{II} - f^*_{II}.$$

[14] Zusatz von Pauli: „Fall $F_1 G_2 - F_2 G_1 = 0$; $G_{12} = cF_{12}$ für $F = 0$, $G_2 = 0$ erreichbar; $F_2 G_2 = 0$ erreichbar für $F_1$, $F_2$ nicht beide Null; $c' = ce^{2i\alpha}$."

## [2592] Pauli an Panofsky

Edinburgh, 28. März [1957][1]
[Postkarte]

Dear Pan + Dora!

Yesterday I visited the „Department of Natural Philosophy". Some modernists added in brackets (physics) in the printed title.

But inside the house it was quite lively and modern (Prof. Feather).[2]

In this great moment it is *not* raining.

Heartily yours ever W. Pauli

[1] Das Datum wurde aufgrund des Poststempels ermittelt. Auf der Karte ist das *Edinburgh Castle*, *Changing the Guard*, abgebildet.
[2] Norman Feather (1904–1978) gehörte in den 20er Jahren zu Rutherfords engsten Mitarbeitern am *Cavendish Laboratory*.

## [2593] Pauli an Touschek

[Birmingham], 28. März 1957[1]
[Postkarte]

Dear Touschek!

There is an American competitor of Fierz called McLennan.[2]

Salam tried to extend the Jensen-transformation by terms explicitly depending on masses and to derive the smallness of[3]

$$\frac{p \to e_- + \nu}{\pi \to \mu + \nu} .$$

It is still speculative. Nishijima applied somewhat different transformations.[4]

Good luck for you. Sincerely yours W. Pauli

## Anlage zum Brief [2593]

### Fierz an Enz

[Basel], 27. März 1957

Lieber Herr Enz!

Besten Dank für Ihren Hinweis auf J. A. McLennan jr.[5] Er hat mir seine Note[6] nebst einem Brief zugeschickt,[7] in welchem steht: Yang tells me you have also discussed the same thing with him. Damit ist wohl die Sache für mich erledigt.

Zur Frage des doppelten $\beta$-Zerfalls:[8] Wenn man die Nukleonen als ruhend betrachtet, dann erhält man für die Übergangswahrscheinlichkeiten für zwei Nukleonen im Abstande r etwas der Gestalt

$$g^4 F(E) dE \frac{1}{r^\alpha} .$$

Dabei ist F(E) dE das „$\beta$-Spektrum“ der beiden Elektronen, d. h. das, was aus den Phasenvolumina der Elektronen allein folgt.

$\alpha$, der Exponent von $r$, kann durch eine Dimensionsbetrachtung erraten werden – wozu ich aber z. Z. zu faul bin. Wenn $\alpha \geq 3$, dann muß man freilich den Rückstoß auf die Nukleonen berücksichtigen, der bei kleinen Werten für $r$ das Verhalten ändern könnte. Wenn das auch nichts hilft, kommt man eventuell in Schwierigkeiten.

Diese Überlegungen müssen Sie nicht allzu ernst nehmen, da ich mir das lediglich im Bett, vor dem Einschlafen zurecht gelegt habe.

Mit den besten Grüßen Ihr M. Fierz

[1] Ortsangabe nach Poststempel. Pauli benutzte die gleiche Postkarte wie für sein Schreiben [2592] an Panofsky.

[2] In ihrer Publikation (1957, S. 1693) weisen Radicati und Touschek darauf hin, daß sie auf diese Untersuchung McLennans (1956) durch eine briefliche Mitteilung von Fierz aufmerksam gemacht worden seien. Vgl. auch die Anlage zum Brief [2593] und die Briefe [2601 und 2602].

[3] Vgl. hierzu auch Paulis Schreiben [2602].
[4] Vgl. Nishijima (1957c). Siehe hierzu auch Paulis Kritik, nachdem er Nishijimas Arbeiten näher kennengelernt hatte, in seinem Brief [2597] an Heisenberg.
[5] Es handelt sich um die im vorangehenden Schreiben [2593] erwähnte Publikation von McLennan (1956), in der die Zweikomponententheorie des Neutrinos untersucht wird.
[6] McLennan (1957).
[7] Dieser Brief liegt uns nicht vor.
[8] Siehe hierzu auch den Brief [2601].

## [2594] Heisenberg an Pauli

Göttingen, 28. März 1957

Lieber Pauli!

Zunächst möchte ich Dir und Deiner Frau nochmal herzlich für den Abend in Eurem Haus danken,[1] wir fanden beide diesen Abend besonders nett. Dann möchte ich, wie verabredet, unsere Korrespondenz fortsetzen, in der Hoffnung, daß wir uns doch noch völlig einigen.

Dabei soll es sich um das handeln, was ich die „Gruppeneigenschaft“ des Hilbertraums I genannt habe und was man vielleicht richtiger als „Zerlegungssatz“ oder dergleichen bezeichnen kann. Die Behauptung war doch die folgende: Wenn man in einem höheren Sektor nur Lösungen zuläßt mit *Einfach*pol (und $\delta$-Funktion) an der kritischen Stelle (oder den kritischen Stellen; es gibt natürlich für jedes vorhandene Paar $N+\theta$ je eine kritische Stelle), und wenn das System bei Streuprozessen in räumlich getrennte Teilsysteme zerfällt, so haben auch diese Teilsysteme an den kritischen Stellen (sofern solche vorhanden sind) nur *Einfach*pole (d. h., sie gehören zum Hilbertraum I).

Als Beispiel kann man wieder den Sektor $N+3\theta$ betrachten. Die Integralgleichung, die wir damals bei Dir im Zimmer besprachen, lautet etwa

$$\begin{aligned}&\phi(k_1,k_2)\chi(E-\omega_1-\omega_2)\\ &=\int F(\omega_1,\omega_1')dk_1'\phi(k_1',k_2)+\int F(\omega_2,\omega_2')dk_2'\phi(k_1k_2')\\ &\qquad\qquad +\text{ inhomogene Gleichung.}\end{aligned}\tag{1}$$

Die „kritische Stelle“ ist hier

$$E-\omega_1-\omega_2=\omega_0,\ \text{ wenn }\chi(\omega_0)=\chi'(\omega_0)=0\tag{2}$$

den Geisterpol definiert.

Für Lösungen im Hilbertraum I wird *gefordert*

$$\phi(k_1k_2)=a(k_1k_2)\delta(E-\omega_1-\omega_2-\omega_0)+\frac{b(k_1k_2)}{E-\omega_1-\omega_2-\omega_0},\tag{3}$$

wobei $a(k_1k_2)$ und $b(k_1k_2)$ an der kritischen Stelle regulär sein sollen. (Für die Konstruktion dieser Lösungen gilt die Vorschrift: $a(k_1k_2)$ wird so bestimmt, daß die rechte Seite der Integralgleichung an der kritischen Stelle verschwindet.)

Nehmen wir nun an, daß es Streulösungen vom Typus (3) gibt, bei denen das System nach (oder auch vor) dem Stoß in einen diskreten stationären Zustand des Systems $N + 2\theta$ (wir setzen hier voraus, daß es ihn gibt) und ein $\theta$-Teilchen zerfällt. Die Energie dieses diskreten Zustands sei $E_{N+2\theta}$. Dann bedeutet dies im $k$-Raum, daß $\phi(k_1 k_2)$ in der üblichen Weise einen einfachen Pol an der Stelle $\omega_1 = E - E_{N+2\theta}$ (und symmetrisch bei $\omega_2 = E - E_{N+2\theta}$) hat, in dessen Umgebung man näherungsweise schreiben kann:

$$\phi(k_1 k_2) \approx \phi_{EN+2\theta}(k_2) \frac{\text{const}}{E - E_{N+2\theta} - \omega_1} + \text{endliche Gleichung}, \qquad (4)$$

wobei $\phi_{EN+2\theta}(k_2)$ die Eigenfunktion des kritischen Zustands von $N + 2\theta$ ist. (Im Nenner muß man dann in der üblichen Weise noch $i\varepsilon$ addieren, wenn man nur auslaufende Wellen haben will.)

Nun beweist aber der Vergleich von (3) und (4), daß auch $\phi_{EN+2\theta}(k_2)$ an der kritischen Stelle

$$E_{N+2\theta} - \omega_2 = \omega_0$$

die Form

$$\phi_{EN+2\theta}(k_2) = a(k_2)\delta(E_{N+2\theta} - \omega_2 - \omega_0) + \frac{b(k_2)}{E_{N+2\theta} - \omega_2 - \omega_0} \qquad (5)$$

{$a(k_2)$ und $b(k_2)$ sind an der kritischen Stelle regulär} haben muß. Also gehört auch der Zustand $E_{N+2\theta}$ zum Hilbertraum I, was zu beweisen war.

Daraus folgt: *Es mag andere* diskrete Eigenzustände des Sektors $N + 2\theta$ *geben*, eventuell mit komplexen Eigenwerten oder negativer Norm; aber im Streuproblem kommen, *wenn man sich auf die Lösungen vom Typ (3) beschränkt*, d. h. auf den Hilbertraum I, nur *solche* diskreten Eigenzustände vor, die selbst wieder der Bedingung (5) genügen, d. h. zum Hilbertraum I gehören. Ich kann in diesem Beweis eigentlich keine Lücke mehr sehen und wäre Dir für Deine Kritik dankbar.

Die Unitarität der S-Matrix folgt allerdings erst dann, wenn man auch beweisen kann, daß alle diskreten Eigenzustände des Hilbertraums I {im speziellen Fall des Sektors $N + 2\theta$ also: Lösungen der Form (5)} eine positive (oder eventuell verschwindende) Norm haben. Bei diesem Beweis habe ich noch Schwierigkeiten, wie Du weißt; aber ich bin von der Richtigkeit der Behauptung überzeugt. Ich will mir hier weiter Mühe geben, möchte aber doch schon vorher wissen, ob Du mit dem „Zerlegungssatz", wie ich ihn hier im Brief skizziert habe, einverstanden bist.

Seit Zürich hab' ich mich weiter sehr gut erholt, so daß ich schon zu hoffen wage, daß ich die Virusinfektion jetzt ganz los werde.[2] Du bist inzwischen wohl in England, ich nehme an, daß der Brief Dir nachgeschickt wird.

Viele Grüße von Haus zu Haus Dein W. Heisenberg

P. S. Diesen Brief habe ich eben noch *Haag* gezeigt, der einverstanden war, aber den Vorbehalt machte, es seien in den Rechnungen gewisse Voraussetzungen über die analytische Fortsetzbarkeit von Lösungen enthalten, die man noch

prüfen müßte.[3] Er meint aber auch, daß diese Voraussetzungen beim Lee-Modell zutreffen, da man sozusagen eine $\delta$-förmige Wechselwirkung, d. h. beliebig kurze Reichweite hat.

[1] Heisenberg hatte am 15/16. März mit seiner Frau die Paulis während seiner Rückreise von Ascona in Zollikon besucht (vgl. die Briefe [2558, 2560, 2562, 2588 und 2590]).
[2] Vgl. die Bemerkungen in den Briefen [2560, 2562, 2588 und 2590].
[3] Haag hatte am 22. Februar Heisenberg folgenden Bericht über den Stand seiner Arbeiten zukommen lassen (Heisenberg Nachlaß, *Max-Planck-Institut für Physik*, München): „Ich habe in der letzten Woche begonnen, mein Wissen über das Lee-Modell zusammenzuschreiben. Im Lauf der nächsten Woche werden Sie den ersten Teil des Manuskriptes erhalten. Es ist allerdings noch ohne jede Rücksicht auf die Erfordernisse einer Veröffentlichung geschrieben und dient lediglich dem Zweck, die Dinge, die bisher auf verstreuten Zetteln stehen, einmal geordnet zusammen zu haben."

## [2595] Pauli an Jaffé

Birmingham, 1. April 1957
(Aber *kein* Aprilscherz)

Liebe Frau Jaffé!

Beiliegend ein Zeitungsausschnitt (Times), den mir ein guter Bekannter in London gab – für Ihre parapsychologische Sammlung.[1] Über das weitere Schicksal des Council-house in Sunderland[2] und dessen Ghost weiß ich leider nichts.

Wie es wohl der Wild-West-Bar unter dem neuen Klavierspieler gehen wird? (‚Don't shoot at the pianist, he earns his living'[3] bleibt als Bedingung fortbestehen.)

Und was macht der Meier – auf dem großen Himalaya?

Ich komme in der Osterwoche zurück. Der Briefwechsel mit Bender[4] geht weiter. (Sein Ex-Nazi[5] scheint wirklich ein guter Mathematiker [zu sein].)

Inzwischen viele Grüße Ihr W. Pauli

[1] A. Jaffé bearbeitete damals eine ihr überlassene Sammlung von Geistererscheinungen [1958], die sie im Lichte der Jungschen Archetypenlehre zu interpretieren suchte.
[2] In der in Durham gelegenen Hafenstadt Sunderland befand sich auch die dem Council-Präsidenten Robert Spencer Earl of Sunderland (1641–1702) gehörige Residenz.
[3] Zitiert nach Oscar Wildes *Personal impressions of America* [1883]: „Over the piano was printed a notice: please do not shoot the pianist. He is doing his best." Die *Wild-West-Bar* wurde auch schon in dem Brief [2581] erwähnt.
[4] Vgl. die Briefe [2538, 2563 und 2586].
[5] Gemeint ist der Wahrscheinlichkeitstheoretiker Erhard Tornier (vgl. die Anmerkung zum Brief [2536]).

## [2596] Pauli an Källén

Edinburgh, [Anfang] April 1957[1]

Lieber Herr Källén!

Ich will nochmals schreiben (habe es Fräulein Hellmann schon mitgeteilt), daß ich am 5. April um $19^{00}$ im Airport Kopenhagen ankomme.[2] Wenn Sie mich dort abholen kommen (wie Sie schrieben),[3] wäre das sehr nett.

Soeben kam ein Telegramm von Fräulein Hellmann, daß ein Zimmer für mich im Hotel Europa reserviert ist. Meine Frau will am 9. April nach Kopenhagen kommen.

Schade, daß ich Wightman verfehlen werde.[4] Hoffentlich trifft er Jost in Bern.[5] Ich bin neugierig, was Sie beide herausgefunden haben.

Von Salam habe ich einiges gelernt; er sagt, er auch von mir.

Auf bald!

Viele Grüße Ihr W. Pauli

[1] Wahrscheinlich hatte Pauli diese noch in Edinburgh geschriebene Postkarte erst nach seiner Ankunft in Birmingham abgeschickt.

[2] Vgl. hierzu den Kommentar zum Brief [2592].

[3] Vgl. den Brief [2565].

[4] Wightman war damals zu Besuch in Kopenhagen (vgl. den Brief [2540]) und entwickelte zusammen mit Källén einen feldtheoretischen Formalismus für die Produkte von Erwartungswerten.

[5] Am 2. April 1957 richtete Jost von Bern aus einen Brief an Oppenheimer, in dem er ihm verschiedene Termine für einen Besuch in Princeton unterbreitete: „My plans have to fit the following boundary values: Pauli plans to go to California in early 58. He will leave Switzerland around Jannuary 15th. I have therefore to be back for the beginnings of the second half of our winter term. There remains however a possibility that I could come back to the Institute after the end of the term here, that would be around March 1st. This I will leave open. Following the advice of Pauli I did not yet ask for a leave from the E. T. H. but will do so at the beginning of the summer term. I will let you know the result as soon as I know it myself. My physics did not go well this winter. The success of Frank and T. D. made me very happy not only for them and physics but also for the Institute and you."

## [2597] Pauli an Heisenberg

Kopenhagen, 8. April 1957

Lieber Heisenberg!

1. *Oberwolfach*. – Kommst Du wirklich dorthin?[1] Ich habe Prüfungen vom 24. bis einschließlich 27., könnte aber eventuell Sonntag, den 28. des Monats dort ankommen und 2 bis 3 Tage bleiben. Könntest Du mir nach Zürich schreiben*[2] (wir fliegen am 14. des Monats von hier dorthin zurück), ob Du an diesen Tagen dort sein wirst. Källén wird auch dort sein (von Rochester zurückkommend). Gerne würde ich eine Unterredung zu dritt zustande bringen, um das Bewegungsproblem von V und N-Teilchen im Lee-Modell zu besprechen, insbesondere möchte ich gerne nochmals eine präzise Formulierung Deiner Vermutungen darüber hören. (In diesem Fall glaube ich nämlich, Källén dazu bringen zu können, noch etwas darüber zu rechnen. Er kommt allerdings

erst Ende Mai von einer Reise nach Kopenhagen zurück und wird vorher nicht damit anfangen, was ja aber nichts schadet.)

Wie ich das Problem jetzt ansehe, handelt es sich um 2 Fragen

1. Einfluß der Endlichkeit der Massen auf die Form des Potentials.

2. Diskussion des wellenmechanischen V-N-Streuproblems für indefinite Metrik mit eventuell auch komplexen Potentialen, die aber für unendlich große Entfernung nach Null konvergieren. Für $r \to \infty$ ist der bekannte Dipolgeist *angenommen*. Besondere Berücksichtigung derjenigen Lösungen ist erwünscht, die für $r \to \infty$ nur den „A-Zustand" enthalten. Es ist mir nicht klar, ob die Gesamtenergie des Bewegungsproblems notwendig reell sein muß oder ob das wenigstens für diese „vernünftigen" Lösungen des Streu-Problems der Fall ist? Zerfällt das Streuproblem in mehrere Klassen? Ich möchte das alles gerne *genau* wissen. Bis jetzt habe ich es noch nicht verstanden.

2. *Nishijima* – Ich habe eine Arbeit in London gelesen[3] und soeben einen Vortrag von ihm gehört. Ich bin mit seiner Darstellung *nicht* einverstanden, da es mir scheint, er habe nicht verstanden, was „Invarianz" eigentlich bedeutet.

Für eine beliebige kanonische Transformation $\psi' = U\psi$ gibt es natürlich eine triviale Identität von folgender Art. Seien

$$f' = fU^{-1}, \quad i' = Ui$$

die transformierten End- und Anfangszustände, *das* sind die S-Matrixelemente

$$(f|S|i) \text{ und } (f'|S'|i') \qquad \text{mit } S' = USU^{-1}$$

einander gleich:

$$(f|S|i) = (f'|S'|i').$$

*Das hat nie jemand „Invarianz" genannt, das ist eine mathematische Identität.* Das gilt auch gar nicht nur für $U = e^{i\alpha\gamma_5}$, sondern für beliebiges unitäres $U$.

Herr Nishijima reitet verwirrend und verworren auf der speziellen Transformation $U = e^{i\alpha\gamma_5}$ für Elektromagnetismus herum. Dabei ist es wichtig, daß die Zustände $(f', i')$ von den Zuständen $(f, i)$ bei ihm tatsächlich *verschieden* sind. (Ich selbst habe in einem Beipiel eine wirkliche Invarianzeigenschaft dieser Art verwendet, wo aber $f = f', i = i'$ war, was ich als den „Witz" betrachtete.) Sie sind es deshalb, weil die Projektionsoperatoren

$$1 \pm \frac{\boldsymbol{\alpha p} + \beta m}{+\sqrt{p^2 + m^2}}$$

(die ja bei den praktischen Rechnungen stets auftreten) wegen des *Masse*-Termes bei Nishijima vor und nach der Transformation wesentlich verschieden sind. Ich möchte also vorschlagen, diesen Teil von Nishijimas-Arbeit als mathematisch trivial, formal durch die unbegründet gebliebene spezielle Wahl $U = e^{i\alpha\gamma_5}$ unvollständig und physikalisch unhaltbar in den Papierkorb zu werfen.

Jedoch enthält Nishijimas-Arbeit noch eine *andere* Aussage: Die wirkliche *Invarianz* der schwachen Wechselwirkungsenergie bei der Transformation

$$\psi'_e = e^{i\alpha(1\pm\gamma_5)}\psi_e$$

(wobei das Vorzeichen passend gewählt werden muß und jeweils nur *ein* Lepton, d. h. $e, \mu, \ldots$ etc. transformiert wird).

Ich glaube übrigens, daß es genügt, $\alpha = \frac{\pi}{2}$ zu setzen, was $\psi'_e = \mp\gamma_5\psi_e$ ergibt. Das ist die alte Transformation von Stech und Jensen,[4] nun reformiert für die Zweikomponenten-Theorie des Neutrinos. *Dabei kommt wahrscheinlich etwas heraus*. Das Problem ist, eine physikalische Begründung für diese Transformation zu finden. Salam ist auch darauf zurückgekommen, will aber diese Invarianz *auch* bei der Wechselwirkung nur *annähernd* als gültig voraussetzen, indem er massenabhängige Teile der Kopplungskonstanten zuläßt, in denen bei der Transformation (ebenso wie für freie Elektronen) $m_e$ in $-m_e$ verwandelt wird, damit Invarianz besteht.

---

Also, schreib, bitte, über Deine Pläne zu Oberwolfach.
Viele Grüße Dein W. Pauli

[1] Während der für Ende April angesagten Arbeitstagung in Oberwolfach sollten diesmal sowohl das Lee-Modell als auch die mit der Paritätsverletzung zusammenhängenden Fragen besprochen werden (vgl. das Schreiben [2599] und den Kommentar zum Brief [2608]).
[*] Am besten Privatadresse: Zollikon, Bergstraße 35.
[2] Vgl. Heisenbergs Antwortschreiben [2599].
[3] Vgl. Nishijima (1957b).
[4] Vgl. Stech und Jensen (1955a, b).

## [2598] Pauli an Enz

Kopenhagen, 9. April 1957

Lieber Herr Enz!

Der Reiseplan ist, daß wir (meine Frau erwarte ich heute hier) am Sonntag, den 14. nach Zürich zurückfliegen. Ich könnte also am 15. ins Institut kommen (wenigstens wenn das Wetter nicht allzu schön ist). Falls Sie aber in Ferien sind (die Sie sehr nötig haben), macht das auch gar nichts. Bitte schreiben Sie mir aber nach Zollikon Ihre „space-time-table".

Für mich hat es nicht viel Sinn, länger als bis Sonntag hier zu bleiben, da dann viele abreisen.

---

Ich habe viel diskutiert, sowohl in England als auch hier. Niemand kennt meine kanonische Transformation

$$\psi' = A\psi + B\gamma_5\psi^C \qquad \text{mit } |A|^2 + |B|^2 = 1),$$

und ich halte es für nötig, einen letter zu publizieren.[1] Von *Ihnen* stammt die Rechnung über den Pruett-Faktor. Das Prinzip der Invarianz der S-Matrixelemente (bei invariantem Anfangs- und Endzustand, aber nicht invarianter Hamilton-Funktion) wurde auch von Pursey[2] (Edinburgh) verwendet, aber

nicht auf die von mir betrachteten Fälle angewendet. Kofoed-Hansen war gestern in meiner Vorlesung,[3] ich habe ihn aber weder vorher noch nachher (bis jetzt) privat gesehen. (Er ist ja nicht in diesem Institut, sondern beim Uran-Reaktor.) Er sagte in der Diskussion, daß sein Argument für ein beliebiges $b$ (mit $-1 < b < +1$) aus Zusätzen von doppelt verbotenen Pseudoskalarwechselwirkungen zu erlaubten Wechselwirkungen stammt (was ich aber in dieser Kürze nicht ganz verstanden habe). Er sagte auch, *meine* kanonische Transformation sei ihm ganz neu und er fände *meine* Herleitung viel besser als die seine.

Die „Divergenzschwierigkeit" von Descloux beim doppelten $\beta$-Zerfall ist übrigens sicher Unsinn.[4]

Mit Salam habe ich viel in London diskutiert, es war sehr amüsant. Ich glaube, daß alles viel einfacher wird, wenn man *kein* „Universalist" ist.[5]

---

Solid-state physics: in Birmingham bekam ich eine Arbeit „the magnetic energy levels of electrons in metals" von *D. A. Brailsford*,[6] die mit Energiebändern zu tun hat. Sie bezieht sich aber hauptsächlich auf den de Haas-van Alphen-Effekt, so daß keine so direkte Konkurrenz zu Ihrer Arbeit vorhanden ist, wie ich annahm.

*Pippard* arbeitet über Ultraschallwellen im Magnetfeld.[7] Über Supraleitung will er noch mit Niels Bohr streiten.

---

Über Parität gibt es neue Experimente in England, die noch nicht ganz fertig sind.

1. *Harwell* (von *Cavanagh* et al.),[8] Verbesserung von Frauenfelder.
2. *Liverpool* (Verbesserung von Lederman).[9]

Von Los Alamos kommen Gerüchte über neue Lee-Streuung des Absorptionsquerschnittes von Neutrinos durch Cowan und Reines,[10] die *nicht* mit der Zweikomponententheorie stimmen soll (berühmter Faktor 2).

Viele Grüße und auf Wiedersehen Ihr W. Pauli

[1] Vgl. Pauli (1957d).
[2] Vgl. Pursey (1957a).
[3] Der dänische Experimentalphysiker Otto Kofoed-Hansen vom Institut für theoretische Physik der Universität Kopenhagen hatte in zahlreichen Untersuchungen die Rolle des Neutrinos beim Betazerfall aufzuklären versucht. Mit Hilfe von Korrelationsexperimenten war er besonders der Frage des Rückstoßes und der Bestimmung des sog. Pruettfaktors nachgegangen (vgl. hierzu die Briefe [2385 und 2511]). – Zusammen mit C. J. Christiansen (1962) verfaßte Kofoed-Hansen damals auch einen Beitrag über die $\beta$-Radioaktivität für das Springersche Handbuch (vgl. den Brief [2712]).
[4] Vgl. den Brief [2584].
[5] Vgl. hierzu auch die Bemerkungen in den Briefen [2564, 2569 und 2570].
[6] Brailsford (1957).
[7] Pippard (1955). Vgl. hierzu auch die Bemerkungen zum Brief [2544].
[8] Vgl. Cavanagh et al. (1957).
[9] Vgl. die Experimente über den $\mu$-Zerfall von Berley et al. (1957a, b). Siehe auch die Bemerkungen im Brief [2529].
[10] Cowan und Reines (1957a).

## [2599] Heisenberg an Pauli

Göttingen, 11. April 1957

Lieber Pauli!

Dank für Deinen Brief aus Kopenhagen.[1] Hattest Du eigentlich meinen nach Zürich[2] noch bekommen?

Ich habe fest vor, nach Oberwolfach zu kommen,[3] und es geht mir seit einigen Wochen auch soviel besser, daß ich bestimmt hoffe, die Reise machen zu können. In der Zeit, in der Du dort bist, wird ein halber Tag dem Lee-Modell mit Dipolgeist, ein anderer der $\gamma_5$-Transformation, Parität und dergleichen gewidmet werden können. Daneben können wir privat mit Källén fachsimpeln.

Ich bin inzwischen wieder etwas weitergekommen und glaube, auch die Positivität der Normen jetzt anständig beweisen zu können. Der ganze Sachverhalt scheint mir jetzt sehr durchsichtig; die Unitarität der S-Matrix und die Positivität der Norm stationärer Zustände im Hilbertraum I sind nur zwei verschiedene Seiten des gleichen Sachverhalts.

Den Gedankengang will ich hier kurz skizzieren: Der normale Beweis für die Unitarität der S-Matrix nach Møller[4] geht bekanntlich etwa so:

Man charakterisiere den Zustand im Kontinuum durch die einfallenden Teilchen mit den Impulsen $k_i'$. Die Wellenfunktion im Impulsraum kann dann geschrieben werden:

$$\langle k_i''|\psi|k_i'\rangle = \langle k_i''|1|k_i'\rangle + \delta_+(\sum\omega_i' - \sum\omega_i'')\langle k_i''|r|k_i'\rangle, \tag{1}$$

wobei

$$\delta_\pm(k) = \pm\frac{1}{2\pi i k} + \frac{1}{2}\delta(k). \tag{2}$$

Schreibt man

$$H = E_{\text{kin}} + V = \sum\omega_i + V, \tag{3}$$

so wird wegen der Schrödingergleichung

$$r = 2\pi i V\psi \text{ und } r^* = -2\pi i\psi^* V,$$

also

$$\psi^* r + r^*\psi = 0. \tag{4}$$

Ferner wird definiert:

$$\langle k_i''|R|k_i'\rangle = \delta(\sum\omega_i' - \sum\omega_i'')\langle k_i''|r|k_i'\rangle.$$

Multipliziert man (4) mit $\delta(\sum\omega_i' - \sum\omega_i'')$ und setzt $\psi$ aus (1) ein, so folgt

$$R + R^* + R^*R = 0, \tag{5}$$

d. h., wenn

$$\begin{aligned} S &= 1 + R: \\ S^*S &= 1. \end{aligned} \tag{6}$$

Man kann nun fragen, was sich an diesem Beweis ändert, wenn man zum Lee-Modell mit Geisterdipol übergeht. Im allgemeinen ist dann schon (1) nicht mehr richtig, da auch Pole zweiter Ordnung und $\delta'$-Funktionen vorkommen. Wenn man aber die $k'$ so wählt, daß sie einen Zustand im Hilbertraum I darstellen, so bleibt (1) richtig (Definition von Hilbertraum I).

Bevor man weitergeht, kann man statt der Darstellung von $\psi$ in den $k_i''$ noch eine andere Darstellung wählen; dabei werde zunächst immer an einen Sektor $\left\{\begin{smallmatrix} N+z\theta \\ V+(z-1)\theta \end{smallmatrix}\right.$ gedacht. Man kann $\psi$ durch ein System von Zuständen darstellen, die aus $(z-1)\theta$-Teilchen (Impulse $k_1'' \ldots k_{z-1}''$) und einem Zustand der Energie $\varepsilon$ des Systems $\left\{\begin{smallmatrix} N+\theta \\ V \end{smallmatrix}\right.$ bestehen. Die beiden „kritischen" Zustände haben die gleiche Energie $\varepsilon_0 = \varepsilon_{\mathrm{Dip}}$. Dann kann man die Matrixelemente von $r$ also als

$$\langle k_1'' \ldots k_{z-1}'' \varepsilon'' | r | k_i' \rangle$$

schreiben. Nun ist folgender Punkt wichtig: Das Matrixelement genügt der Bedingung

$$\langle k_1'' \ldots k_{z-1}'' \varepsilon_{\mathrm{Dip}} | r | k_i' \rangle = 0 \text{ an der Stelle: } \sum_1^{z-1} \omega_i'' + \varepsilon_{\mathrm{Dip}} = \sum_1^{z} \omega_i' . \qquad (7)$$

Wenn diese Bedingung nicht gelten würde, so hieße das nämlich, daß die Komponente von $\psi$, die zum Zustand $k_1'' \ldots k_{z-1}''$ und $V_{\mathrm{Dip}}$ gehört, an der kritischen Stelle (wegen der $\delta_+$-Funktion) einen einfachen Pol hätte. Dann aber folgt aus der Schrödingergleichung (wie man leicht nachrechnet, wegen H $\varphi_{\mathrm{Dip}} = \varepsilon_{\mathrm{Dip}} \varphi_{\mathrm{Dip}} + l\varphi_0$!), daß der Anteil von $\psi$, der zu $k_1'' \ldots k_{z-1}''$ und $V_0$ gehört, einen Pol *2.* Ordnung hat – im Widerspruch zur Voraussetzung für Hilbertraum I. Die Bedingung (7) besagt einfach, daß die Matrizen $R$ und $S$ keine Übergänge zu $k_1'' \ldots k_{z-1}''$, $V_{\mathrm{Dip}}$ enthalten.

Nach dieser Vorbereitung geht der Beweis für die Beziehung $S^*S$ genau wie vorher, nur muß man bei der Definition von $S^*$ aufpassen: Allgemein gilt

$$A_{ik}^* = A_{ki}^*;$$

aber in der indefiniten Metrik bedeutet

$$(S^*S)_{il} = S_i^{*k} S_{kl} = S_{im}^* g^{mk} S_{kl}. \qquad (8)$$

Nun ist hier zwar im „allgemeinen" $g^{ik} = \delta_{ik} = \left\{\begin{smallmatrix} 1 & i=k \\ 0 & i \neq k \end{smallmatrix}\right.$, aber $g^{00} = g^{\mathrm{Dip\,Dip}} = 0$ und bei geeigneter Normierung

$$g^{0\,\mathrm{Dip}} = g^{\mathrm{Dip}\,0} = 1. \qquad (9)$$

Da aber die Zwischenzustände $m$ und $k$ in (8) nur $V_0$, und nicht $V_{\mathrm{Dip}}$ enthalten können, verschwindet deren Beitrag, und (8) geht über in

$$S_{ik}^* S_{kl} = \delta_{il}, \qquad \text{d. h.} \qquad S_{ki}^* S_{kl} = \delta_{il}, \qquad (10)$$

wobei alle Zwischenzustände mit $V_0$ weggelassen werden können. Die S-Matrix ist also in *allen* Sektoren $\left\{\begin{smallmatrix} N+z\theta \\ V+(z-1)\theta \end{smallmatrix}\right.$ unitär. Dies gilt z. B. im Sektor $N+3\theta$ *unabhängig* davon, ob noch diskrete stationäre Zustände des Sektors $N+2\theta$ im Hilbertraum I existieren. Wenn solche existieren, dann bedeutet das nämlich nur, daß die $r$-Matrix in (1) noch andere Pole im Komplexen besitzt. Nehmen wir an, die Energie eines solchen Zustands sei $\varepsilon_{N+2\theta}$, so müßte r einen Anteil enthalten, der sich wie

$$\frac{1}{\omega_1'' + \omega_2'' - \varepsilon N + 2\theta},$$

oder bei der Darstellung in $k_1''$, $\varepsilon''$, wie

$$\frac{1}{\omega_1'' + \varepsilon'' - \varepsilon_N + 2\theta}$$

verhielte.

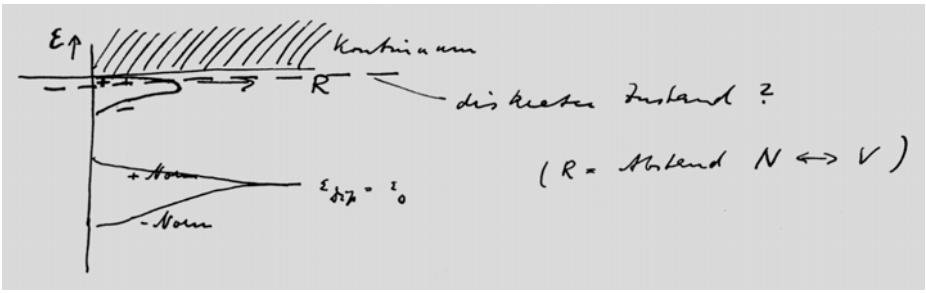
Diese Zustände *müssen* dann, wie ich schon das letzte Mal schrieb, zum Hilbertraum I gehören, wie der Faktor $\delta_+$ in (1) beweist; es dürfen ja keine $\delta'$-Funktionen auftreten.

Das Auftreten dieser diskreten Zustände ändert aber nichts an der Unitarität der S-Matrix nach (10). *Daher muß ihre Norm positiv sein* (oder verschwinden), *denn sonst könnte die S-Matrix nicht unitär sein.*

Die Eigenfunktion des diskreten Zustands kann dabei durchaus Anteile vom Typ $k_1'' V_{\text{Dip}}$ enthalten. Diese Anteile schaden aber nichts für die Unitarität der S-Matrix, da sie an der Stelle $\sum \omega_i' = \sum \omega_i''$ regulär sind; ihr Beitrag zur S-Matrix verschwindet daher. Dieser im ersten Augenblick etwas paradoxe Sachverhalt wird verständlich, wenn man an den Satz von Kramers erinnert,[5] daß die diskreten stationären Zustände durch Pole der S-Matrix (also hier der S-Matrix im Sektor $N+2\theta$) bestimmt sind und daß das Residuum am Pol die Norm des Zustands festlegt. Also auch das Vorzeichen der Norm ist durch das asymptotische Verhalten der Eigenfunktion festgelegt.

Noch eine Bemerkung zu Deiner Frage nach diskreten Zuständen im Sektor $2N+\theta = N+V$.

Wenn man die Energie (ausgenommen die kinetische Energie der N oder V-Teilchen) als Funktion des Abstandes aufträgt, so will ich einmal (aufgrund einer sehr schlampigen Rechnung) versuchsweise annehmen, daß sich das folgende Termschema ergibt (für die *reellen* Energiewerte!):



Die Energie eines eventuell vorhandenen diskreten Zustands muß, wenn er im Hilbertraum I liegen soll, *größer* sein als $\varepsilon_{\mathrm{Dip}} = \varepsilon_0$. Ich habe den Verdacht, daß es einen (oder sogar mehrere ??) solchen Zustand in der mit $---$ bezeichneten Gegend geben könnte, wenn man die Massen zwar als sehr schwer, aber endlich annimmt. Dann würde der Bildpunkt des Systems auf der mit + (+ Norm) bezeichneten Kurve nach rechts gleiten, an der Stelle mit senkrechter Tangente würde sprunghaft der Übergang in eine Mischung aus $V_+$, $V_-$ bzw. $V_{\mathrm{Dip}} V_0$ und Kontinuum erfolgen, und bei geeigneter Energie könnte asymptotisch $V_{\mathrm{Dip}}$ gerade wegfallen, wie es sein muß. Aber das ist natürlich alles geraten, und Källén mag das besser machen und wirklich rechnen.

Also auf gutes Wiedersehen in Oberwolfach! Dein W. Heisenberg

[1] Vgl. den Brief [2597].
[2] Vgl. den Brief [2594].
[3] Wie aus den Briefen [2607, 2613, 2632 und 2651] hervorgeht, haben sich Pauli und Heisenberg Ende April während einer Arbeitstagung in Oberwolfach getroffen. Bei dieser Veranstaltung war auch H. Salecker anwesend, der später einen Bericht über einige Vorkomnisse während dieser Veranstaltung lieferte (vgl. den im Kommentar zum Brief [2608] wiedergegebenen Brief an Wigner vom 11. Dezember 1963).
[4] Vgl. Møller (1945/46).
[5] Vgl. hierzu Rechenberg (1989, S. 558f.).

## *Die 7. Rochester Conference, 15.–19. April 1957*

Die *Seventh Annual Rochester Conference on High Energy Nuclear Physics* sollte die letzte dieser bis dahin noch ausschließlich auf amerikanischem Boden veranstalteten Konferenzen sein, die immer mehr zum allgemeinen wissenschaftlichen Forum der Aktivitäten auf dem Gebiet der Hochenergie- und Elementarteilchenphysik geworden waren.[1] Die in den Zeiten des kalten Krieges herrschenden Reisebeschränkungen wurden damals zunehmend als eine unzulässige Behinderung der freien Forschung empfunden und die wachsenden freundschaftlichen Beziehungen zwischen den Hochenergiephysikern aus Ost und West[2] hatten bei ihnen den Wunsch aufkommen lassen, nun auch für ihre Versammlungen wechselnde Standorte zu wählen, um so den internationalen Charakter der Physikergemeinschaft deutlicher zu unterstreichen.

Im September 1957 war in Rom eine *High Energy Commission* gebildet worden, die es sich zur Aufgabe machte,[3] „to encourage international collaboration among the various high energy laboratories to insure the best use of the facilities of these large and expensive installations“ and „to encourage rapid exchange of the latest scientific results in these fields“. U. a. wurde dort auch beschlossen, diese internationalen Zusammenkünfte der Hochenergiephysiker von nun an abwechselnd in Europa, der Sowjetunion und den Vereinigten Staaten zu veranstalten.[4] Die nächste *Rochester Conference* im April 1958 sollte bereits in Genf stattfinden,[5] wo demnächst beim CERN ein weiteres Hochenergielabor für die Forschung bereitstand. Die Bauarbeiten für das 600 MeV-Synchro-Zyklotron

standen kurz vor ihrem Abschluß[6] und im Februar 1957 war bereits ein erster Arbeitsbericht über das für 1960 geplante 28-GeV Proton-Synchrotron vorgelegt worden.[7]

Die sowjetische Delegation, die bei der letzten Rochester Konferenz 1956 erstmals durch drei prominente Hochenergiephysiker (V. I. Veksler, M. A. Markov und V. P. Silin) vertreten war, hatte diesmal – trotz Weisskopfs unermüdlichen Bemühungen[8] – ihre Teilnahme unter Hinweis auf einen technischen Grund wieder abgesagt. Der Berichterstatter und Mitherausgeber der *Proceedings* der diesjährigen Veranstaltung Robert G. Sachs kommentierte dieses Ausbeiben der russischen Kollegen:[9] „Several were expected up to the last minute, but they cabled that the task of getting started with their new 10-BeV machine was so pressing that the trip was impossible."

Diesmal war die Zahl der Einladungen auf rund 300, weltweit im Umfeld der Hochenergielaboratorien tätige Physiker aus 24 Ländern, beschränkt worden. Während im vergangenen Jahre noch die Entdeckung des Antiprotons durch Emilio Segré und seine Mitarbeiter am Bevatron in Berkeley im Mittelpunkt der Diskussionen gestanden hatte,[10] erregten diesmal vor allem die theoretischen Fortschritte im Zusammenhang mit der erst kürzlich entdeckten Paritätsverletzung die größte Aufmerksamkeit. Pauli konnte – trotz der Erwartung vieler Physiker [2513] – die ihm als ein *mass-meeting* [2561] erscheinende Konferenz diesmal nicht besuchen [2511]: „I may be in the States again one year from now", teilte er am 12. Februar 1957 Yang mit, „but it does not fit very well in my time-schedule to participate in the Rochester-Conference during *this* year." Um so mehr nahm er die Gelegenheit wahr, sich durch viele seiner Schüler und Kollegen, die nach Amerika gefahren waren, von den dort verhandelten Ergebnissen unterrichten lassen.

Die Veranstaltung wurde in 11 halbtägige Sitzungen unterteilt. *Weak interactions* (unter C. N. Yangs Vorsitz) und *strange particles* (unter R. Oppenheimers Vorsitz) wurden in der 7. und 9. Sitzung behandelt. Nach Lees einführendem Referat[11] über die von ihm gemeinsam mit Yang vorgeschlagene Zweikomponententheorie des Neutrinos sprachen u. a.: Frauenfelder über seine Polarisationsexperimente mit ungerichteten Kernen [2613],[12] Goldhaber über Bremsstrahlungsversuche mit Betastrahlen[13] und Wu über paritätsverletzende Betastrahlexperimente.[14] Interesse fanden auch die durch Lee und Yang angeregten Versuche von Lederman, das magnetische Moment des Muons mit Hilfe des Muonenzerfalls neu zu bestimmen.[15] Anschließend erläuterten Salam, Case, Feynman und Bludman ihre eigenen Vorschläge zu einer Wiederbelebung der Majoranaschen Zweikomponententheorie. Weil das Neutrino den Spin 1/2 besitzt, sollte es eigentlich der Dirac-Gleichung genügen. Wenn es aber masselos ist, lassen sich die Zustände positiver und negativer Helizität vollständig voneinander entkoppeln und durch zwei unabhängige zweikomponentige Spinoren beschreiben. Entsprechende Theorien, die bereits durch Hermann Weyl (1928) und Ettore Majorana (1937) ausgearbeitet worden waren, konnten jetzt mit dem Neutrino und Antineutrino in einen Zusammenhang gebracht werden.[16] „Der Zusammenhang der Zweikomponententheorie mit der Majoranatheorie steht," wie Pauli am 15. April Touschek mitteilte [2602], „vollständig in einer gedruckten

Arbeit von *J. Serpe* (Liège), Physica **18**, 295, *1952* – was mir die Sachlage zu vereinfachen scheint. Es wurde außer von Fierz auch neu entdeckt von einem Amerikaner McLennan."

Besonders für Pauli war es nun um so wichtiger zu wissen, ob tatsächlich ein Unterschied zwischen Teilchen und Antiteilchen, wie er von der Diracschen Theorie gefordert wurde, bei den Experimenten von Davis und anderen zu Tage treten würde [2580, 2584, 2625, 2626, 2627 und 2653].

Während der 4. *Session* über theoretische Physik, die unter Marvin L. Goldbergers Vorsitz stattfand, gab es noch einen kleinen Zwischenfall. Nachdem Schwinger in einem längeren Beitrag die sehr komplizierten Eigenschaften von Greenschen Funktionen behandelt hatte, meldete sich der Pauli-Schüler Gunnar Källén zu Wort und wies Schwinger scharf zurecht:[17] „He said he didn't know very much about the problem but he knew enough to be able to say that the previous speaker was totally wrong. An instant chill descended on the meeting at this stinging rebuff delivered to a great physicist. Källén was right, all the same." Auch hierüber finden wir Spuren in den Briefen [2610]: „An der Rochester-Konferenz gab es, wie ich hörte, nichts wesentlich Neues," berichtete Pauli am 6. Mai in einem Brief an seinen ehemaligen Assistenten Schafroth nach Australien. „Källén und Schwinger hatten dort eine Art Zusammenstoß, der auch als ‚non-illuminating fire-work' beschrieben wurde."[18]

[1] Vgl. Marshak (1989). – Siehe auch den Kommentar im Band **IV**/3, S. 547ff.
[2] Siehe hierzu die Kommentare in Band **IV**/3, S. 47ff. und 572ff.
[3] Zitiert nach Marshak (1970, S. 96).
[4] Vgl. Krige (1990, S. 7).
[5] Zur Betonung, daß es sich hier um reine Grundlagenforschung handle, sollte künftig der Hinweis *nuclear physics* in den Ankündigungen unterbleiben.
[6] Vgl. auch den Brief [3051].
[7] Siehe hierzu den in der Zeitschrift *Umschau* 1960, Heft 21, S. 641–644 veröffentlichten Bericht „Das CERN Proton-Synchrotron – ein Meisterwerk europäischer Technik."
[8] R. E. Marshak (1970, S. 95) hat Weisskopf wegen seiner Verdienste um die internationale Zusammenarbeit auch einen *unsung hero* genannt. Siehe hierzu auch den Aufsatz im *Courrier CERN* von Thomas Stange (2002).
[9] Sachs (1957, S. 519).
[10] Siehe hierzu G. Lüders (1956) ausgezeichneten Bericht über diese Entdeckung.
[11] Lee (1957a).
[12] Dieser (im wesentlichen schon publizierte) Beitrag wurde auf Frauenfelders Gesuch hin nicht in den *Proceedings* aufgenommen.
[13] Goldhaber (1957).
[14] Wu (1957a).
[15] Lederman (1957a).
[16] Der Zusammenhang der Zweikomponententheorie mit Majoranas Theorie war schon 1952 durch den belgischen Physiker J. Serpe und durch den Amerikaner McLennan (1956) behandelt worden {vgl. die Briefe [2593, 2601, 2602 und 2612]}. Siehe hierzu Amaldis Kommentar (1966, S. 53–61) in seinem Nachruf für Majorana.
[17] Polkinghorne [1989, S. 65f.].
[18] Diese Begebenheit wurde in etwas anderer Form auch durch Peierls (1988, S. 70) wiedergegeben.

## [2600] Pauli an Heisenberg

Kopenhagen, 12. April 1957

Lieber Heisenberg!

Seit meinem letzten Brief[1] habe ich noch das Bewegungsproblem von V- und N-Teilchen im Lee-Modell mit Källén mehr im Detail diskutiert. Das Resultat ist nun, daß ich auch betreffend die *höheren Sektoren* für Deine Interpretation des Falles der Doppelwurzel recht optimistisch bin (falls sich nicht später noch *neue* Schwierigkeiten einstellen sollten), jedenfalls viel *optimistischer* als ich in Zürich war.

Zunächst haben wir die Gültigkeitsgrenze der adiabatischen Näherung bei der Berechnung des Potentials zwischen V- und N-Teilchen (Weinberg)[2] genauer untersucht. Es zeigte sich, daß man, um diese zu rechtfertigen, eine endliche Grenze $\Omega$ als Abschneideimpuls in der Wechselwirkungsenergie einführen muß, um dann (in den Einheiten $\hbar = c = 1$)

$$\underset{\substack{\text{Ruh-Masse des } \theta\text{-Teilchens}}}{\mu} \ll \underset{\substack{\text{Abschneideenergie}}}{\Omega} \ll \underset{\substack{\text{Ruhmasse des N-Teilchens (bei der Berechnung der V-N-Kräfte} = \infty \text{ gesetzt)}}}{m_N} \qquad \text{(A)}$$

annehmen zu können. In diesem *Fall (A)* ist die adiabatische Näherung gerechtfertigt und es scheint mir, daß dieser Fall derjenige ist, der dem „Geiste des Lee-Modelles“ am besten entspricht.

Im allgemeinen Fall hat Källén wohl eine Integralgleichung aufs Papier geschrieben, welche übrigens die Totalenergie $E$ auch im Nenner enthält, aber diese können wir bis jetzt nicht behandeln. Ich glaube wohl, daß der andere Fall $\mu \ll m_N \ll \Omega$ physikalischer ist. Hier gäbe es natürlich gar keinen Potentialbegriff, und was da herauskommt, weiß ich nicht. Aber es scheint mir, daß es kaum die Mühe lohnt, bei dem akademischen Lee-Modell viel Anstrengung auf diesen anderen Fall zu verwenden.

Was aber nun den Fall (A) betrifft, wo Weinbergs Potentiale gerechtfertigt sind, so glaube ich jetzt, daß sich auch hier Deine Auffassung ganz gut durchführen läßt. Ich hatte mich etwas ins Bockshorn jagen lassen von dem Gedanken eines wellenmechanischen Bewegungsproblems mit komplexen Potentialen. (Insbesondere hatte Källén darüber die Idee – die sich als *unrichtig* herausgestellt hat – daß hier die Totalenergie $E$, d. h. kinetische + potentielle, notwendig wieder komplex, d. h. *nicht* reell sein würde.) Die Weinbergschen-Potentiale verhalten sich für große Distanzen $r$ im Falle der *Doppel*wurzel bei $r = \infty$ wie die *Quadratwurzel* (siehe zu dieser meine allgemeine Störungstheorie von Dipolzuständen in früheren Briefen) des *Yukawa-Potentiales*, d. h. wie

$$\text{const.} \frac{1}{\sqrt{r}} e^{-\frac{\mu}{2} r}$$

($\mu$ = Ruhmasse des $\theta$-Teilchens, die Konstante kann immer beide Vorzeichen haben und ist im einen Paritätsfall reell, im anderen komplex). Es handelt sich also, grob gesprochen, um Kräfte der Reichweite $\frac{1}{\mu}$, was ja vernünftig

ist. Natürlich kann man immer linear superponieren bei der Lösung des wellenmechanischen Bewegungsproblems, wenn nur $E$ das gleiche ist, auch Lösungen, die zu verschiedenen Potentialen gehören.

Ich wollte also zunächst wissen, wie die Lösung der Schrödingergleichung (im Schwerpunktsystem von 2 Teilchen) bei komplexen Kräftepotentialen kurzer Reichweite aussieht (zunächst *unabhängig* vom Dipolfall). Darüber hatte ich gleich die Vermutung, daß dann die Energie $E$ (die ja gleich der kinetischen Energie im Unendlichen ist) ebenso wie bei reellen Potentialen reell sein müsse, daß jedoch dann die S-Matrix nicht unitär sein würde. Dies hat sich auch gleich bestätigt, als Källén den Fall eines komplexen Kastenpotentials durchgerechnet hat (er war über sein Ergebnis sonderbar überrascht).

Natürlich kann es unter Umständen diskrete Energiewerte geben (eventuell konjugiert komplexe), die zu gebundenen Zuständen (Eigenfunktionen $e^{-|k|r}$ für große $r$) gehören. Das kann ja auch immer in allen Sektoren des Lee-Modells, auch dem niedrigsten, passieren, auch im Falle des Dipolgeistes (dieser im niedrigsten Sektor). Da muß man wohl den Trick anwenden, den Du mir in Zürich gezeigt hast. Auf diese Möglichkeit komme ich im folgenden nun nicht mehr zurück.

Die Nutzanwendung auf das Weinbergpotential zwischen dem $V$-Dipolgeist und dem $N$-Teilchen {Ungleichung (A) auf S. 1 als gültig angenommen} scheint mir nun die zu sein, daß man wieder diejenige Lösung suchen muß, die im Anfangs- *und* im Endzustand der $N$-$V$-Streuung *nur den A-Zustand* enthält. Eine solche Lösung wird es immer geben, wegen der oben erwähnten Freiheit zu superponieren. Der $V$-$N$-Streuvorgang muß ja von Dir als *irreal* interpretiert werden und dieser ($A|N \times V|A$)-Zustand (mit Norm *Null*, S-Matrix Null) verallgemeinert einfach den $V_A$-Zustand des niedrigsten Sektors. Bei der Diskussion des *physikalischen* Streuvorgangs $N + N' + \theta$ im nächst höheren Sektor (der $N + V$ enthält) muß man diesen $A|N \times V|A$-Zustand (der sowohl ein- wie ausläuft) ganz analog benützen, wie man bei der Diskussion des $N + \theta + \theta'$-Streuvorganges den Zustand $V_{A^*}\theta$ (ein- und auslaufend) benützt.

Ich sehe nicht, daß eine neue Schwierigkeit auftritt, und *Källén sieht* nun *auch keine*. Die W-K-B-Methode scheint uns übrigens unnötig. (N. B. Zwischen 2 $N$-Teilchen gibt es *keine* Kräfte!)

---

Es bleiben wohl noch die Kausalitätsfragen zu diskutieren. Betrachtet man Schwankungsausdrücke

$$0|\psi_V^*(x)\psi_V(x')|0,$$

wobei man noch die Zeiten $t$ und $t'$ über dasselbe Gebiet der Dimension $T$ mitteln kann (der Raum ist unwesentlich im Lee-Modell), so passiert sicher nichts (positives Schwankungsquadrat) für $T\,E_\lambda > h$, worin $E_\lambda$ die *Energie des Dipolzustandes* (bezogen auf das Vakuum) bedeutet. Källén hat auch noch das Analoge für

$$\underset{\substack{\downarrow \\ 1\ \theta\text{-Teilchenzustand}}}{\langle\theta\ |}\psi_N^*(x)\psi_N(x')|\theta\rangle$$

gerechnet, möglicherweise ist dann $E_\lambda$ durch $E_\lambda \pm \mu$ zu ersetzen, sonst ist das Resultat dasselbe. Beim Lee-Modell kann man $E_\lambda$ ja so groß machen wie man will.

Wie macht sich bei Deinem Modell der Umstand geltend, daß der Dipolgeist die Ruhenergie *Null* hat?

*Schlußseite*

Ich würde nun gerne noch etwas mehr darüber wissen, wie es Deiner Meinung nach bei Deinem Modell mit dem Dipolgeist der Masse 0 mit den Kausalitätsfragen steht. Ein Spinorfeld ist ja allerdings nicht direkt beobachtbar, aber ich sehe a priori nicht ganz, wie Dein Wunsch, daß die berühmte Länge l die Grenze für die Anwendbarkeit lokalisierter Feldoperatoren und der kausalen Ordnung bilden soll, sich auch mathematisch erfüllt. Ob nicht *doch auch* „im Großen" ein Unglück passiert!

Aber diese Fragen betreffen ja nicht mehr das Lee-Modell. Im Moment sieht auch Källén nicht, wie er Dich beim Lee-Modell „fangen" kann.

Schreib' also, bitte, nach Zürich, ob Du nach Oberwolfach kommen kannst.[3] Hoffentlich ist Deine Gesundheit nun besser.

Übrigens glaube ich, Du *mußt* in Deinen Gleichungen Terme hinzufügen, welche die Invarianz $\psi \to \gamma_5 \psi$ *verletzen*, damit etwas Richtiges herauskommen kann. Aber das ließe sich ja wohl machen. Ein Hauptproblem bleibt es, die schweren *und* die leichten Teilchen zu verstehen.

Mit relativ optimistischen Grüßen Dein W. Pauli

P. S. Dein relativistisches Modell entspricht natürlich $\Omega = \infty$ und endlichen Massen. Es ist also nicht überrschend, daß das Lee-Modell für (A), S. 1 anders aussieht.

[1] Vgl. den Brief [2597].
[2] Vgl. Weinberg (1956).
[3] Dort sollte am 28. April eine Arbeitstagung stattfinden (vgl. den Brief [2597]).

## [2601] Pauli an Enz

Zürich, 15. April 1957

Lieber Herr Enz!

Dank für Ihren Brief, den ich heute erhielt. Bleiben Sie nur ruhig bis Ostermontag in Ferien und lassen Sie sich's gutgehen.

Gerne möchte ich wissen, ob Sie von Fierz noch etwas gehört haben über den doppelten $\beta$-Zerfall und über seine Publikationsabsichten betreffend die Majorana-Darstellung der 2-Komponententheorie. Letztere hat allerdings an Wichtigkeit verloren, da darüber alles in einer gedruckten Arbeit von J. *Serpe* (Liège) steht in Physica **18**, 295, 1952.[1] (Außerdem ist es nun wiedergefunden von einem Amerikaner McLennan.)[2]

Ich will während der Ostertage versuchen, einen Text für einen ‚Letter' zusammenzuschreiben.

Über Heisenberg und das Lee-Modell habe ich noch mit Källén diskutiert und es sieht nun so aus, als ob wir uns einigen könnten.

(Falls Sie noch schreiben, bitte, wieder nach Zollikon.)

Dienstag, den 22. habe ich nachmittags Prüfung, am 23. wird Kolloquiumsvorbesprechung sein. Zahlreich werden die Experimente über parity.

Källén will am 13. Mai, auf der Durchreise durch Zürich, uns einen Seminarvortrag halten.

Viele Grüße von Haus zu Haus Ihr W. Pauli

[1] Serpe (1952).

[2] Vgl. McLennan (1956). Siehe hierzu das in der Anlage zum Brief [2593] wiedergegebene Schreiben von Fierz.

## [2602] Pauli an Touscheck

Zürich, 15. April 1957

Lieber Herr Touschek!

Von meiner 3wöchigen Reise nach England und Kopenhagen zurückgekehrt, fand ich hier Ihr Kärtchen vom 20. März[1] vor. Ich habe nicht ganz verstanden, warum Sie die Erhaltung der Baryonen und die der Leptonen in einen einzigen Satz zusammenpressen wollen. Tatsächlich gilt doch *sowohl eine* Eichgruppe für schwere *als auch* eine für leichte Teilchen. Können Sie mir, bitte, Ihre „Hintergründe" näher erklären?

In London habe ich viel mit Salam diskutiert über seine Erweiterung der Stech-Jensen-Transformation mit Massentermen[2] und über seine Erklärungsversuche der Kleinheit der Quotienten

$$\frac{\pi \to e_- + \nu}{\pi \to \mu + \nu}\,.$$

Es ist interessant, aber problematisch. Vielleicht ist in Wirklichkeit alles ganz anders.

Über einige Aspekte des Erhaltungssatzes der Leptonladung möchte ich, vielleicht zusammen mit Enz, einen ‚letter' schreiben. Sie bekommen dann eine Kopie.

Haben Sie noch etwas von Fierz gehört? Er ist jetzt in Rochester.[3] Der Zusammenhang der Zweikomponententheorie mit der Majoranatheorie – den ich Ihnen schrieb – steht vollständig in einer gedruckten Arbeit von *J. Serpe* (Liège), Physica **18**, 295, *1952*[4] – was mir die Sachlage zu vereinfachen scheint. Es wurde außer von Fierz auch neu entdeckt von einem Amerikaner McLennan.[5]

Viele Grüße Ihr W. Pauli

[1] Vgl. den Brief [2587].

[2] Vgl. hierzu auch die Briefe [2568 und 2569].

[3] Fierz war nach Amerika gereist, um an der Rochester Konferenz teilzunehmen (vgl. den Brief [2561] und den Kommentar zum Brief 2600).
[4] Serpe (1952).
[5] Vgl. auch den Hinweis auf diese Untersuchungen von McLennan (1956) im Brief [2593].

## [2603] Pauli an von Kahler

[Zürich], 17. April 1957

Lieber Herr von Kahler!

Auf meinem Tisch liegt „The Tower and the Abyss“[1] – ein schönes Geschenk. Von einer Reise zurückgekehrt, habe ich eben erst ‚Preface‘ und ‚Introduction‘ gelesen.

Dennoch folgen einige Gedanken – *vor* der Lektüre des Buches. *Nach* der Lektüre schreibe ich wieder. Das auf den Seiten mit den römischen Ziffern sich stark häufende Wort „Individual“ hat eine sehr merkwürdige Geschichte, die übrigens für Physiker von besonderer Bedeutung ist. Wenige kennen seinen Ursprung, aber irgendwie kam ich einmal darauf (ja ich erinnere mich: es steht in dem Buch „The greek Atomists and Epicure“ von Bailey). Da Cherniss in Princeton mir den Sachverhalt bestätigt hat, ist er für mich außer Zweifel.

Also „Individuum“ ist von *Cicero* erfunden, und zwar ist es *seine* Übersetzung ins Lateinische des griechischen Wortes *Atom*! Wie immer übersetzte er brav und wörtlich, Silbe für Silbe: das *Unteilbare*.[2]

Nicht nur die Bücher, auch die Worte haben ihre Schicksale. Während sonst Ciceros Übersetzungen sich eingebürgert haben – verschwunden sind Hypokeimenon, Ousia, Hyle,[3] und wir sagen mit ihm Substanz, Essenz, Materie – ist das „Atom“ geblieben, und das „Individuum“ ging seinen eigenen Weg. In der mittelalterlichen Scholastik gibt es ein *logisches* „principium individuationis“.[4] Es führt vom Begriff zum speziellen Exemplar, das unter den Begriff fällt: etwa der individuelle Tisch, der konkret und einmalig ist, im Gegensatz zum allgemeinen, abstrakten Begriff ‚Tisch‘. Es muß relativ spät sein, daß man begann, das Wort Individuum auf Menschen anzuwenden. Vielleicht können Sie darüber noch Näheres in Erfahrung bringen.

Weit weg war das Individuum von seinem Ursprung, dem Atom, noch – sagen wir – 1914. Doch nun bahnt sich wieder ein gemeinsames Schicksal beider an: „The split of the atom“ und „the disintegration of the individual“ (p. XV). Ist es „die magische Macht des Wortes“, die diese Schicksalsverbundenheit erzwingt? Wird Hölderlin recht behalten mit seinem „Wo die Gefahr ist, wächst das Rettende auch …“? (steht in einem Gedicht ‚Patmos‘[5] – die Insel, wo Johannes das Evangelium geschrieben haben soll). Wird sich die Spaltung evolutionistisch, stetig zu synthetischer Transformation wandeln?

Ich behandelte ein ähnliches Thema in einem 1955 in Mainz gehaltenen Vortrag „Die Wissenschaft und das abendländische Denken“,[6] der nun endlich gedruckt erschienen ist. Ein Sonderdruck geht als Drucksache an Sie – auf daß er von Ihnen „gebraucht werde“ – der Dank auf der Widmung bezieht sich auf Ihr Buch.

Alles Gute von Paulis an Kahlers Ihr getreuer W. Pauli

[1] Vgl. von Kahler [1957].
[2] Vgl. hierzu auch die Bemerkung im Band **IV**/2, S. 749.
[3] Mit Hypokeimenon (*το υποκειμενον*) bezeichnete Aristoteles die Materie als Substrat der Form. Über die Herkunft und Bedeutung von *Ousia* (Substanz) und *Hyle* (Stoff) hatte sich Pauli u. a. auch schon im Band **IV**/1, S. 601f. geäußert. Siehe auch Long [1999, S. 50f.].
[4] Besonders Thomas von Aquin hatte – im Anschluß an Aristoteles – als Grund der *Individuation* die verschiedenartige Bestimmtheit des Stoffes angesehen. Vgl. Ueberweg [1924/28, **2**. Teil, S. 433ff.] oder Flasch [1986, S. 48ff.].
[5] Vgl. Hölderlin [1969, Band **1**, S. 176f.]. – Das gleiche häufig auch von C. G. Jung herangezogene Zitat (z. B. in Jung [1921, S. 369]) hatte Pauli auch schon bei früheren Gelegenheiten verwendet (vgl. Band **IV**/3, S. 403).
[6] Pauli (1955g).

## [2604] Pauli an Schafroth

Zürich, 17. April 1957

Lieber Herr Schafroth!

Das ist nur eine vorläufige Antwort auf Ihren letzten Brief,[1] für den ich Ihnen noch sehr danke – eben zurückgekehrt von einer 3-wöchigen Reise nach England und Kopenhagen:

### 1. *Supraleitung*

*Bohr* hat bei seinen eigenen Ideen noch Schwierigkeiten, glaubt aber definitiv nicht an die Paar-Theorie von Blatt und Ihnen.[2]

Von *Bardeen* kam ein neues paper,[3] habe es noch nicht gelesen; was hält man in Sydney davon?

### 2. *Professuren und Vakanzen in theoretischer Physik in der Schweiz*

An der *Uni* in Zürich ist ein neues Extraordinariat für theortische Physik bewilligt.[4] Konrad Bleuler[5] fühlt sich wohl in Neuchâtel* und hat abgelehnt.[6] Sie und Thellung sind mögliche Kandidaten. Die Entscheidung liegt bei den Uni-Herren, hauptsächlich also bei Heitler und Staub.

In *Genf* ist nach endgültigem Verschwinden Wanniers[7] in Richtung Bell-Telephon-Lab das Ordinariat für theoretische Physik wieder frei. Der Dekan hat *Villars* (der jetzt bei CERN ist) offiziell gefragt. Dieser zieht aber sehr ernstlich in Betracht, wieder nach dem M.I.T. zurückzugehen. Eine endgültige Entscheidung weiß ich nicht.

In *Bern* bleibt Houtermans seinen … Assistenten[8] treu und strebt ein Extraordinariat für *Thirring* an, worüber die Fakultät einig ist. Ich weiß aber nicht, ob die Regierung das Geld bewilligt hat.

### 3. *Bürokratie*

Ich erhielt vom Registrar Eurer Sydney-University ein Schreiben,[9] Sie hätten sich um eine Lecturer-Stelle (oder hieß es: ‚reader'?) dort beworben. Ich finde ja, die sollen froh sein, daß sie Sie haben und Ihnen gleich alles ohne viel Geschreibe meinerseits bewilligen. Falls Sie es aber notwendig finden, daß ich dieses Schreiben doch (noch) beantworte, lassen Sie es mich, bitte, gleich wissen,

verbunden mit einer „Wegleitung“, was in meiner Antwort eigentlich wirklich stehen soll.

4. *Parity*

Die drei (logisch unabhängigen) Fragen sind

1. CP und T einzeln invariant?
2. Zwei-Komponententheorie für Neutrinos gültig oder nicht?
3. Erhaltungssatz für leichte Teilchen („lepton-charge“) allgemein gültig?

Soviel ich weiß, ist noch keine dieser Fragen experimentell endgültig entschieden. Aber sehr vieles ist im Gange, und es dürfte sich wohl bald etwas darüber herausstellen.

Ad 3. möchte ich irgendwohin einen ‚Letter‘ zum Druck schicken.

Viele Grüße Stets Ihr W. Pauli

Herzliche Grüße auch an Blatt.

[1] Dieser Brief ist verschollen.

[2] Vgl. Schafroth und Blatt (1955a, b, 1956).

[3] Vgl. Bardeen (1957). Siehe hierzu auch Bardeens Übersichtsbericht (1990) im *Physics Today*.

[4] Auf dieses Extraordinariat wurde zum Sommer 1958 Paulis ehemaliger Assistent Armin Thellung berufen, der bis dahin noch bei Peierls in Birmingham arbeitete. Schafroth erhielt dagegen einen Ruf nach Genf.

[5] Konrad Bleuler (1912–1992) hatte 1935 bei Pauli mit einer Untersuchung zur Quantenfeldtheorie diplomiert und war dann als Theoretiker an der Universität Zürich angestellt. In einem *curriculum vitae* vom 15. Juni 1959 bezeichnete Konrad Bleuler als seine „wichtigsten Lehrer die Herren Professoren Wolfgang Pauli, Paul Scherrer, Georg Polya, Heinz Hopf und Viktor Weisskopf. Die Diplomarbeit wurde unter der Leitung der Professoren W. Pauli und V. Weisskopf ausgeführt. Nach kurzer praktischer Tätigkeit und einem Studienaufenthalt in Rom (Vorlesungen von Fermi und Levi-Cività) kam ich als Assistent für theoretische Physik an die Universität Genf. Unter der Leitung von Herrn Professor E. C. G. Stückelberg führte ich eine Arbeit in Quantenelektrodynamik aus, .... Ich bestand die Doktorprüfung in Mathematik im Jahre 1942 an der ETH in Zürich.“ Dann wurde Bleuler Wentzels Assistent und konnte sich 1945 an der *Universität Zürich* habilitieren. Es folgten Aufenthalte in Birmingham, Stockholm (Manne Siegbahn) und in den USA, bevor er 1954 zum Titularprofessor der *Universität Zürich* ernannt wurde. 1956 folgte dann der Ruf als Ordinarius an die Universität in Neuenburg, bevor er 1960 einem Ruf nach Bonn folgte.

* Wo er ja ein Ordinariat hat und selbständig ist.

[6] Der 1957 an die Universität in Neuchâtel berufene Konrad Bleuler (1912–1992) ging 1960 nach Bonn.

[7] Der von Pauli auch als „Vollbasler“ bezeichnete Gregory Wannier (1911–1983), der vorübergehend an der Universität Genf wirkte, bevor er zu *Bell Telephone* nach Murray Hill ging, machte sich damals Hoffnungen auf eine Berufung nach Zürich. Später wurde er Professor für theoretische Physik an der Universität von Oregon.

[8] Was Pauli mit diesen Punkten vor dem Wort andeuten wollte, ist aus dem Kontext nicht zu ersehen.

[9] Vgl. die Anlage zum Brief [2610].

## [2605] Touschek an Pauli

[Rom], 18. April 1957

Lieber Herr Professor Pauli!

Vielen Dank für Ihren Brief.[1] Ich habe mit Radicati (in Pisa) viel über den Fierzschen Äquivalenzsatz gesprochen, und wir haben ihn etwas ausgearbeitet.[2] Wenn Fierz es uns erlaubt {wir haben ihm und Ihnen (wir glaubten Sie in Rochester) je eine Abschrift geschickt}, wollen wir gern – nach ihm – darüber schreiben. Das Resultat der Pisaner Besprechungen ist das folgende:

1. Wir sprechen von Zweizustandstheorien – statt Zweikomponenten Theorien. In den Zweizustandstheorien gibt es bei gegebenem Impuls nur zwei – durch den Spin unterschiedliche – Zustände eines Teilchens. Majoranas sowie die „Zweikomponententheorie" sind Zweizustandstheorien.[3] Die Äquivalenz der zwei Lagrangefunktionen

$$L = -\mu\gamma_4(\gamma_\mu\partial_\mu + m)\mu \qquad \mu^+ = \mu$$
$$L' = -\lambda^+\gamma_4\gamma_\mu\partial_\mu\lambda + \frac{m}{2}(\lambda\gamma_4\lambda + \lambda^+\gamma_4\lambda^+) \tag{1}$$

ist evident, wenn als Nebenbedingung

$$\lambda = -\gamma_5\lambda, \qquad \lambda^+ = \gamma_5\lambda^+ \tag{2}$$

[gefor]dert wird. $\mu$ = Majorana-Spinor, $\lambda$ = Lee-Yang-Spinor. Der Zusammenhang [zwischen $\mu$] und $\lambda$ ist der folgende

$$\lambda = \frac{1}{\sqrt{2}}(1-\gamma_5)\mu \qquad \lambda^+ = \frac{1}{\sqrt{2}}(1+\gamma_5)\mu\,. \tag{3}$$

Die Möglichkeit einer Zweizustandstheorie ist ganz unabhängig von der Masse. Will man $m = 0$ erzwingen, so muß man eine Eichinvarianz

$$\lambda' = e^{-i\alpha\lambda} \tag{4}$$

fordern, die mit $\mu' = e^{i\gamma_5^k}\mu$ äquivalent ist.

Die Transformation (3) ist kanonisch – die Lagrangefunktionen (1) unterscheiden sich nur durch eine Divergenz.

2. Die Weyl-Lee-Yang-Theorie kann als jene Zweizustandstheorie definiert werden, die keinen doppelten $\beta$-Zerfall zuläßt:

Der allgemeinste Ansatz für die $\beta$-Zerfall-Wechselwirkung ist

$$L' = \lambda^+\gamma_4 S + S^+\gamma_4\lambda, \tag{5}$$

wobei die Quelldichte $S$ sich unter eigentlichen Lorentztransformationen wie $\lambda$ transformiert. $S$ antikommutiert mit $\lambda$ (Annahme allgemeiner Antikommutatoren[4]

aller Ferm-Teilchen). Daher: ist $S = S^+$, so hat man wegen $\lambda + \lambda^+ = \sqrt{2}\mu$ Majoranas Theorie – bei der es natürlich doppelten $\beta$-Zerfall (ohne Neutrinoemission) gibt. Allgemein wird es von der Form

$$S = [\sum_i O_i e(p^+ \gamma_4 O_i n) + \xi O_i^* e^+ (n^+ \gamma_4 O_i p)] \frac{1}{\sqrt{1 + |\xi|^2}}$$

sein. (e, p, n = Elektron, Proton, Neutron Spinor; $\xi$ = c-Zahl). Unmöglichkeit doppelten $\beta$-Zerfalls verlangt $\xi = 0, +\infty$.

3. Die Unmöglichkeit des doppelten $\beta$-Zerfalls scheint mit der Forderung $m = 0$ für das Neutrino Hand in Hand zu gehen. Wenn doppelter $\beta$-Zerfall möglich $\rightarrow$ Selbstmasse des Neutrinos $\neq 0$ (? ? ?)

Wir haben das* etwas ausführlicher unter dem Titel: ‚Note on Fierz' equivalence Theorem' zusammengeschrieben.[5] Wenn das aber außerdem schon gedruckt ist, dann ziehen wir natürlich die Arbeit zurück – auch wenn Fierz uns das „Imprimatur" gibt.

Hintergründe zur Eichgruppe. Sicher entspricht der Erhaltung der schweren Teilchen eine Eichgruppe, die allerdings rein empirisch eingeführt wird. Ich halte es für möglich, daß diese Eichgruppe aus der Erhaltung der Lepton-Ladung abgeleitet werden kann. Als Beispiel schreibe ich die folgende Tabelle für die Leptonladungen

| | $\nu$ | $e^+$ | $\mu^+$ | $\pi^+$ | $K^+$ | $p$ | $n$ | $\Lambda^0$ | $\Sigma^+$ | $Y^-$ |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| $1 = \pm 1$ | 0 | 0 | 1 | 1 | $\frac{1}{2}$ | $-\frac{1}{2}$ | $-\frac{1}{2}$ | $\frac{1}{2}$ | $-\frac{3}{2}$ | |
| | ↑ | | | | ↑ | | | | | |

Die Pfeile deuten die willkürlichen Festsetzungen an. $e^+ = 0 =$ willkürlich. $p = x + 1$, $n = x$, $x$ prinzipiell willkürlich.

Mit dieser Festlegung folgt: Es gibt keine quadrilineare Wechselwirkung, in der Baryonen zerstört werden: Ist die Zahl der Baryonen ungerade (d. h. 1 oder 3), dann ist die Leptonzahl der Baryonen halbzahlig. Die Leptonzahl der (3 oder 1) leichten Teilchen ist aber ganzzahlig. Ist die Zahl der Baryonen zwei, dann ist die Ladung gerade, wenn die Leptonzahl ungerade ist und umgekehrt. (Für die leichten Teilchen ist die Leptonzahl gerade, wenn die Ladung gerade ist.)

Alle bekannten Reaktionen sind in diesem Schema möglich, da für die schweren Teilchen $l = q - \frac{1}{2}$($q$ = Ladung. Da die schweren Teilchen in diesem Schema erhalten werden, kann die Leptonladung immer erhalten werden, wenn die Ladung erhalten wird, d. h. immer.

Bei all der Willkür in der Festlegung der Leptonladung erhebt sich die Frage: Wie mißt man die Leptonladung s[o] w[ie die] des Elektrons?

Das allgemeine Schema scheint zwei willkürliche Konstanten zu haben: die Leptonladung des Elektrons und die des Protons. Bei Erhaltung der schweren Teilchen läßt sich die letztere sicher nicht bestimmen – das scheint mir dann auch eine Rechtfertigung dafür zu sein, Lepton- und Baryonladung nicht getrennt zu behandeln.

Ich fahre wahrscheinlich am 27ten** auf ein paar Wochen nach England (zu einem Paritätskongreßchen in Harwell) und dann wahrscheinlich nach Glasgow und Edinburgh.

Mit vielen Grüßen Ihr B. Touschek

[1] Vgl. den Brief [2602].
[2] Vgl. Radicati und Touschek (1957).
[3] Touschek benutzte die Abkürzung *Z. Z-Theorie*.
[4] Touschek kürzte mit *A. K.* ab.
* Unter (3)!
[5] Der Titel der Veröffentlichung wurde nach Rücksprache mit Fierz schließlich in „On the equivalence theorem for the massless neutrino" umgewandelt.
** Kann aber auch der 11te Mai sein, da das Datum des Kongreßchens noch nicht ganz festgelegt ist.

## [2606] Pauli an Jaffé

Zürich, (Karfreitag) 19. April 1957

Liebe Frau Jaffé!

Dies ist ein Bericht über Jungs Buch „Gegenwart und Zukunft",[1] das ich nun soeben einmal durchgelesen habe. Es ist wirklich „Wasser auf meine Mühle"!

Aber zuerst noch: wie ich zu dem Buche kam.

Denn alles, was „synchron" ist, scheint mir wichtig wie ein Bestandteil eines und desselben Bildes. Wohl wußte ich nach unserem Telephongespräch, daß alle Geschäfte nun längst geschlossen haben. Aber ich beschloß, nach der Buchhandlung *Rohr*[2] (wo ich Stammkunde bin) zu sehen, wohl wissend, daß ich dort stets eingelassen werde – zu beliebiger Tag- und Nachtzeit – wenn nur überhaupt noch jemand im Laden ist.

Um 1/2 7 ging ich also zu Rohr mit einiger Spannung, ob noch Licht sein werde. Und in der Tat: einer der Angestellten war in einem Fenster der Auslage damit beschäftigt, sie anzustreichen. Ich winkte ihm, und sogleich ließ er mich bei der Hintertüre in den Laden, wo ich die Broschüre von Jung kaufte. „Wissen Sie, warum ich die Auslage streiche? Für Ihren Kollegen Howald, der Samstag den 70. Geburtstag hat!" Ich hatte es einmal gewußt, hatte auch die Festschrift für ihn subskribiert,[3] aber ich hatte es inzwischen vergessen; war froh, daran erinnert zu sein und schrieb soeben einen Gratulationsbrief mit vielen Witzen an Howald, der morgen expreß nach Ermatingen gehen soll.

Lustige Erinnerungen kamen mir: als ich Howald kurz vor seiner Pensionierung traf, sagte ich zu ihm – er zählte die Tage, bis er Zürich endgültig verlassen konnte, um in sein Paradies Ermatingen zu gehen. „Nun kannst Du den Staub der Großstadt von Deinen Füßen schütteln!", worauf er mir prompt mit seiner bekannten Schlagfertigkeit ins Wort fiel: „Worunter natürlich die Kollegen zu verstehen sind!" – Ich gratulierte ihm also „als Staubteilchen", das ihm huldigt, und wurde zum Schluß neuplatonisch. (Ihm verdanke ich ja meine Bekanntschaft mit H. R. Schwyzer,[4] seinem Schüler.) Ich schlug vor, er solle morgen

die Frage diskutieren, ob Zürich nur eine privatio Ermatingens sei – zugleich eine kleine Bosheit gegen diese Art von Philosophie.

---

Soweit Howald. Nun aber zu Jungs Broschüre. Der Inhalt war mir nicht so neu, aber ich bin froh, daß das alles noch einmal so scharf gesagt worden ist:[5] der „fatale Parallelismus der kirchlichen mit der marxistischen Staatsreligion“ (p. 21), die „Entmythologisierung“ der Religion, die aber „an den entscheidenden Aussagen arbiträr haltmacht“ (p. 37), der „Gott“ in „Anführungszeichen“ … „eine anthropomorphe Vorstellung, … deren Dynamik und Symbolik durch das Medium der unbewußten Psyche vermittelt ist“ (p. 45) – ja, das kann ich gerne akzeptieren! – die Voraussage, daß sich „die Einheit der Menschheit gebieterisch zu Wort melden wird“, auch auf weltanschaulich-religiösem Gebiete (p. 46), die Betonung „all jener Scheußlichkeiten, deren sich unsere näheren und ferneren Ahnen schuldig gemacht haben“ (p. 47).

Das alles und noch vieles andere, es sind „goldene Worte“. Auch die Wichtigkeit des „Schattens“ (p. 41), der so gerne nach außen projiziert wird, sei es auf den Kapitalisten, sei es auf den Kommunisten. Die ganze *Schwäche* des Konfessionalismus und des „unreflektierten Glaubens“ (p. 20) gegenüber der drohenden Staatsvergottung (siehe p. 32) wird in Jungs Schrift wieder einmal schonungslos enthüllt!

---

Nun, wie gesagt, es ist für mich nicht neu, aber es ist schön, daß es wieder einmal kräftig gesagt wurde.

E. Kahlers Buch heißt „The Tower and the Abyss (An Inquiry into the Transformation of the Individual).“[6] Verlag: George Braziller, Inc., New York 1957.

Viele Grüße Ihr W. Pauli

[1] Jung (1957).

[2] Diese von Hans Rohr geleitete Buchhandlung in der nahe dem Münster gelegenen Oberdorfstraße 5 besaß auch ein Antiquariat und gehörte damals zu den führenden Buchläden in der Züricher Altstadt.

[3] Zum 70. Geburtstage des klassischen Philologen Ernst Howald (1887–1967) am 20. April 1957 war beim Züricher *Artemis Verlag* eine kleine Subskriptionsauflage von 350 numerierten Exemplaren mit einer Sammlung seiner Essays unter dem Titel *Humanismus und Europäertum* erschienen. Dem Werk war eine von zahlreichen Gelehrten und Institutionen unterzeichnete *Tabula gratulatoria* vorangestellt, in der auch Paulis und Gregor Wentzels Namen aufgeführt sind. Weitere Hinweise auf Paulis Beziehung zu Howald, zu seinem Schüler Hans-Rudolf Schwyzer und zur neuplatonischen *privatio boni* Lehre findet man in Band **IV**/1, S. 526, 536, 558 und 573.

[4] Siehe hierzu Paulis Briefwechsel [1354, 1356, 1357 und 1362] mit dem Romanisten Hans-Rudolf Schwyzer im Band **IV**/1, S. 525ff., 529ff., und 538.

[5] Pauli stimmte in dieser Hinsicht auch mit Benedetto Croce überein, der in seiner *Geschichte Europas im neunzehnten Jahrhundert* [1935] ebenfalls „die Struktur des modernen Zeitalters“ und seine Schwächen analysiert hatte.

[6] Kahler [1957]. Vgl. hierzu auch den Brief [2603] an Erich von Kahler.

## [2607] Heisenberg an Pauli

Göttingen, 20. April 1957

Lieber Pauli!

Hab' vielen Dank für Deinen ausführlichen Brief aus Kopenhagen.[1] Ich habe mich gefreut, daß Källén einen so guten Einfluß auf Dich ausgeübt hat. Ich will heute nichts mehr über Physik schreiben, da wir uns ja in Oberwolfach sehen.[2] Ich werde am Nachmittag des 26. dort ankommen.

Ich lege Dir eine vorläufige Disposition für die geplante gemeinsame Arbeit bei[3] (die übrigens auf englisch geschrieben werden und im Nuovo Cimento erscheinen soll)[4] und hoffe einstweilen, daß du Dich beteiligst. Du könntest entweder das eine oder andere Kapitel ganz übernehmen oder Dich am Schluß an der Gesamtredaktion mit Verbesserungen beteiligen. Einstweilen will Haag das Kapitel III übernehmen und ich habe angefangen, die Absätze I und II zu bearbeiten. Aber Du kannst natürlich auch die Disposition noch ändern. Im Kapitel V ist Verschiedenes noch nicht geklärt; aber Haag meinte, man könnte sich vielleicht mit wenigen Hinweisen und Hoffnungen auf zukünftige weitere Arbeiten begnügen.

Also auf gutes Wiedersehen in Oberwolfach! Dein W. Heisenberg

## Anlage zu [2607]

[Maschinenschriftliche Durchschrift]

Einleitung:

Beschreibung des Quantisierungsverfahrens und Vergleich mit dem Lee-Modell

I. Lee-Modell, Sektor $N + \theta$

a) Aufstellung und Lösung der Hamiltongleichung
b) Diskrete Zustände – Kontinuum
c) Übergang zum Geisterdipol: $V_0$ und $V_{Dip}$
Nur *eine* Lösung von $H\psi = E\psi$; $H_i^h = \begin{vmatrix} E & C \\ & E \end{vmatrix}$
Norm $V_0^2 = V_{Dip}^2 = 0$, aber $V_0 \times V_{Dip} \neq 0$
Erwartungswert von $E = \dfrac{\langle\psi|H|\psi\rangle}{\langle\psi|\dot{\psi}|\rangle}$; $\qquad H\psi = i\dfrac{\partial\psi}{\partial x}$ !
d) Verhalten der Eigenfunktion im Ortsraum; $V_{Dip}$?
e) Renormierung und Vertauschungsrelation. Berechnung von g aus der Lage des Dipols
f) Formulierung der Grundgleichungen im Ortsraum nach der Renormierung (d. h. ohne Unendlichkeiten); inklusive Vertauschungsrelation. Vergleich mit dem früheren Verfahren bei der nichtlinearen Wellengleichung

II. Sektor $N + 2\theta$

a) Aufstellung und Lösung der Gleichung im Impulsraum. Doppelpol oder einfacher Pol; Existenz der letzten Lösung?
b) Verhalten im Ortsraum in den beiden Fällen.

c) Unitarität der S-Matrix.
d) Diskrete stationäre Zustände?

III. Allgemeine Betrachtungen über den Hilbertraum

a) Indefinite Metrik: Kovariante und kontravariante Darstellung? $H_i^j$ kann nicht immer diagonalisiert werden. Wenn $H_i^j$ komplex, dann Norm = 0
b) Zusammenfügen von Zuständen durch Multiplikation, Erhaltung der Norm
c) Asymptotische Trennung von Zuständen
d) Hilbertraum I und II, d. h. Einfachpol und Doppelpol. Inwieweit ist b) und c) im Hilbertraum I allein möglich?
e) Asymptotisches Verhalten im Ortsraum der Zustände des Hilbertraumes I
f) Vollständigkeitsrelation

IV. Unitarität der S-Matrix und positive Normen im Hilbertraum I in den höheren Sektoren

a) Unitarität der S-Matrix in $N + z\theta$
b) Diskrete stationäre Zustände

V. Kausalität

a) Vertauschbarkeit zu gleichen Zeiten und Differential Gleichung?
b) *Keine* Differential Gleichung im Lee-Modell; aber in der nichtlinearen Theorie. Abweichungen durch $V_0$-Wellen im Hilbertraum I
c) Hinweis auf die Coulombkräfte
d) Dispersionsrelationen?

Schluß. Inwieweit sind die Resultate auf die nichtlineare Theorie übertragbar. Tamm-Dancoff-Methode?

[1] Vgl. den Brief [2600].
[2] Vgl. hierzu auch den Kommentar zum Brief [2608].
[3] Es handelt sich offenbar um die schließlich im Juli 1957 von Heisenberg eingereichte Veröffentlichung (1957b) über das Lee-Modell und die Quantisierung der nicht-linearen Feldgleichungen, die (wie Heisenberg in einer Fußnote anmerkte) in Zusammenarbeit mit R. Haag entstanden war. Außerdem wies Heisenberg dort auf „an extensive correspondence with W. Pauli“ hin, „to whom the author is indepted for many valuable suggestions.“ Vgl. auch die in der Anlage zum Brief [2607] wiedergegebene Disposition, die weitgehend dem Aufbau der endgüligen Fassung entspricht.
[4] Hiermit ist Heisenbergs Untersuchung (1957b) über das Lee Modell gemeint, die schließlich in der Zeitschrift *Nuclear Physics* publiziert wurde.

## *Arbeitstagung in Oberwolfach, Ende April 1957*

Ende April des Jahres 1957 sollte abermals eine Arbeitstagung in Oberwolfach stattfinden,[1] an der diesmal auch Pauli und Heisenberg teilnehmen wollten. Pauli hatte bereits am 8. April von Kopenhagen aus geschrieben [2597] und Heisenberg gefragt, ob er wirklich nach Oberwolfach kommen wolle. Da Pauli bis zum 27. April noch Prüfungen in Zürich abnehmen mußte, konnte er selbst frühestens am Sonntag, den 28. April dort eintreffen und nur „2 bis 3 Tage

bleiben“. Gemeinsam mit Källén beabsichtigte Pauli, dort „eine Unterredung zu dritt“ über das Lee-Modell mit Dipolgeist zu arrangieren und „eine präzise Formulierung Deiner Vermutungen zu hören.“ Heisenberg, dem es nun auch gesundheitlich schon wieder besser ging, wollte seinerseits schon am 26., nachmittags in Oberwolfach eintreffen. Ihn freute es ganz besonders, „daß Källén einen so guten Einfluß“ auf Pauli ausgeübt habe [2607].

Während der Zeit von Paulis Anwesenheit sollte [2599] „ein halber Tag dem Lee-Modell mit Dipolgeist, ein anderer der $\gamma_5$-Transformation, Parität und dergleichen gewidmet werden können. Daneben können wir privat mit Källén fachsimpeln.“

Über den genaueren Inhalt dieser Verhandlungen liegen keine Zeugnisse vor. Doch eine Episode, die der Freiburger Physiker Helmut Salecker anläßlich eines Glückwunschschreibens zur Verleihung des Nobelpreises an Wigner diesem am 11. Dezember 1963 mitteilte, vermittelt auch einen lebendigen Eindruck von der allgemeinen Atmosphäre, in der diese Veranstaltung verlief:

„Der Angriff von Jensen auf unsere gemeinsame Arbeit[2] ist natürlich nicht in der Literatur erschienen, da er sachlich dazu gar nichts zu sagen hatte. Für sachliche Kritik (auch wenn sie noch so scharf ist) wären wir beide ja sehr dankbar gewesen. Außerdem hätte ich Ihnen sachliche Einwände auch sofort mitgeteilt. Sein Angriff war vielmehr mündlich und rein subjektiv. Sie erinnern sich vielleicht daran, daß im April 1957 eine Arbeitstagung in Oberwolfach (Schwarzwald) stattfand. Nachdem Sie Ihre Teilnahme abgesagt hatten (Sie waren damals gerade zu Ihrer Schwester nach England gefahren), wurde ich während der Tagung aufgefordert, an Ihrer Stelle über unsere gemeinsame Arbeit zu sprechen. Während meines Vortrags (dem ich voranschickte, daß ich sozusagen nur in Ihrer Vertretung sprach) machte Jensen wiederholt abfällige Bemerkungen zu den neben ihm Sitzenden, die so gehalten waren, daß man sie deutlich hören konnte, ohne daß er sich jedoch offiziell zu Wort meldete. Unter anderem sagte er etwa: ‚Wenn man über so etwas arbeitet, kann ja nichts herauskommen!‘ Im einzelnen habe ich nicht mehr alles wörtlich in Erinnerung, da die ganze Angelegenheit nunmehr sechseinhalb Jahre zurückliegt, doch ist mein Eindruck eines ungewöhnlich scharfen und unsachlichen Angriffs unverändert deutlich geblieben. Sicherlich hätten Sie diesen Vortrag sehr viel besser als ich halten können; doch habe ich mich ziemlich eng an das Manuskript Ihres New Yorker Vortrags gehalten, was ich auch am Anfang meines Vortrags gesagt habe. Außerdem war Pauli, der während des Vortrags eine Reihe kritischer, aber sachlicher Fragen stellte, am Schluß sichtlich beeindruckt; während der anschließenden Pause sagte Pauli zu mir, daß er jetzt den Problemkreis besser verstehe und daß es sehr interessant gewesen wäre. Soviel ich weiß, war Pauli mit solchen Komplimenten sehr sparsam.

Nun wünschen wir Ihnen mit Ihrer Familie noch schöne Tage in Stockholm. Wir haben vor einigen Jahren gelegentlich einer Nordlandreise Stockholm einen etwa einwöchigen Besuch abgestattet (allerdings im Sommer) und fanden dieses ‚Venedig des Nordens‘ als einen der schönsten und interessantesten Plätze der Welt.

Da wir nicht wissen, ob Sie gleich wieder nach Princeton zurückkehren, wünschen wir Ihnen und Ihrer Frau Gemahlin schon heute ein frohes Weihnachtsfest und ein glückliches neues Jahr."

[1] Weitere Hinweise auf die Zielsetzung und Organisation dieser Veranstaltungen des *Mathematischen Forschungsinstituts Oberwolfach* findet man im Band **IV**/3, S. 224. – Weitere solche Ferienseminare über Hochenergiephysik wurden Ende April 1958 (vgl. die Briefe [2936, 2975 und 2986]) und vom 23.–29. September 1958 durch G. Höhler, G. Lüders und H. Steinwedel veranstaltet (vgl. den Brief [3061]).

[2] In der Einleitung zu seiner Ansprache vom 31. Januar 1957 über relativistische Invarianz und Quantenphänomene (vgl. hierzu die im Kommentar zum Brief [2451] verwendete Passage aus dieser Ansprache) erklärt Wigner, „most of the conclusions which will be reported on in connection with the general theory of relativity have been arrived at in collaboration with Dr. H. Salecker, who has spent a year in Princeton to investigate this question."

## [2608] Goudsmit an Pauli

[New York], 22. April 1957
[Maschinenschriftliche Durchschrift]

Dear Pauli!
Paul Rosbaud wrote me a letter which contained the following remark

Important P. S.: Wolfgang Pauli has read (in Jungk's book,[1] by the way), that you have told people that the idea to the exclusion principle came to Pauli when he was in Copenhagen at a Variete. He has been several times in such places but it is not true that it was there that he thought of the exclusion principle. He has asked me to tell you not to spread this rumour.

The story about the Scala theater and the Pauli principle was told me many years ago. It was Ehrenfest who mentioned it and I think it was in Copenhagen and I believe that you were present. He may have just said it in ‚Scherz' but I took it seriously. Since it took thirty years to reach you, this should prove that I have not spread the rumour, for the diffusion coefficient of such stories is so large that in a few years one might have heard it even on the tom-toms in Africa.

But now another side of this problem. It is not at all necessary for anecdotes about prominent people to be true. Their purpose is to give the outsider an idea of the character of the person involved. Now the Scala story shows that a great physicist is not just an intellectual robot, but a human being who enjoys a revue while at the same time dreaming about his work, just like all normal people. One gets the impression that he is a nice person. More stories like this should be invented about our colleagues. Even if the details are not correct, my story does paint a pretty picture of you – it is a very good approximation to the truth.

Best regards Yours S. A. Goudsmit

[1] Vgl. Jungk [1956]. In einer späteren Auflage seines Buches [1964, S. 148] versuchte Jungk, diese Behauptung durch folgende (und wahrscheinlich ebenso unzutreffende) Anmerkung richtig

zu stellen: „Professor Pauli selbst bestreitet übrigens die Exaktheit dieser von Goudsmit über ihn verbreiteten Anekdote. Das Exklusionsprinzip sei ihm bei einem Spaziergang eingefallen.“ Paulis Bemerkung dürfte sich vielmehr auf seine Spaziergänge 1923 durch die Straßen Kopenhagens bezogen haben, als er verzweifelt über das Rätsel des anomalen Zeemaneffekt nachdachte (vgl. insbesondere seine Schilderung in Band **IV**/2, S. 656). Wie er dagegen das Ausschließungsprinzip fand, hat Pauli ausführlich in seinem Schreiben [72] vom 6. Dezember 1924 an Sommerfeld dargestellt.

## [2609] Lüders an Pauli

Cambridge, 2. Mai 1957
[Maschinenschriftliche Durchschrift]

Sehr geehrter Herr Professor!

Haben Sie vielen Dank für Ihren letzten Brief (18. 4. 1957).[1] Zunächst möchte ich zur TCP-Arbeit[2] noch gern Erläuterung geben. Sie war ursprünglich gar nicht zur Veröffentlichung bestimmt. In verschiedenen Gesprächen, insbesondere auf dem New York Meeting im Januar,[3] hatte sich gezeigt, daß eine Darstellung des Beweises erwünscht wäre, die einfacher als meine ursprüngliche wäre (und P in das Theorem statt in die Voraussetzungen nimmt) und doch die nicht allgemein geläufigen darstellungstheoretischen Hilfsmittel ihres Beweises vermeidet. Ich bereitete deshalb ein Manuskript vor, das in vervielfältigter Form zur Verteilung kommen sollte. Nachdem ich Feshbach (der die Medd-Arbeit[4] nicht mag) den Entwurf des Manuskriptes gezeigt hatte, überredeten er und Feld mich, es in den Annals of Physics drucken zu lassen.

Die Arbeit von Bell,[5] auf die Sie mich hinweisen, habe ich seinerzeit gesehen; bisher hatte ich sie aber nicht für unabhängig und selbständig gehalten. In der Tat ist mir nicht ganz klar, wie man in einer Arbeit, die ein Jahr nach dem Erscheinen (und in der Tat zwei Jahre nach der Entstehung) der meinigen eingereicht ist, sagen kann: „The quantum theoretical results have been given independently by Lüders“. Wenn aber die Arbeit, wie Ihnen versichert worden ist, wirklich unabhängig entstanden und die Ähnlichkeit mit meiner Arbeit und die Identität der Resultate erst im letzten Augenblick bemerkt worden ist, sollte ich sie natürlich zitieren. Es liegt mir fern, Peierls, der für die Bellsche Arbeit ja letzten Endes verantwortlich zeichnet, zu verletzen.

Als ich die Arbeit damals sah, habe ich nicht bemerkt, daß sie bereits die „strong reflection“ benutzt. Mit einigen anderen Einzelheiten bin ich allerdings nicht einverstanden.

Einiges Mißverständnis und einige Verwirrung scheint um das sogenannte „Kleinsche Theorem“ entstanden zu sein, wie ich insbesondere aus Ihrem Brief an Thirring sehe. Da ich an dieser Verwirrung mitschuldig bin, möchte ich versuchen, sie aufzuklären. Was wirklich gemeint ist, ist ein altes Theorem von O. Klein.[6] Das genaue Zitat steht in Rosenfelds Buch über Nuclear Forces;[7] aber in dieser schrecklichen MIT-Bibliothek läßt sich nichts finden, und so kann ich Ihnen das Zitat nicht mitteilen; auch kann ich meine Interpretation nicht an der Originalliteratur überprüfen. Wenn ich mich richtig erinnere, war die ursprüngliche Fragestellung etwa die folgende: ist es gleich zulässig, Proton und Neutron

als verschiedene Teilchen zu behandeln (also ohne Symmetrieforderungen an Konfigurationsraum-Wellenfunktionen bzw. mit kommutierenden Feldoperatoren) oder als verschiedene Freiheitsgrade des Nukleons (Wellenfunktion antisymmetrisch, wenn Ladungsfreiheitsgrad einbezogen bzw. antikommutierende Feldoperatoren)? Das Resultat ist folgendes: hat man zwei Spinorfelder $\psi_1$ und $\psi_2$, die *anti*kommutieren, so *kom*mutieren die folgenden neuen Feldoperatoren (d. h. z. B. $[\psi_1'; \psi_2'] = 0$)

$$\psi_1' = e^{i\pi N_1}\psi_1, \quad \bar{\psi}_1 = \bar{\psi}_1 e^{i\pi N_1}, \psi_2' = e^{i\pi N_1}\psi_2, \quad \bar{\psi}_2' = \bar{\psi}_2 e^{i\pi N_1}.$$

$N_1$ ist dabei der Teilchenzahloperator für Feld 1. (Wie bei allen derartigen Transformationen und Substitutionen tritt hier allerdings das Problem auf, welche Variablen „wirklich" die Felder oder Teilchen beschreiben; die Antwort hierauf ist mir nie richtig klargeworden.) Wegen

$$e^{2\pi i N_1} = 1$$

drücken sich die Wechselwirkungsterme im Hamiltonoperator (am einfachsten wohl in der Schrödinger-Darstellung) sehr einfach durch die neuen Feldoperatoren aus; schlimmstenfalls hat man Vorzeichenänderungen bei den einzelnen Termen. Ihre Bemerkung, daß man nur bei Antikommutativität einfache Bewegungsgleichungen erhält (ich sage lieber „einfache" statt „richtige"), hatte ich mir bisher nicht klargemacht. Der mathematische Grund hierfür ist einfach: die Bewegungsgleichungen für $\psi$ und $\psi'$ sind verschieden, weil sich im allgemeinen auch $N_1$ im Laufe der Zeit ändert. Sie sind aber gleich (vielleicht bis auf Vorzeichenunterschiede bei einzelnen Termen), wenn [sich] die Wechselwirkung $N_1$ nur um eine gerade Zahl ändert: $\exp(i\pi N_1)$ bleibt dann unverändert. Ich glaube, das hängt direkt mit Kinoshitas „Familien"[8] zusammen.

Die Überlegungen von Zumino und mir sind inzwischen noch etwas weiter ausgearbeitet und durchdacht worden.[9] Allerdings wird das nirgendwo gedruckt erscheinen, nur (in hoffentlich nicht zu entstellter Form) in den Proceedings des Rochester Meetings.[10] Uns scheint jetzt, daß unsere allgemeinen Überlegungen und Schlüsse (nicht aber die Anwendungen auf K-Mesonen) nirgendwo voraussetzen, daß die starken Wechselwirkungen einzeln bezüglich T, C und P invariant sind. Man hat nur anzunehmen, daß die starken Wechselwirkungen nicht zum Zerfall des betreffenden Teilchens führen. Stellt dann $|\rangle$ einen Eigenzustand der starken Wechselwirkungen dar, der ein Teilchen mit Impuls null bedeutet, so kann TCP $|\rangle$ direkt als Antiteilchen interpretiert werden. Es ist ebenfalls ein Eigenzustand der starken Wechselwirkungen mit derselben Energie (Ruhmasse) und hat dieselben Spinfreiheitsgrade. Versteht man die Ladung des Teilchens als Erwartungswert des Ladungsoperators, so ist das so definierte Antiteilchen entgegengesetzt geladen; das folgt direkt aus der Vorzeichenumkehr des Ladungsoperators bei strong reflection.

Eine Folgerung (Thirring) ist, daß man aus der Gleichheit der Lebensdauer von $\pi^+$ und $\pi^-$ nicht auf die C-Invarianz der starken Wechselwirkungen schließen kann.

In Rochester hat mir ein Ost-Delegierter einen russischen Letter von Iwanenko[11] und einem anderen Physiker gezeigt, in dem behauptet wird, daß

man scheinbar paritätsverletzende Kopplungsausdrücke erhalten kann, ohne daß eine wirkliche Verletzung der Parität vorliegt. Das muß natürlich falsch sein, da die bekannten Experimente ja eine Paritätsverletzung unmittelbar, ohne Verwendung eines bestimmten mathematischen Modells, zeigen. In der Tat ist es auch falsch. Die Verfasser verwenden eine Dirac-Gleichung mit einem $\gamma_5$ beim Massenterm. Paritätsinvariante Kopplungen sind dann gerade solche mit $(1 + \gamma_5)$. Transformiert man aber zurück zur normalen Diracgleichung, so bekommt man gewöhnliche, paritätserhaltende Kopplungsterme. – Diese Arbeit gehört daher wohl auch zu der nicht leeren Menge falscher oder unerheblicher Arbeiten, die in letzter Zeit zu dem Paritätsproblem erschienen sind.

Ich bin nur noch eine reichliche Woche hier und fahre hinterher mit meiner Frau in den Westen (Postadresse nach Mitte Juni: Radiation Laboratory Berkeley). Meine weiteren Pläne sind noch ungewiß.

Mit den besten Grüßen Ihr G. Lüders

[1] Dieser Brief ist nicht erhalten.
[2] Vgl. Lüders (1957c).
[3] Dieses *New York Meeting* der APS hatte vom 30. Januar bis zum 2. Februar 1957 getagt (vgl. hierzu die Hinweise in den Briefen [2437 und 2493]).
[4] Hiermit meinte Lüders seine in *Det Kongelige Danske Videnskabernes Selskab* erschienene Abhandlung (1954) über das CPT-Theorem.
[5] John Stewart Bell hatte sich schon 1953 in dem von R. Peierls geleiteten *Department of Mathematical Physics* der Universität von Birmingham mit dem Problem der Zeitumkehr in der Feldtheorie auseinandergesetzt und war dabei – unabhängig von Lüders und Pauli – auf das CPT-Theorem gestoßen {vgl. Peierls (1991)}. Seine Ergebnisse über das CPT-Theorem {Bell (1955)}, die auch Teil seiner 1956 eingereichten Doktorarbeit bilden, veröffentlichte er in den *Proceedings of the Royal Society*. – Siehe hierzu die Kommentare von V. L. Telegdi (1989) und von Philip G. Burke und Ian C. Percival (1999, S. 5f.) in ihrem Nachruf auf Bell.
[6] Vgl. Klein (1938).
[7] Rosenfeld [1948, S. 49f.].
[8] Vgl. Kinoshita (1954).
[9] Siehe den Kommentar zum Brief [2496] über die historischen Ursprünge des TCP-Theorems.
[10] Vgl. Lüders (1957b).
[11] Vgl. auch Iwanenko (1957).

## [2610] Pauli an Schafroth

[Zürich], 6. Mai 1957

Lieber Herr Schafroth!

Heute erhielt ich Ihren Brief vom 30. April.[1] Heute schrieb ich also an Ihren Registrar und lege eine Kopie des Briefes bei.[2]

*Sommerpläne*

Am 22. August gehen wir in Ferien nach Italien, vom 9. bis 16. September ist eine internationale Physiker-Konferenz in Rehovoth, Israel, „On Nucleon Structure“, vom 22. bis 28. September eine zweite in Padua und Venedig on „Mesons and recently discovered particles“.[3] Ich möchte gerne zu beiden gehen. *Könnten Sie wenigstens zu einer der beiden Konferenzen kommen?* Ab 1. Oktober

(etwa) bin ich wieder in Zürich bis etwa Mitte Januar 1958. Nach Berkeley soll ich erst vom 1. Februar bis etwa 20. Mai 1958.[4]

*Schweiz*

*Villars* hat sich *noch nicht* entschieden.[5] Houtermans sagte, die Angelegenheit in Bern mit dem Extraordinariat, das *Thirring* angeboten werden soll, ginge gut voran. Heitler sagte mir, daß er *Thellung* berufen wolle. (In der Frage der Wahl zwischen ihm und Ihnen hatte und habe ich nichts zu sagen.) *Wäffler* hat nun endgültig seine Stelle an der Uni in Zürich aufgegeben und bleibt in Mainz,[6] so daß auch ein neuer Extraordinarius für *Experimentalphysik* an der Uni berufen werden muß.

*Parity*

Aus meinem ‚letter' ist ein kleineres paper geworden, das nun vervielfältigt wird.[7] Enz hat noch einen ‚letter' dazu geschrieben.[8] Sie erhalten bald einen preprint.

Für Ihre Neuigkeiten über tiefe Temperaturen und für Ihre Kritik von Bardeen vielen Dank.

An der Rochester-Konferenz[9] gab es, wie ich hörte, nichts wesentlich Neues. Källén und Schwinger hatten dort eine Art Zusammenstoß,[10] der auch als „non-illuminating fire-work" beschrieben wurde. Puppi behauptet, experimentelle Widersprüche zu Chew-Low's Dispersionsrelationen gefunden zu haben.[11] Marshall berechnete ein phänomenologisches Potential, das die Nukleonstreuung bis 300 MeV (einschließlich Polarisation) gut wiedergibt.[12] (Es enthält sowohl ‚hard core' als auch Spin-Bahnkopplung.)

Jost will im September bis Januar nach Princeton ans Institute gehen,[13] wo auch Lehmann sein wird. Er und Enz lassen auch sehr grüßen.

Herzliche Grüße von mir selbst Ihr W. Pauli

## Anlage zu [2610]

### Pauli an den Registrar der University of Sydney

Zürich, 6. Mai 1957

Dear Sir!

I learn from your letter of March 15th that it is a tradition of your University to arrange a kind of a ballot over the world, when somebody applies for appointment to the grade of Reader.

According to my opinion it will be a considerable improvement of the Department of Physics of your University if Dr. M. R. Schafroth would get this position of a Reader. He fulfills, indeed, very excellently all conditions for it, which have been formulated in your letter. Particularly the continuation of his investigations on the still unsolved problem of supraconductivity which he started in Sydney, seems to me greatly desirable. Schafroth shows a distinguished originality in the choice and treatment of scientific problems and is also well able to direct the research work of younger fellows.

Yours faithfully, [W. Pauli]

[1] Dieser Brief ist nicht erhalten.
[2] Siehe das in der Anlage zum Brief [2610] wiedergegebene Schreiben.
[3] Siehe die Kommentare zu den Briefen [2698 und 2701].
[4] Siehe hierzu den Kommentar zum Brief [2841].
[5] Pauli hatte seinen ehemaligen Assistenten schon in seinem vorhergehenden Brief [2604] über die Berufsaussichten für Physiker in der Schweiz unterrichtet, weil Schafroth in seine Heimat zurückzukehren wünschte.
[6] Hermann Wäffler hatte zum Wintersemester 1957 eine Berufung an das von Josef Mattauch geleitete *Max-Planck-Institut für Chemie* in Mainz angenommen (vgl. Band **IV**/3, S. 579), wo für ihn eine eigene Abteilung für Hochspannungsforschung eingerichtet worden war (vgl. *Die Naturwissenschaften* **45**, 591, 1958). Sein Nachfolger an der *Universität Zürich* wurde Ernst Brun.
[7] Paulis *paper* (1957d) ging am 14. Mai bei der Redaktion von *Il Nuovo Cimento* ein.
[8] Enz (1957).
[9] Siehe den Kommentar zum Brief [2600].
[10] In den *Proceedings* der *7. Rochesterkonferenz* wurden an dieser Stelle {im Anschluß an Källéns Referat (1957)} an Stelle der ursprünglichen Diskussion nachträgliche Bemerkungen von Schwinger und Källén eingefügt.
[11] Vgl. Puppi (1957).
[12] Vgl. Marshall (1957).
[13] Vgl. den Kommentar zum Brief [2620].

## [2611] Pauli an Lüders

[Zürich], 7. Mai 1957

Sehr geehrter Herr Lüders!

Dank für Ihren Brief vom 2.[1]

Den pädagogischen Charakter Ihrer neuen Arbeit über das TCP-Theorem[2] hatte ich schon richtig verstanden und bin ganz einig mit Feshbach und Feld (die ich sehr grüßen lasse), daß es nützlich ist, sie zu veröffentlichen.

Das Theorem von O. Klein ist wohl überflüssig. Es freut mich, daß Sie mein Prinzip einfacher Bewegungsgleichungen als vernünftig anerkennen und ich bin sicher, daß man so wieder auf Kinoshitas Familien zurückkommt.

Zur Formulierung der Paritätsbedingung: läßt man beliebige Transformationen

$$\psi'^{\nu} = e^{i\alpha\gamma_5+i\beta}\psi_\nu \quad (\alpha, \beta \text{ reell})$$

zu, so lautet die *invariante* Paritätsbedingung nach D. L. Pursey* (Edinburgh)

$$C_j C'^{*}_k + C'_j C^{*}_k = 0. \qquad (j, k = 1, \ldots 5)$$

Nur von invarianten Kombinationen** der $C$ und $C'$ können die empirisch bestimmbaren S-Matrixelemente abhängen. (Damit ist die im letter von Iwanenko aufgeworfene Frage[3] beantwortet.)

Unabhängig von Pursey habe ich das nämliche Prinzip auf den double $\beta$-decay angewandt bei Theorien, welche den Erhaltungssatz der Leptonladung verletzen. Ich setzte dabei zwar die Neutrinomasse 0, interessierte mich aber mehr für die *Vier*- als für die Zweikomponententheorie. Will man die letztere behandeln, *ohne* den Erhaltungssatz der Leptonladung vorauszusetzen, so ist die Majoranaform (die ich als *bekannt* voraussetzte), bequem.

Darüber habe ich ein (sehr bescheiden gemeintes) paper geschrieben,[4] in welchem die invarianten Kombinationen der Kopplungskonstanten angegeben sind.

Ist vielleicht doch nützlich! (Ich schicke Ihnen einen preprint nach Berkeley.) Neben

$$\psi'_\nu = e^{i\alpha\gamma_5}\psi_\nu \tag{I}$$

muß man aber in der Vierkomponententheorie (für $m_\nu = 0$) auch noch die andere Transformation

$$\varphi'_\nu = a\psi_\nu + b\gamma_5\psi_\nu^C\,, \qquad |a|^2 + |b|^2 = 1 \tag{II}$$

$$(\psi_\nu^C = \text{ladungskonjugiert})$$

zulassen. {N. B. (I) und (II) vertauschen.}

Obwohl ich die Argumente, die zugunsten der Zweikomponententheorie angeführt werden, zu kennen glaube, bin ich *gar nicht* von dieser überzeugt. (Ich habe sie nie mögen und die Majorana-Theorie übrigens auch nicht.) Die Meinung, man könne den Neutrinofluß der pile *nicht* bis auf einen Faktor 2 genau bestimmen, ist mir sehr verdächtig; das experimentelle Ergebnis von Cowan + Reines könnte doch richtig, die Zweikomponententheorie demnach falsch sein.

Aber das wird sich wohl alles bald herausstellen, ebenso auch die Gültigkeit oder Ungültigkeit der T ($\sim$ CP)-Invarianz.[5]

Mit den besten Grüßen Ihr W. Pauli

[1] Vgl. den Brief [2609].
[2] Vgl. Lüders (1957c).
* Nuovo Cimento, preprint. {Vgl. Pursey (1957a).}
** Eine andere ist: $C_j C_k^* + C_j' C_k'^* - C_j^* C_k - C_j'^* C_k'$.
[3] Vgl. hierzu die Bemerkung in Lüders Brief [2609].
[4] Pauli (1957d).
[5] Vgl. hierzu den Brief [2543].

## [2612] Pauli an Salam

[Zürich], 7. Mai 1957

Dear Salam!

Thanks for your amusing letter.[1] Meanwhile I saw many persons, who were present in Rochester, at a meeting in the Black Forest (Germany),[2] including Lehmann, Symanzik and Källén, and I also saw Fierz here in Switzerland. Moreover I just read Lee's report.[3] All agree, that there was not much of new results in Rochester.

I am rather curious, how the experiments of C. S. Wu on the S and V parts of $\beta$-decay and on T-Invariance will turn out[4] and I am also looking forward

to the results on the $\beta$-decay of polarized free neutrons from Oak Ridge.[5] I am prepared to new surprises.

Moreover – in spite of all arguments and all propaganda – I am *not* convinced on the two-component theory. Is it really true, that the flux of neutrinos coming from piles cannot be measured more accurately than a factor 2? Are not there prejudices in favour of a two-component theory involved? I better wait for Lederman's definite results on the $\mu^+$-spin (without taking preliminary results too seriously).[6]

I would prefer a *four*-component neutrino to *two* 2-component neutrino, which you have in mind.

In connection with your moderation of universalism by the individual restmasses I would like to ask you, how you explain the absence of $\pi \to e + \nu + \gamma$ (photon)[7] (and also the missing of $\mu^{\pm} \to e^{\pm} + \gamma$ and of $\mu^{\pm} + N \to N + e^{\pm}$ and of $\mu^{\pm} \to e^{+} + e^{-} + e^{\pm}$) ?? I discussed this also with Jensen in Germany and we do *not* see how your considerations on $\pi \to e + \nu$ without photon can help *here*, as the tensor interaction will give a contribution, if the photon comes into play! I am looking forward to your answer.

I have written down now my paper „on the conservation of the lepton charge"[8] and will send a preprint to you to London.[9] It is somewhat enlarged in comparison with what I have told there, the list of invariant combinations of the coupling constants being more complete now. But I am afraid, that many will find my paper superfluous. By the way, the identity of the Majorana-theory (for $m_\nu = 0$) and the two-component theory is completely treated in an older paper by *J. Serpe*, Physica **18**, 295, 1952.[10] (One should tell this to Case.)[11] So, of course, I quoted this in my paper as something already well known.

I found the 4-component theory more interesting than the 2-component theory in my paper. We shall see, what the experiments will tell.

Whether or not the conservation law holds, will be known only, if Libby[12] will spend more money for it.

Regards to yourself, Goudsmit, Yuan, Davis. Yours old W. Pauli

[Zusatz am oberen Briefrand:] I have now decided, *not* to go to Lille.[13] The congress will be too $\varepsilon$-tic for me and moreover, I am tired of meetings at present. There will be more in September in Israel and in Italy.[14]

[1] Dieser und Salams weitere Antwortbriefe sind leider verschollen.
[2] Siehe hierzu den Kommentar zum Brief [2608].
[3] Vgl. Lee (1957a).
[4] Im September 1957 während der Konferenz in Rehovoth berichtete Wu (1957b) über ihre neuesten Messungen.
[5] Siehe hierzu auch die Bemerkungen in den Briefen [2623, 2625 und 2627].
[6] Vgl. Garwin, Lederman und Weinrich (1957).
[7] Über das Ausbleiben dieser Reaktion hatte sich Pauli auch schon in seinen vorangehenden Briefen [2569, 2570 und 2577] an Fierz und an Salam gewundert.
[8] Pauli (1957d).
[9] Vgl. die im Kommentar zum Brief [2592] wiedergegebenen Aufzeichnungen dieser London Vorlesung.
[10] Serpe (1952).

[11] Vgl. hierzu auch Case (1957a).
[12] Vgl. hierzu Telegdis Bemerkung in seinem Kommentar zum Brief [2465].
[13] Dieser Kongreß in Lille fand vom 3.–8. Juni 1957 statt (vgl. *Colloques Internationaux* [1957]).
[14] Pauli bezieht sich auf die Konferenzen in Rehovoth und in Venedig und Padua (vgl. die Kommentare zu den Briefen [2698 und 2701]).

## [2613] Frauenfelder an Pauli

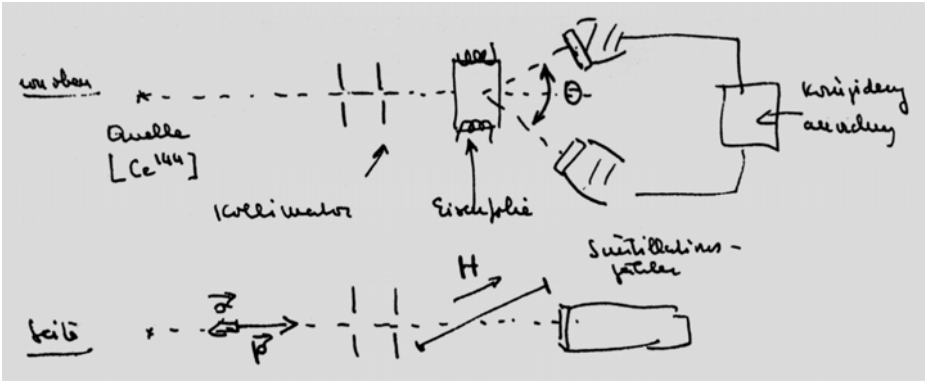
*Delta Air Lines*, 8. Mai 1957

Lieber Herr Professor Pauli!

Ich habe schon ein ganz schlechtes Gewissen, daß ich Ihnen auf Ihren Brief[1] noch nicht geantwortet habe. Wir haben jedoch in der letzten Zeit sehr viel gemessen und dazu noch viel Besuch gehabt, unter anderen den Schulratspräsidenten, Scherrer, Brandenberger[2] .... Heer war auch einige Tage bei uns.

Die Paritätsmessungen gehen gut, und gerade gestern habe ich die ersten positiven Resultate einer neuen Methode erhalten. Anstatt die longitudinale Elektronenpolarisation zuerst in eine transversale umzuwandeln und dann mit Mott-Streuung zu messen,[3] benützen wir die Møller-Streuung.[4] Der Wirkungsquerschnitt für Streuung bei „parallelen Spins" ist ja wegen dem Pauliprinzip viel kleiner als derjenige für „antiparallele Spins".[5] Das stimmt wenigstens, solange das gestreute und das herausgeschlagene Elektron gleiche Energie besitzen. (Diese Methode habe ich am Rochester Meeting lange mit Dyson besprochen.[6] Aus diesen Diskussionen heraus ist die jetzige Anordnung entstanden.)[7]

Wir benützen die folgende Anordnung




Durch Auswahl des Winkels $\theta$ und der Energie der Elektronen können wir $\beta \equiv \left(\frac{v}{c}\right)$ der Primärelektronen auslesen. Wir messen dann die Koinzidenzen für

$$\boldsymbol{H} \parallel \boldsymbol{p} \quad \text{und} \quad \boldsymbol{H} \uparrow\downarrow \boldsymbol{p}\,.$$

Daraus, und mit Kenntnis von

$$\sigma_{\uparrow\downarrow}, \quad \sigma_{\uparrow\uparrow}, \quad \boldsymbol{H}, \quad \text{und} \quad f$$

(der Zahl der im Eisen ausgericheten Elektronen) läßt sich die ursprüngliche Polarisation P leicht berechnen. Vorteile dieser Methode sind:

1. Anwendbar für $e^+$ und $e^-$.
2. Genauer berechenbar als Mottscattering.
3. Weniger Streuprobleme in der Folie.
4. Keine Umwandlung longitudinal-transversal nötig.

Bisher, d. h. in den letzten 24 Stunden, haben wir das folgende Resultat:

$$\mathrm{Ce}^{144} e^- \beta \sim 0.9 \qquad \frac{c_\uparrow - c_\downarrow}{\frac{1}{2}(c_\uparrow - c_\downarrow)} = 0.05 \pm 0.01.$$

Daraus folgt: Polarisation $P = 0.8 \pm 0.2$.

Die Probleme, die wir in den nächsten Wochen angreifen wollen, sind:

a) Sehen, ob die Fermiwechselwirkung S oder V oder eine Mischung ist.

Es sind vorläufige Messungen vorhanden, die andeuten, daß sie $\frac{1}{2}S + \frac{1}{2}V$ ist; orthogonal. (Bitte entschuldigen Sie die Schrift, das Flugzeug wackelt.)

Die Messungen (Allen, Stähelin)[8] sind sehr unsicher. Die Polarisation eines $0^+ \to 0^+$ Überganges wäre eindeutig.

b) Vergleich eines $e^-$ und $e^+$-Überganges, um zu sehen, ob wir Coulomb-Terme finden (d. h., ob T auch nicht erhalten ist).

Wie schnell die Messungen gehen, weiß ich nicht. Die Methode scheint aber schneller zu sein als die Mott-Streuung. An der machen wir jedoch auch weiter, da dort noch viel zu tun ist.[9]

Sobald ich mehr weiß, werde ich wieder berichten. (Vielleicht mündlich, wir werden ja am 10. Juni in der Schweiz eintreffen.)

Mit herzlichen Grüßen Ihr Hans Frauenfelder

[1] Vgl. den Brief [2580].
[2] Der Kristallograph Ernst Brandenberger hatte 1930 an der ETH in Zürich promoviert und war daraufhin an der Eidgenössischen Materialprüfungs- und Versuchsanstalt tätig.
[3] Frauenfelder, Bobone et al. (1957). Siehe hierzu auch den Kommentar zum Brief [2580].
[4] Frauenfelder, Hanson et al. (1957a).
[5] Siehe hierzu Hofstadters Übersichtsreferat (1958) über Elementarteilchen-Streutheorie.
[6] Frauenfelders Referat über „Polarization of beta rays from unoriented nuclei“ wurde (at the author's request) nicht in den *Proceedings* der *Seventh Annual Rochester Conference* aufgenommen.
[7] In ihrer Veröffentlichung dankten Frauenfelder, Hanson et al. (1957a) „Professor F. J. Dyson for valuable discussions during which many of the ideas of the present experiment were developed.“
[8] Vgl. Herrmannsfeldt, Maxson, Stahelin und Allen (1957). Siehe hierzu auch die Briefe [2634 und 2653].
[9] Vgl. hierzu die am 13. Juni 1957 eingegangene Veröffentlichung von Frauenfelder et al. (1957b).

## [2614] Pauli an Frauenfelder

[Zürich], 10. Mai 1957

Lieber Herr Frauenfelder!

Vielen Dank für Ihren interessanten Brief vom 8.[1] Natürlich bin ich sehr neugierig auf Resultate über S und V-Mischung der Fermiwechselwirkung und über T-Invarianz. Bitte schreiben Sie mir, sobald Sie etwas wissen.

Ich habe starke Zweifel an der Richtigkeit der 2-Komponententheorie trotz der Propaganda dafür von seiten vieler Theoretiker. In dieser Verbindung möchte ich Sie fragen:

1. Ist es denn wahr, daß man den Neutrinofluß aus einer pile wirklich nicht bis auf einen Faktor 2 genau messen kann? Die Bestimmung des Absorptionsquerschnittes der Neutrinos (Cowan und Reines) wäre ja das entscheidende Experiment für oder gegen die 2-Komponententheorie.

2. Ich weiß auch nicht, wie *quantitativ* sicher die „*Maximal*-Asymmetrie" Argumente sind.

Mir wäre eigentlich eine 4-Komponententheorie lieber (die Majorana – oder sonstwie äquivalent dazu – verkürzte Theorie habe ich nie mögen).

Viele Grüße Ihr W. Pauli

[1] Vgl. den Brief [2613].

## [2615] Pauli an Kröner

Forch, 10. Mai [1957]
[Postkarte]

Lieber Herr Kröner!

Wo stecken Sie? In Zürich?

Ich schlage vor: Gonseth-Seminar soll Fierz zu Referat über Bristol-Kongreß[1] einladen. Anschließend Diskussion mit ihm, *Professor Gonseth*, Ihnen und mir.

Was macht Jubiläumsnummer der Dialectica?[2]

Viele Grüße Ihr W. Pauli

[1] Fierz hatte an dem vom 1.–4. April 1957 in Bristol von der *Colston Research Society* organisierten Philosophenkongreß teilgenommen und dort über das quantenmechanische Beobachtungsproblem {vgl. Fierz (1957a)} gesprochen. Pauli, der ebenfalls eingeladen worden war, hatte jedoch keine Lust gehabt, sich an diesem „Philosophaster-Kongreß" zu beteiligen, weil dort „über Determinismus und Indeterminismus geschwätzt werden" sollte (vgl. die Briefe [2561 und 2582] sowie den Hinweis in Band **IV**/3, S. 634).

[2] Die Zeitschrift *Dialectica*, zu deren Beratern Pauli seit ihrer Gründung gehörte (vgl. Band **III**, S. 438), hatte 1956 ihr zehnjähriges Bestehen gefeiert.

## [2616] Pauli an Pallmann

[Zürich], 10. Mai 1957[1]
[Maschinenschrift]

Sehr geehrter Herr Präsident!

Vom 9.–16. September dieses Jahres findet in Rehovoth (Israel) ein internationaler Kongreß über Kernstruktur statt.[2] Ein vorläufiges Programm der Tagung liegt bei.

Die Kongreßleitung sandte mir eine Einladung mit der ausdrücklichen Anfrage, ob mir ein Teil der Reisekosten von der Hochschule ersetzt werden könnte, fügte aber hinzu, daß, wenn nötig, die Fonds der Konferenz auch die gesamten Reisekosten ersetzen könnten. Um diese Anfrage beantworten zu können, möchte ich nun bei Ihnen rückfragen, ein wie großer Reisevorschuß mir zum Besuch dieser Konferenz von der ETH bezahlt werden könnte. Der Preis des Flugbillets Zürich-Jerusalem retour beträgt: Touristenklasse Fr. 1365.–, I. Klasse 1979.–

Mit vorzüglicher Hochachtung W. Pauli

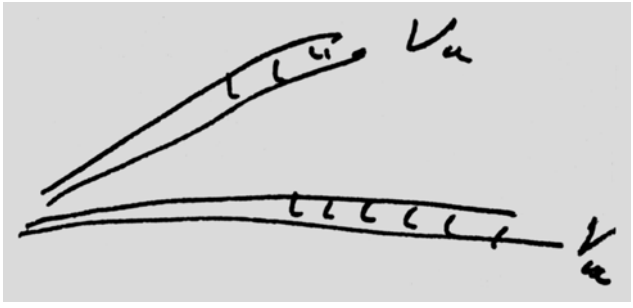
[1] Auch abgedruckt bei Enz, Glaus und Oberkofler [1997, S. 293].
[2] Siehe hierzu den Kommentar zum Brief [2698].

## [2617] Pauli an Stern

Zürich, 10. Mai 1957

Lieber Stern!

Die Stelle, wo ich in meinem alten Handbuch-Artikel („neues Testament“) *wesentlich* die lineare Superposition benützen mußte, steht auf p. 146, 147.[1] Und zwar hat es mit *Molekularstrahlen* zu tun. Ich denke mir dort einen Ablenkungsversuch, der verschiedene stationäre Zustände zu trennen erlaubt: *nach* seiner Ausführung soll das Molekül oder Atom praktisch mit *Sicherheit* in vollständig *getrennten* Gebieten $V_n$, $V_m$ liegen, falls das Molekül anfangs mit *Sicherheit* in den Zuständen $n$, $m$ war.




Sei $Q$ die Koordinate des Schwerpunktes des abgelenkten Atoms (Moleküls), $q$ die Koordinaten der Teilchen des Systems relativ zu dessen Schwerpunkt.

Ist das Molekül anfangs im Zustand $n$, so sei die Lösung *nach* der Ablenkung

$$\psi_n(q, Q; t) = a_n(Q, t)u_n(q, Q)$$

↓

Die Abhängigkeit der $u$ von $Q$ fällt fort, wenn die Atome in ein Raumgebiet konstanten äußeren Feldes gekommen sind.

Es ist

$$\int a_n^* a_m dQ = \begin{cases} 0 \text{ für } n \neq m \\ 1 \text{ für } n = m \end{cases}$$

$$a_n(Q, t) = 0 \text{ außerhalb } V_n(t).$$

Nun kommt das punctum saliens: Ich will nun mit einem *allgemeinen* Zustand $\psi$ anfangen, der *kein* stationärer Zustand zu sein braucht.

Dann möchte ich postulieren: die Wahrscheinlichkeit, daß das Molekül anfangs im Zustand $n$ war, soll gemessen werden durch die Wahrscheinlichkeit, daß der Schwerpunkt *nach* dem Ablenkungsversuch im Gebiet $V_n$ ist.

$$W_k = \int\limits_{V_n} W(Q)dQ.$$

Das kann ich *nur* widerspruchsfrei begründen, wenn ich eine *lineare Superposition* annehme: *Dann* geht es so: Anfangszustand $\sum c_n u_n(q)$, Endzustand *wegen Linearität*

$$\psi(q, Q, t) = \sum c_n \Psi_n(q, Q_i, t) = \sum c_n Q_n(Q, t)u_n(q, Q)$$

$W(Q)dQ$ – was immer die $q$ seien – ist

$$W(Q)dQ = dQ \int \psi^* \psi(q, Q, t)dq = \sum_n |c_n|^2 |Q_n(Q, T)|^2 dQ$$

wegen Orthogonalität der $u_n$:

$$\int u_n^*(q)u_m(q)dq = \begin{cases} 0 \text{ für } n \neq m \\ 1 \text{ für } n = m \end{cases}$$

also

$$\int\limits_{V_n} W(Q)dQ = |c_n|^2$$

Das ist die Rechtfertigung für die Interpretation.

$|c_n|^2$ ist die Wahrscheinlichkeit dafür, das System im Zustand $E_n$ anzutreffen.

Die $Q$-Integration *macht* die Mittelung über die Phasen der $c_n$.

Separation in Teilsystem $Q$ und $E_n$ *macht* Entropievermehrung.

Ohne *Linearität der Superposition* konnte ich eine solche Betrachtung *nicht* durchführen. Ein Zusammenhang mit Entropiefragen ist mir sehr wahrscheinlich und plausibel.

Viele Grüße Ihr W. Pauli

[1] Pauli (1933a).

## [2618] Pauli an Frauenfelder

Forch, 11. [Mai 1957][1]
[Postkarte]

Dear Frauenfelder!

Nachtrag zu Positronen ($e_+$):[2] Werden sie an $e_-$ Møller-gestreut, so hilft Ihnen natürlich das Ausschließungsprinzip nicht mehr.

Viele planen Polarisation per Annihilationsstrahlung von $e_+$ zu messen. Wie wollen Sie es machen?

Bin sehr neugierig. Inzwischen herzliche Föhngrüße aus der Heimat

Ihr W. Pauli

[1] Von dieser Karte existiert eine sehr unvollkommene Kopie, auf der von dem Poststempel nur noch 11. ... zu erkennen ist. Das Datum wurde aus dem inhaltlichen Kontext und dem Hinweis auf eine solche Karte (in Frauenfelders Antwortbrief [2622]) erschlossen.
[2] Vgl. Frauenfelders Brief [2613].

## [2619] Pauli an Fierz

Zürich, 16. Mai 1957

Lieber Herr Fierz!

1. Ich erhielt einen Brief von Yang aus Paris,[1] worin er (eben über die von Ihnen letzten Montag diskutierte Frage) schreibt:

Garwin and Lederman have measured the $\mu$-spin directions in $\pi$ decay.
It gives $\pi^+ \to \mu^+ + \nu$
*not* $\pi^+ \to \mu^+ + \bar{\nu}$.
So $\mu^-$, $e^-$ and $\nu$ seem to be leptons, $\mu^+$, $e^+$, $\nu^-$ antileptons.

Soweit scheint man also *nicht* der Zweikomponententheorie einen Strick drehen zu können. Wir versuchen nun, Lee für Ende Juni nach Zürich einzuladen (er bleibt einige Zeit in Paris),[2] dann könnte er selbst auch über harte Kugeln erzählen.[3] Wir werden sehen, ob er kommen kann.

2. Ich will Samstag um 10.05 nach Basel zur Eulerfeier[4] kommen (10.30 ist ja Festsitzung in der Aula) und dann irgendwann am Abend zurückfahren. (Freitag will ich schwänzen.) Jost wollte mitkommen.

Er erzählte mir gestern neue Überlegungen zum CPT-Theorem (mit Hilfe komplexer Lorentztransformationen),[5] die ich interessant finde, da die Lokalitätsbedingung (= „Kausalität“) bei ihm in einer neuartigen Weise in die Voraussetzungen eingeht. Wir könnten das Samstag abend zu dritt besprechen.

Viele Grüße und auf Wiedersehen Ihr W. Pauli

Soeben kommt ein Brief von Thirring vom M.I.T.,[6] der mitteilt, daß ein neues Experiment von *M. Deutsch* der Zweikomponententheorie klar *widerspricht*:[7] Er fand, daß die Polarisation von $e^+$ beim Zerfall von $Cl^{34}$ (nur Fermi) dieselbe ist wie die von $e_-$ bei Gamow-Teller-Übergängen. Wenn das Neutrino bei $e^+$-Emission umgekehrt geschraubt ist wie bei $e^-$-Emission, so folgt $-$Vektor

für die Fermiwechselwirkung. Andererseits spricht das Fehlen der Fierz-Terme sowie Rückstoßexperimente bei $e_-$ für Skalar.

Ich glaube, ebenso wie Thirring an letzteres, dagegen ist die Zweikomponententheorie anscheinend unrichtig.

Nochmals viele Grüße Ihr W. Pauli

[1] Dieser Brief, auf den Pauli auch in seinem Antwortschreiben [2625] an Yang hinweist, ist nicht erhalten. In einem Kommentar zu seinen *Selected papers* [1983, S. 42f.] erwähnte Yang auch seinen Europaaufenthalt im Sommer 1957 (vgl. hierzu die Anm. zum Brief [2511]). Am 11. Juli kam er auch nach Zürich und hielt einen Vortrag in der Physikalischen Gesellschaft (vgl. den Brief [2661]). Yang erinnert noch „vividly my visit to Zürich in the summer of 1957" und lieferte in einem Schreiben vom 27. August 2002 an den Herausgeber folgende Darstellung: „I was visiting CERN for about 2 months, July and August, that year, and Pauli invited me to give a talk at the ETH. I went, alone without my wife, I remember. I talked about the most interesting topic: whether beta decay interaction was S-T or V-A. There were great confusions because of the wrong experimental results of C. S. Wu's students: Rustad and Ruby. Pauli was intensely interested in the details of all the many beta decay experiments and asked many questions. – Later that evening Professor Pauli and Mrs. Pauli kindly gave a party for me in their apartment. I remember we all sat around a big circle and chatted about old and new developments in physics. He was in good shape and good spirits. I don't remember his ever mentioning his work with Heisenberg. Maybe that started later in the fall."

[2] Wie wir in den folgenden Briefen [2668 und 2678] erfahren, wollte Lee im Herbst auch an den Konferenzen in Rehovoth und in Venedig teilnehmen. Yang war ebenfalls im Juli zu Besuch in Zürich (vgl. den Brief [2653]).

[3] Pauli bezieht sich auf die von Lee, Huang und Yang (1957) untersuchten Systeme von harten Kugeln mit Bosestatistik, für die sich auch Fierz (1956a) im Zusammenhang mit den von ihm untersuchten Problemen der Kondensation interessierte (vgl. Band **IV**/3, S. 697, 782f. und 794).

[4] Die 250. Wiederkehr des Geburtstages von Leonhard Euler wurde am 17. und 18. Mai 1957 von der *Schweizerischen Mathematischen Gesellschaft* unter dem Patronat der Regierung des Kantons Basel-Stadt und der *Schweizerischen Naturforschenden Gesellschaft* gefeiert. Die Festsitzung fand am Samstag, den 18. Mai in der Aula der Universität statt. Außer Ansprachen von Andreas Speiser und Clifford A. Truesdell enthielt das Programm auch einen Vortrag von Heinz Hopf über „Der Eulersche Polyedersatz, ein Ausgangspunkt und ein Zentrum der Topologie". Unter den zahlreichen Teilnehmern befand sich auch Emil Alfred Fellmann, einer der späteren Mitherausgeber der Eulerschen Werke, der sich jedoch nicht mehr an „die allfällige Präsenz Paulis" unter den Gästen erinnern konnte. – Vgl. auch den zu diesem Anlaß in den *Physikalischen Blättern* abgedruckten Aufsatz von Hofmann (1958).

[5] Vgl. Jost (1957a) sowie sein Übersichtsreferat (1960) im *Pauli Memorial Volume*.

[6] Dieser Brief ist nicht erhalten.

[7] Vgl. auch die Bemerkungen von Oppenheimer und Frauenfelder in den folgenden Briefen [2620 und 2622]. Wie wir dann aber in einem weiteren Schreiben [2635] von Frauenfelder erfahren, mußten Deutsch und Goldhaber im Juni ihr eingesandtes *Letter* wieder zurückziehen.

## *Res Jost läßt sich zum Herbst 1957 nach Princeton beurlauben*

Nach Absprache mit Pauli und Oppenheimer[1] hatte Jost am 23. Mai 1957 bei dem Schulratspräsidenten ein Urlaubsgesuch eingereicht,[2] in dem er die Zweckmäßigkeit seines Aufenthaltes in Princeton folgendermaßen begründete:

„Seit etwa einem Jahr beschäftige ich mich, immer in engerem Kontakt mit Herrn Lehmann in Hamburg, mit gewissen allgemeinen Fragen, die die

Grundlagen der jetzigen Feldtheorie betreffen. Solche Untersuchungen scheinen mir, falls man im Rahmen der jetzigen Denkgewohnheiten in der Theorie der Elementarteilchen bleibt, notwendig. Sie wurden wesentlich durch zwei Gruppen von jüngeren Physikern gefördert.

Die eine Gruppe besteht unter anderen aus den Herren Lehmann, Zimmermann und Symanzik.[3] Die andere Gruppe aus Leuten aus Princeton, wie die Herren Wightman, Bargmann und Herr Goldberger. Dazu kommt noch Herr Källén in Kopenhagen. Nun werden die Herren Lehmann und Zimmermann im nächsten Jahr in Princeton sein.[4] Es scheint mir dies eine gute Gelegenheit, im täglichen Kontakt mit diesen Physikern, die Fragestellungen abzuklären. Und man kann wenigstens hoffen, daß aus einem solchen Zusammentreffen eine Stimulierung hervorgeht, die sich auch später noch im Rahmen unserer Schule auswirkt.

Es kommt dazu, daß diese Forschungsrichtung zum Teil mit in der Physik neuen mathematischen Methoden arbeitet. Dabei steht zunächst die Funktionentheorie von vielen komplexen Variablen im Vordergrund. Auch dafür ist Princeton ein geeigneter Ort, da Herr Bochner an der dortigen Universität dieses Gebiet bearbeitet hat.[5]

Persönlich fällt für mich in Betracht, daß ich die erwähnten Physiker schon kenne, und daß mir auch das Institute for Advanced Study nicht unbekannt ist. Ich glaube daher, daß sich schon ein kürzerer Aufenthalt dort lohnen würde."

Diesem Schreiben fügte Pauli am 23. Mai die die Dauer der Beurlaubung einschränkende Bemerkung an: „Das Urlaubsgesuch von Jost erfolgt im Einvernehmen mit mir, was die zeitliche Datierung seines Urlaubs in Verbindung mit dem Lehrbetrieb an der ETH betrifft." Der Schulrat genehmigte daraufhin nur einen Urlaub für die drei Monate Oktober bis Dezember 1957.

Weniger zufrieden äußerte sich Pauli über das Ergebnis dieser Reise. Erst im November erhielt er einen lang erwarteten Brief von Jost [2751], „in dem so gut wie nichts steht." Und noch negativer lautete sein Urteil, als Jost dann im Januar 1958 „mit leeren Händen" [2832] wieder nach Zürich zurückkehrte. Die Beziehung zwischen Pauli und Jost begann sich von nun an zunehmend zu verschlechtern. In einem Schreiben vom 2. Mai 1958 beschwerte sich Jost seinerseits bei Oppenheimer über Paulis „Aggressivität", mit der er sich „nur noch tiefer in den Sumpf arbeitet."

[1] Vgl. die Anm. zum Brief [2596].

[2] Vgl. Enz, Glaus und Oberkofler [1997, S. 293f.]. – Wie wir bereits in Paulis Schreiben [2610] an Schafroth erfahren haben, hatte Jost schon im Mai 1957 beim Schulratspräsidenten um einen Urlaub vom September bis zum Januar 1958 nachgesucht.

[3] Siehe auch Paulis Bemerkungen über die Arbeiten des *Feldvereins* in seinem Schreiben [2625] an Yang. Außer Lehmann und Zimmermann war auch noch Rudolf Haag in Princeton (vgl. auch die Bemerkungen in Paulis Brief [2873] vom 16. Februar 1958 an Weisskopf).

[4] W. Zimmermann war ebenfalls seit dem Herbst 1957 am *Institute for Advanced Study* in Princeton zu Gast (siehe auch den Hinweis in Bargmanns Brief [2835]). Am 29. Dezember 1957 sandte er Heisenberg einen ersten Bericht über seine Eindrücke und seine wissenschaftliche Tätigkeit: „Mittlerweile habe ich mich hier in Princeton gut eingelebt. Wir haben in unmittelbarer Nähe des Instituts eine hübsche, modern eingerichtete Wohnung vorgefunden, in der wir uns sehr wohl fühlen. Der einzige Nachteil ist vielleicht, daß in unserer Nachbarschaft mehr Ausländer als Amerikaner

wohnen und besonders viele Deutsche, sodaß unser Englisch nicht allzu große Fortschritte macht. – Feldphysiker sind dieses Jahr hier in großer Zahl vertreten, doch so gleichmäßig auf die verschiedenen Gebiete verteilt, daß der Wirkungsgrad nicht darunter leidet. – Ich möchte Ihnen nur kurz über den Fortgang meiner in Göttingen begonnenen Arbeit über gebundene Zustände berichten. Die Fragestellung war, ob es in einer kausalen und invarianten Theorie möglich ist, zu einem stabilen gebundenen Zustand einen lokalen Feldoperator zu finden, der asymptotisch in die ein- und auslaufenden Felder des betreffenden Zustands übergeht. Als Modell kann man beispielsweise die Wechselwirkung eines geladenen skalaren Nukleonenfeldes $\psi(x)$ der Masse $m$ mit einem neutralen skalaren Mesonenfeld $A(x)$ der Masse $\kappa$ betrachten. Die Wechselwirkung sei so beschaffen, daß ein stabiler Deuteronzustand mit Ladung 2, Spin 0 und Masse M existiert. Unter sehr allgemeinen Voraussetzungen kann man dann eine allgemeine $S$-Matrixformel ableiten. ... Vor vier Wochen habe ich im hiesigen Theoretiker-Seminar darüber vorgetragen. Herr Haag, Herr Nishijima und ich sind in diesen Fragen zu einer vollen Übereinstimmung gelangt."

[5] Der aus Polen stammende Mathematiker Salomon Bochner (1899–1982) hatte 1921 in Berlin promoviert und zeitweilig in Kopenhagen, Oxford, Cambridge und München gearbeitet, bevor er 1933 in die USA emigrierte und 1939 in Princeton eine Professur erhielt. Sein bevorzugtes Forschungsgebiet war die Funktionentheorie. 1966 publizierte er sein bekanntes mathematikhistorisches Werk über *The role of mathematics in the rise of science*.

## [2620] Oppenheimer an Pauli

Princeton, 17. Mai 1957
[Maschinenschriftliche Durchschrift]

Dear Wolfgang!

For many months it has been on my mind to encourage you and Franca to come here next spring, either before or after your visit to Berkeley or, if at all possible, at both times.[1] I do not know the precise dates for Berkeley, nor does it matter; though we expect to go to Europe next spring, it will hardly be before mid-April. I would not like, by the ardor of what I write, to put any further limitations on Jost's visit here, beyond those which he already expects, and of which he wrote to me some time ago. Except for that, my ardor is unlimited; and so, of course, is Kitty's. Let us know how it stands.

Your general views on the pleasant events in physics I have learned from time to time from Yang, Case and Fierz,[2] and other friends. Do you suppose that we could make a small bet, consistent with our fortunes, and unlikely to alter the views of posterity as to our respective merits in foretelling physics? If so, I would like to bet that T will stay conserved, at least as long as we are within the framework of special relativity and no gravitation; and that the so-called two-component theory, despite the absence of any present reasons for believing in tis necessity, will turn out to be right. The only news of an experimental kind that I have, which may not quite have reached you, does not bear on these questions directly: Deutsch has measured the sign of the polarization of the $Cl^{34}$ positrons;[3] this corresponds to a vector and not a scalar Fermi coupling.

Please come and see as much of us as you can.

Affectionately, Robert Oppenheimer

[1] Siehe hierzu den Kommentar zum Brief [2841].

[2] Der Physiker Kenneth M. Case aus Ann Arbor war damals Gast am *Institute for Advanced Study* in Princeton und beschäftigte sich mit der Majoranatheorie des Neutrinos, die auch Pauli sehr interessierte.
[3] Vgl. hierzu Paulis Bemerkung im vorangehenden Brief [2619].

## [2621] Fierz an Pauli

[Basel], 20. Mai 1957

Lieber Herr Pauli!

Wir hatten am Samstag leider wenig Gelegenheit, miteinander zu sprechen,[1] gleichwohl fand ich, es sei ein gelungenes Fest. Obwohl ich Herrn Speiser nicht in jeder Hinsicht liebe, so freut es mich doch sehr, daß er seinen Euler, seine Eulerausgabe und sich selber so gefeiert sehen konnte;[2] denn das hat er verdient.

Nun möchte ich noch gern auf Ihren Brief[3] antworten. Es wäre gewiß sehr schön, wenn Lee über die starren Kugeln selber vortragen könnte,[4] denn das wäre dann eine authentische Darstellung. Zudem müßte ich mir selber den Kopf weniger zerbrechen.

Wie zu erwarten, finde ich die Nachricht Thirrings über das Experiment von Deutsch sehr erfreulich – hoffentlich bewahrheitet sich dieses Resultat.[5] Aus dem großen Rückstoß beim He[6] und dem relativ kleinen Rückstoß beim Neutrino scheint man doch recht sicher auf $S + T$ schließen zu dürfen. So besteht also die Hoffnung, daß der Zweikomponententheorie schon früher als erwartet werden konnte, das Grab geschaufelt wird. Man muß nun nur sicher sein, daß Herr Deutsch bei der Deutung seiner Experimente nicht einen Vorzeichenfehler gemacht hat!

Mit den besten Grüßen Ihr M. Fierz

[1] Vgl. hierzu die Angaben zum Brief [2619].
[2] Fierz bezieht sich hier offenbar auf den 1885 in Basel geborenen Mathematiker Andreas Speiser, der nach seinem Studium bei Hermann Minkowski in Göttingen und in Berlin zuerst nach Zürich und dann 1944 nach Basel berufen worden war. 1923 veröffentlichte Speiser sein bekanntes Lehrbuch über *Die Theorie der Gruppen von endlicher Ordnung*; ebenso ist er Autor zahlreicher mathematikhistorischer Aufsätze, die er u. a. auch in Buchform (wie z. B. *Die mathematische Denkweise* [1932] und *Die geistige Arbeit* [1955]) erscheinen ließ. Seit 1928 hatte Andreas Speiser als Generalredaktor bei der *Euler-Kommission* maßgeblichen Anteil bei der Herausgabe der *Opera omnia Leonardi Euleri*, von denen er 37 z. T. von ihm selbst redigierte Bände betreute. – An der Herausgabe des umfangreichen und seit 1911 in vier Serien erscheinenden Werkes von Leonhard Euler waren aber auch zahlreiche andere Gelehrte beteiligt, darunter Speisers 1954 bei Fierz promovierter Neffe David Speiser, der später auch bei Pauli in Zürich arbeitete (vgl. die Kommentare in Band **IV**/2, S. 807 und im vorliegenden Band **IV**/4, S. 406f.). Dieser bearbeitete insbesonders Eulers Beiträge zur Geometrie (in Band **26**–**29** der *ersten Serie*), Physik, Optik und Philosophie (in Band **1**, **5**–**7**, **11** und **12** der *dritten Serie*). Eine Übersicht über Eulers Gesamtwerk vermittelt u. a. Adolf Pawlowitsch Juschkewitschs biographischer Artikel (1971) im *Dictionary of Scientific Biography* und Emil A. Fellmanns 1995 bei Rowohlt erschienene Euler-Bildmonographie.
[3] Vgl. den Brief [2619].
[4] Vgl. hierzu Lee, Huang und Yang (1957). Lee war damals zu Besuch in Europa und wollte im Herbst auch an den Konferenzen in Venedig-Padua und in Rehovoth teilnehmen (vgl. die Briefe [2668 und 2678]).
[5] Vgl. hierzu die Bemerkung zum Brief [2619].

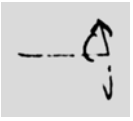
## [2622] Frauenfelder an Pauli

Urbana, 20. Mai 1957[1]

Lieber Herr Professor Pauli!

Herzlichen Dank für Ihren Brief[2] und Ihre Karte. In den letzten zwei Wochen sind wieder verschiedene Experimente gelungen, und ich möchte darüber ein wenig berichten.

1. Unser Møller scattering Experiment[3] ist bisher gut gegangen. Dyson und Bincer haben die Wirkungsquerschnitte berechnet[4] und erhalten (für den Fall



$\theta = 90^\circ$ im C M-System):

Elektron-Elektron: $$\frac{d\sigma_{\text{para}}}{d\sigma_{\text{antip}}} = \frac{\beta^4}{1 + 2\beta^2 + 5\beta^4} \qquad \beta = \frac{v}{c}$$

Elektron-Positron: $$\frac{d\sigma_{\text{para}}}{d\sigma_{\text{antip}}} = \frac{1 + (1-\beta^2)(1 - 5\beta^2 + \beta^4)}{8 - (1-\beta^2)(6 + 6\beta^2 - \beta^4)}$$

$e^- - e^-$ ist also, dank dem Pauliprinzip, ein guter Analyzer für alle Energien. Für hohe Energien sind

$$\left.\begin{matrix} e^- - e^- \\ e^+ - e^- \end{matrix}\right\}$$

gleich, und zwar (so glaube ich) spielt da das magnetische Moment den Haupteinfluß.

2. Mit Møller- und mit Mottstreuung haben wir die Polarisation von verschiedenen Betazerfällen gemessen und wir finden:

für Gamow-Teller: $$P = -\left(\frac{v}{c}\right) \pm 20\%$$

für GT + Fermi [$Sc^{46}$, $Au^{198}$] $$|P| \ll \left(\frac{v}{c}\right).$$

Das bestätigt die Vermutung von Lee, Yang und Wu, daß $V$, und nicht $S$, die Hauptrolle spielt im beta-decay.[5] Damit scheint der Weg frei für eine universale Beta-Wechselwirkung $V\,T$ (und für einen Leptonenerhaltungssatz).

3. Gleichzeitig mit uns haben auch Goldhaber und Deutsch V gefunden.[6] So scheint das ziemlich gesichert zu sein. Jedoch lassen sich viele der Elektron-Neutrino Korrelationen nicht leicht wegzaubern. Wo der Schlüssel liegt, wissen wir nicht. Falsche Experimente oder etwas, das wir nicht verstehen?

4. Bis jetzt scheinen alle Resultate, abgesehen von den $V$-$T$-Mischungen, mit der Zweikomponententheorie nicht in Widerspruch zu sein. Ich schätze etwa ±20%. Leider ist der Neutrinoflux sehr schwer genau zu messen. Eine endgültige Entscheidung wird deshalb kaum sehr schnell sein.

Das nächste Problem ist nun Zeitumkehr! Darüber hoffe ich, im nächsten Brief ein wenig schreiben zu können.

Mit herzlichen Grüßen Ihr Hans Frauenfelder

[1] Das Datum wurde nachträglich von Pauli hinzugefügt. In seiner dort angefertigten Arbeit (1957c) dankte er Fierz und Pauli für ihren Hinweis auf die Untersuchung von J. Serpe (1952), in der die Beziehung zwischen der Weylschen und der Majoranaschen Theorie bereits gezeigt wurde.
[2] Vgl. den Brief [2614].
[3] Vgl. Frauenfelder et al. (1957a).
[4] Vgl. Bincer (1957a, b). – In ihrer Veröffentlichung weisen Frauenfelder et al. darauf hin, daß ihnen die von A. Bincer berechneten Wirkungsquerschnitte für Møllerstreuung freundlicher Weise von Dyson mitgeteilt worden seien.
[5] Vgl. Lee und Yang (1956b) sowie Wu et al. (1957).
[6] Siehe die erst am 2. August 1957 zur Veröffentlichung eingereichten Ergebnisse von Deutsch et al. (1957), die auf Anregung von M. Goldhaber am MIT in Cambridge, Mass. durchgeführt worden waren. Wie Frauenfelder in seinem folgenden Brief [2635] vom 7. Juni 1957 mitteilte, hatten Deutsch und Goldhaber ihre *Letters* zunächst zurückgezogen.

## [2623] Pauli an Frauenfelder

[Zürich], 23. Mai 1957

Lieber Herr Frauenfelder!

Haben Sie vielen Dank für Ihren interessanten Brief vom 20. Mai.[1] Ich bin sehr froh über Ihre Experimente – auch über das von Deutsch[2] – bin *aber gar nicht einverstanden mit deren Princetoner Interpretation* {Dyson, Yang (?)}, der Sie sich anzuschließen scheinen.

Die andere Alternative ist: *die Wechselwirkung ist S, T, und nicht V, aber die Zweikomponententheorie* (die in Princeton zum Dogma erhoben wird) *ist falsch!*

Für diese zweite Alternative spricht a) das Fehlen der Fierz-Terme, b) die Elektron-Neutrino-Rückstoßkorrelationen, z. B. bei $He^6$.*

Die Princetoner-Theoretiker erklären einfach alle Experimente für falsch, die ihnen nicht in den Kram passen. Ich halte aber die Experimente für gut (auch das von Deutsch) und die Princetoner Theoretiker für – sagen wir, unphysikalisch. (Dyson ist ein ausgezeichneter Mathematiker und ich habe natürlich volles Vertrauen in die Formeln, die er und Bincer ausgerechnet haben.)[3]

Es war aber sehr charakteristisch, daß Sie geschrieben haben „Goldhaber und Deutsch haben *V* gefunden". Das ist doch bereits eine einseitige und *sehr zweifelhafte* Interpretation!

Es sollte aber möglich sein, die Streitfrage

a) *V T* und Zweikomponententheorie *oder*

b) *S T* und Vierkomponententheorie experimentell zu entscheiden, insbesondere mit Hilfe des Oak-Ridge-Experimentes von *Rückstoßmessungen* und Polarisationsmessungen des Elektrons beim $\beta$-Zerfall *polarisierter* Neutronen![4]

Ich hätte wohl wieder Gelegenheit, Wetten zu verlieren, halte jedoch die Tage der Zweikomponententheorie für gezählt und die Princetoner Theoretiker werden bald Gelegenheit haben, weitere Experimente als „falsch" zu erklären.

Übrigens stehe ich mit meinen Zweifeln an der Zweikomponententheorie nicht allein, Thirring – der mir von Deutschs Experiment berichtet hat – teilt sie auch, ebenso Fierz.[5]

Nochmals herzlichen Dank und lassen Sie wieder hören (auch über Zeitumkehr, über die ich keine Prognose wage).

Jost hat feine Fortschritte mit dem TCP-Theorem gemacht[6] (wird Dyson interessieren).

Viele Grüße Stets Ihr W. Pauli

[1] Vgl. den Brief [2622] und die dort gegebenen Hinweise.
[2] Vgl. hierzu die Bemerkungen in den Briefen [2619, 2620 und 2621]. Siehe auch Deutsch et al. (1957).
[*] Sie sagen ja selbst „man kann sie nicht wegzaubern".
[3] Vgl. Bincer (1957a, b).
[4] Auf diese am *Oak Ridge Laboratory* durchgeführten Experimente von Burgy et al. (1957) hatte Pauli auch in seinen Briefen [2612 und 2625] an Salam und an Yang hingewiesen.
[5] Die entsprechende Korrespondenz mit Thirring ist leider verschollen. Vgl. hierzu jedoch die Bemerkungen in dem Briefwechsel [2619 und 2621] mit Fierz.
[6] Vgl. Jost (1957a, b). Siehe auch die Bemerkung im voranstehenden Brief [2625] an Yang.

## [2624] Pauli an Panofsky

[Zürich], 23. Mai 1957

Lieber Freund Panofsky!

Vielen Dank für Ihre Briefe vom 7. Mai und vom 8. April.[1] Nun weiß ich also auch die Heraufsetzung der Altersgrenze im Institut. Die Regel in Zürich: mit 65 *kann* man zurücktreten und mit 70 *muß* man, hat sich ganz gut bewährt.

Unser Semester hier dauert bis etwa 20. Juli, ob ich im Juli in Hamburg sein werde, ist daher mehr als fraglich. Dank für Ihre Adresse, vielleicht klappt ein Zusammentreffen Ende Juli oder Anfang August.[2]

In Hamburg *starb Lenz* am 30. April an einem Herzschlag, wahrscheinlich als Folge einer Embolie.[3] Ein merkwürdiger Mann mit seinem chronischen Schnupfen! Nun bin ich froh, ihn im November 1955 noch einmal ausführlicher gesehen zu haben.[4]

Der Titel von Koyrés neuem Buch[5] scheint mir ganz ungewöhnlich unbegabt und schlecht!

Hoffentlich geht es mit der Gesundheit nun besser. Heidenrösleins Widerruf habe ich sehr genossen! Aber dem Herrn Caspari sollte man mit der Accademia dei Lincei doch auch eins anhängen![6]

Ich werde wieder schreiben.

Inzwischen viele quaternäre Grüße Stets Ihr W. Pauli

[1] Diese Schreiben sind nicht erhalten.
[2] Vgl. hierzu die Bemerkung über Panofskys geplante Europareise im Brief [2541].
[3] Vgl. Jordans Nachruf (1957a) in den *Physikalischen Blättern*.
[4] Siehe Band **IV**/3, S. 428f.

[5] Alexandre Koyrés gerade erschienenes Buch *From the closed world to the infinite universe*, das aus seinen 1953 gehaltenen *Hideyo Noguchi-Lectures* hervorgegangen war, behandelte den Übergang von dem mittelalterlichen zu dem von Kepler, Galilei, Newton und Leibniz begründeten Weltbild der Moderne. Wahrscheinlich waren von Panofsky in seinen oben erwähnten Briefen ebenfalls einige Mängel an diesem Werke festgestellt worden, zumal Koyré in der *Revue d'Histoire des Sciences et de leur Applications* **9**, 179–181 (1956) eine kritische Besprechung seines Galilei-Aufsatzes veröffentlicht hatte. Pauli besaß außerdem Koyrés 1955 in Paris erschienenes Werk *Mystiques, spirituels alchemistes*, das ihm dieser im Frühjahr 1956 während seines Aufenthaltes in Princeton überreicht hatte (vgl. hierzu auch die Bemerkungen in Band **IV**/3, S. 453 und 825).
[6] Siehe hierzu den Brief [2541].

## [2625] Pauli an Yang

Zürich, 26. Mai 1957

Dear Yang!

Many thanks for your letter.[1] Meanwhile I cooperated with Heitler to invite you to come here and to give here one or two lectures.[2] The smaller circle of theoreticians (including myself) would *also* be interested to hear from you about the hard spheres.[3] Fierz would certainly come from Basel for such an occasion.

Now you have heard from Heitler and we hope that the date will fit in with your other plans, as our lecture programme is rather crowded for the summer term. Our summer term ends some day between July 15$^{th}$ and July 20$^{th}$ and until then we are certainly in Zürich and will be always glad to see both of you (with or without lecture). In case you would come to Zürich later than July 20$^{th}$, we had first to make sure, whether we shall be here. From August 21$^{th}$ on, *we shall be away for quite a while.*[4]

Now to physics.

Thanks for your news about recent experiments of Garwin and Lederman.[5] I heard also from Thirring and others about new results of *M. Deutsch* and of *Frauenfelder*. But I wish to make some remarks about its interpretation.

If one discusses the question „$V$ or $S$", one should *not* do it with the prejudice, that the two-component theory is certainly correct. In fact, according to my opinion, *there are much better empirical arguments in favour of S* (rather than $V$) – namely:

1. the recoil measurements of proton-electron-correlation for $He^6$ and for free neutrons,

2. the absence of Fierz-terms – *than in favour of the two-component theory*. (An opinion, which you will probably find very heretical.)

I don't see any justification to declare all these experiments as „false" or „non existent" and I also doubt (after consultation of experimentalists), that the absorption- and neutrinoflux experiments in Los Alamos (Cowan and Reines) are so inaccurate, as certain theoreticians assert us (of course, in order to save the two-component-theory).[7]

The latter seems to me outside the experimental error. (By the way: it is *not* true, that a four-component theory with parity violation, gives simply a factor 1/2 for the absorption-cross-section in comparison with the two-component-theory – given the total life-time for $\beta$-decay-emission. The factor depends on the relative

occupation-numbers of neutrinos in the states with different senses of the screw and can have in a 4-component-theory, *any* value between 1/2 and 1. This point is inaccurate in the paper of you and Lee.)

In discussing the question „$V$ or $S$“ one should therefore very seriously discuss at the same time the questions:

1. Is the (prefered) sense of the neutrino-screw for $e_+$-emission and for $e_-$-emission really always opposite?

2. Is the (prefered) sense of the neutrino-screw for the same sign of the emitted $e$-charge really the same for Fermi and for Gamow-Teller transitions?

The two-component-theory answers both questions with „yes“, but I want to get the answers *directly* from experiments. And I protest, if some people write to me „Deutsch found $V$“, taking this „yes“ for granted a priori (and talking the recoil experiments away). By the way, Thirring and Fierz share my critical attitude.

Of course, the general formalism of parity violating Fermi-interactions with four-component-neutrinos has to underlie the discussion of the experiments.

I am confident, that these questions will be decided experimentally in a not too distant future. For instance, the Oak-Ridge-experiment with polarized neutrons – particularly, if both recoil- and electron-polarization experiments are made simultaneously – should be rather good for this purpose.[8] Perhaps other experiments will be good, too, this you probably know better than I.

I, personally, am rather *sceptical regarding the two-component-theory* at present, but I am awaiting further experiments.

In my very modest paper[9] I only developed some properties of the general Fermi-interaction formalism, without introducing any prejudices for or against the two-component-theory in the text.

But I am more interested in the more general 4-component-case.

*I shall be very interested to hear your views, and also possibly your news on recent experiments.* (I heard some rumors about results of Amaldi. ??)

Regarding $T$-invariance, my feelings are 50/50. I don't venture to make any predictions. Whatever the experimental outcome will be, it won't make me unhappy.

Regarding conservation of „lepton-charge“ I am inclined to believe, that it will turn out to be true. It may depend on how much money Libby will spend for the continuation of Davis' experiments,[10] how soon or late we shall know the answer.

My general view is, that the present stage of the quantized field theory is *not yet so*, that we can now hope, to „understand“ anything on the deeper reasons for parity violation in weak interactions. (By the way, I find the „universalists“ rather funny , all the more as their definition of „universalism“ is *not* invariant with respect to permutations of the 4 particles involved.)

We can, at present, only describe phenomenologically the weak interactions and find out experimentally what the many different universalists are.

The deeper questions have to wait for the development of the quantized-field-theories in general. In this respect *Jost* made most recently some progress in the interpretation of the *CTP-theorem*[11] (I am very satisfied with this name, with any order of the three letters C, T and P).

You know that Lehmann, Zimmermann and Symanzik (in different papers in the Nuovo Cimento since 1954) developed a formalism, in which neither a Hamiltonian is explicitly written down, nor an explicit formulation of the commutation laws is given.[12] Only the Lorentz-invariance is assumed (in the following this concerns only the continuous Lorentz-group without reflections but including translations) and use is made of the property of the *vacuum* to be the (lorentz-invariant) *state of lowest energy*, (the latter is also essentially used by Jost).

Lehmann had raised the interesting question on the *position of the CTP-theorem in this formalism.*

Of course, the theorem has then to be stated in terms of vacuum-expectation values of products of $N$ field operators at different points. The theorem tells what happens, if the order of the factors is reversed and all arguments $x$ are replaced by $-x$ (for spinors the transformation $\psi' = i\gamma_5\psi$ has to be included).

Jost found an interesting answer:[13] it is *not* possible to deduce the CPT-theorem from the premisses of this formalism alone, but he could prove a complete *equivalence* of the CPT-theorem with *another postulate*, which is *much weaker* than „micro-causality", namely: For a certain class (I omit here its definition) of *space-like* differences of $N$ vectors $x^{(i)}$

$$x^{(i)} - x^{(k)}, \qquad (i, k = 1, \ldots N; i \neq k)$$

the relation

$$\underset{\text{vacuum-expectation-value}}{\langle A_1(x^{(1)}) \ldots A_N(x^{(N)})\rangle_0} = \pm\langle A_N(x^{(N)}) \ldots A_1(x^{(1)})\rangle_0 \qquad \text{(I)}$$

has to be valid. {The sign is + for $N$ scalars, $(-1)^{N(N-1)/2}$ for $N$ spinors, etc.} Pay attention to the very particular permutation (which also occurred in my own paper).

From this conditions the CPT-theorem does follow and also, the other way round, this particular relation follows from the CPT-theorem, the other general assumptions granted for spinors, commutators for scalars like Lorentz-invariance, vacuum; anticommutators *used* in (1) for all fixation of the signs, etc.

The general formalism in question is not yet entirely satisfactory, particularly – according to what I hear from Jost and Källén – the unitarity of the S-matrix is not incorporated in it in a satisfactory way at present. But I hope for further developments.

Jost goes to a meeting in Lille on June 2.[14] I don't go. Will you be there?

Many regards from both of us to you and Mrs. Yang.

Always yours W. Pauli

[Zusatz am oberen Briefrand:] I think, that you will have no serious trouble with visa, if you come here. When Mrs. Wu came here, it was no difficulty with it.

[1] Diesen uns nicht vorliegenden Brief hatte Pauli auch schon in seinem Schreiben [2619] erwähnt.

[2] Yang kam am 11. Juli zum Vortrag nach Zürich, wie Pauli in seinem Schreiben [2661] an Choquard mitteilte.
[3] Vgl. hierzu auch die Bemerkung im Brief [2619].
[4] Am 22. August wollte Pauli nach Italien in die Ferien reisen (vgl. den Brief [2610]).
[5] Im Heft vom 15. Februar 1957 des *Physical Review* hatten Richard L. Garwin, Leon M. Lederman und Marcel Weinrich (1957) ihre Meßergebnisse über das magnetische Moment des freien Müons veröffentlicht. Außerdem konnte auch eine Polarisation des Spins der beim Abbremsen von Pionen entstehenden Zerfallsmüonen als eine weitere Folge der Paritätsverletzung nachgewiesen werden.
[6] Vgl. den Brief [2621].
[7] Lee und Yang hatten in ihrer Arbeit (1957a) festgestellt, daß die Zweikomponententheorie – gegenüber der Vierkomponententheorie – für den Nachweis von Neutrinos einen doppelt so großen Wirkungsquerschnitt als der von Cowan und Reines gemessene ergeben müßte.
[8] Yang bemerkt in einem Kommentar zu seinen *Selected papers* [1983, S. 29], daß er im Juni 1957 nach einem Vortrag am MIT mit Purcell und Ramsey über $\beta$-Zerfallsexperimente mit polarisierten Kernen diskutiert habe: „Ramsay said he might be able to do it at the Oak Ridge National Laboratory. But apparently he did not succeed in convincing Oak Ridge to embark on the project."
[9] Vgl. Pauli (1957d).
[10] Vgl. hierzu den Kommentar zum Brief [2463].
[11] Vgl. hierzu die Bemerkung im Brief [2619].
[12] Siehe Band **IV**/3, S. 68–74.
[13] Vgl. Jost (1957a). Das 10 Seiten umfassende Manuskript dieser am 22. Juni 1957 bei der Redaktion der *Helvetica Physica Acta* eingegangenen Arbeit befindet sich auch im *Pauli-Nachlaß* 5/196.
[14] Diese *Colloques Internationaux* in Lille fanden vom 3.–8. Juni 1957 statt. Vgl. hierzu auch den Brief [2543].

## [2626] Pauli an Frauenfelder

[Zürich], 27. Mai 1957

Lieber Herr Frauenfelder!

Ich habe soeben eine theoretische Arbeit von M. A. *Preston* (Birmingham), submitted to Canadian Journal of Physics,[1] erhalten, die gut zum kritischen Inhalt meines letzten Briefes[2] paßt und für die Frage der Interpretation der Experimente von Ihnen und Deutsch (die dem Autor *nicht* bekannt waren) von Bedeutung ist.

Preston nimmt – im Einklang mit den Rückstoßexperimenten und mit dem Fehlen der Fierz-Terme – an, daß die Wechselwirkung Skalar und Tensor, *nicht* Vektor, sei. Er behält ferner die T-Invarianz und die *Zwei*komponententheorie. Jedoch opfert er den Lepton-Erhaltungssatz. Seine Annahme ist: Neutrino-*Emission* beim Skalar-Term, *Anti*neutrino-Emission beim Tensor-Term!

Das ist ebenfalls im Einklang mit den Resultaten von Deutsch und Ihnen. Was den Vergleich mit den double-$\beta$-decay Experimenten, und insbesondere mit den Experimenten von Davis über die Reaktion $Cl^{37} + \nu \rightarrow Ar^{37} + e_-$ betrifft, so führt der Autor eine quantitative Diskussion durch (die ich im einzelnen nicht kontrolliert habe).[3] Für die Skalare findet er aus seiner Theorie einen Faktor $\frac{1}{2}$ bis $\frac{1}{5}$ gegenüber dem „amerikanischen" Querschnitt. Dürfte mit den jetzigen Experimenten noch knapp im Einklang sein.

Ich hoffe also, daß Davis, mit dem paper von Preston in der Tasche, zu Libby gehen wird, um bei ihm einige weitere Millionen zu verlangen zwecks Erhöhung seiner Versuchsgenauigkeit um einen Faktor 100.[4]

Auch Preston muß die Neutrinoflux-Messung von Los Alamos für ungenau um einen Faktor 2 erklären.

Persönlich glaube ich die Theorie von Preston nicht. Vielmehr glaube ich an eine *Vier*-Komponententheorie, die durch Verdoppelung der Zustände aus der Prestonschen entsteht. (Bei Tensor Neutrino, *nicht* Antineutrino, emittiert, aber mit umgekehrtem Schraubensinn wie bei Skalar.)

Vom rein empirischen Standpunkt aus ist aber die Prestonsche Theorie „arguable".[5]

Dagegen scheint mir die Interpretation der Resultate von Deutsch und Ihnen als $V$-Wechselwirkung wegen der anderen Experimente unhaltbar.

Die T-Invarianz bleibt bis jetzt *möglich*.

Viele Grüße Stets Ihr W. Pauli

[1] Vgl. Preston (1957).
[2] Vgl. den Brief [2623].
[3] Einen guten Überblick über die damalige experimentelle Situation liefert der Bericht von Kirsten, Gentner und Schaeffer (1967).
[4] Siehe hierzu auch den Brief [2625].
[5] Eine ähnliche twin neutrino theory haben Goeppert-Mayer und Telegdi (1957) vorgeschlagen (vgl. auch den Brief [2636]).

## [2627] Pauli an Yang

Zürich, 27. Mai 1957

Dear Yang!

As a supplement to my last letter[1] I wish to add a few lines of comment to a theoretical paper by *M.A. Preston* (Birmingham),[2] a preprint of which I just obtained today. It fits in well with the critical part of my last letter,[3] regarding the two-component theory. Particularly it is in agreement with my view, that an interpretation of recent experiments (Deutsch, Frauenfelder) in favour of a $V$- (instead of $S$-) interaction is excluded by other experiments (recoil, $He^6$ and free neutron, Robson;[4] absence of Fierz-terms).

Preston indeed – without knowing the quoted results of Deutsch and Frauenfelder – proposes, „that the scalar term produces neutrino emission and the tensor term anti-neutrino emission". He wants to *preserve* T-invariance, two-component-neutrinos *and* the idea of *S and T* (no $V$) interaction. But he proposes *to give up the conservation of leptons*.

His proposal seems to me in agreement with all $Co^{58}$-experiments as well as with the recoil-experiments (absence of Fierz-terms) *and* with the recent results of Deutsch and Frauenfelder on $e_+$ and $e_-$ polarization. (For me it seems impossible to take the opposite idea of a $V$-interaction seriously.) His theory is, in your standard notation, equivalent to

$$C'_T = -C_T, \quad C'_S = C_S.$$

The critical point of the Preston-theory is the double $\beta$-decay and the reaction

$$Cl_{44}^{37} \to A^{37} + e_-,$$

investigated by *Davis*. He gives a quantization discussion and finds theoretically a cross section of $\frac{1}{2}$ to $\frac{1}{5}$ of the „maximum“ value (old parity conserving Majorana-theory). This is a little narrow to the experimental limit.

So, I hope, that Davis, with Preston's paper in the pocket, will go to Libby and will ask for a couple of more million $ to increase the accuracy of his experiments by a factor of, say, 100.[5]

Although arguable from a purely empirical point of view (in contrast to the idea of a V-interaction) I must say, I don't believe in the Preston-theory either.

I believe in a *doublification* of it into a *4*-component theory (in which Preston's antineutrinos are replaced by neutrinos with the opposite sense of the screw than for the scalar interaction), which preserves the conservation of leptons. This seems to me most likely to be *near* to an *empirically correct* theory.

The T-invariance seems then to be *still possible* (although no cogent theoretical a priori reasons exist in favour of it). In this respect I am awaiting new experiments.

Oak Ridge is still silent.[6]

All good wishes Yours W. Pauli

[1] Vgl. den Brief [2625].
[2] Vgl. Preston (1857).
[3] Vgl. den Brief [2625].
[4] Vgl. Robson (1955).
[5] Siehe hierzu auch die Bemerkungen in den Briefen [2612, 2625 und 2626].
[6] Siehe hierzu die Anmerkung zum Brief [2625].

## [2628] Constance an Pauli

[Berkeley], 27. Mai 1957
[Maschinenschriftliche Durchschrift]

Dear Professor Pauli!

It is a great pleasure to extend to you an invitation to spend the spring semester of 1958 with us as Visiting Professor of Physics.

The position carries a stipend of $ 8,000; as to your duties, I know that Professor A. C. Helmholz, Chairman of the Department of Physics, has been in correspondence with you.[1]

You may consider this letter a formal invitation to accept appointment here for the spring semester of 1958 and may make your plans accordingly.

I am looking forward to seeing you on the campus next spring.

Sincerely, Lincoln Constance
Dean

[1] Vgl. Helmholz' Brief [2395] in Band **IV**/3, S. 768. In einem Interview vom 21. November 1989 erinnerte sich der damalige Chairman des *Department of Physics* der *University of California* in Berkeley A. Carl Helmholz noch an einige Umstände des Paulischen Besuches: „I can almost

remember the house that he and his wife had out on San Louis Road. … My feeling is that his seminars would have been for the advanced graduate students. I don't know what he would have been like as a lecturer in a course that most of the graduate students took as a required course." Den Hinweis auf dieses Interview verdanke ich David C. Cassidy.

## [2629] Jaffé an Pauli

[Küsnacht-Zürich], 29. Mai. 1957[1]
[Maschinenschriftliche Durchschrift]

Lieber Herr Pauli!

Heute schreibe ich im Auftrag von Prof. Jung, welcher Sie bittet, es zu entschuldigen, daß er Sie mit einer Bitte in Anspruch nimmt. Es handelt sich um das Manuskript eines jungen Amerikaners van Dusen,[2] dessen Brief ich beilege. Prof. Jung nimmt an, daß Sie in kürzester Zeit den Wert, respektive Unwert der Arbeit erkennen werden, und wäre Ihnen zu großem Dank verpflichtet, wenn Sie einen Blick hineintun wollten und ihm mit einer Zeile Ihren Eindruck mitteilen würden.

Daß Einstein die Arbeit gelesen, aber wahrscheinlich nicht recht verstanden habe, wie Verfasser schreibt, klingt nicht gerade vertrauenserweckend. Schon der Brief macht einen scholastisch-phantastischen Eindruck.

Prof. Jung dankt Ihnen im voraus auf das beste.

Er ist in Bollingen und tief in seine Arbeit versenkt. Briefe und alles andere kommt ziemlich zu kurz!

Das Manuskript schicke ich morgen und füge auch selber noch herzliche Grüße bei.

Ihre Aniela Jaffé

[1] Dieser Brief ist auch bei Meier [1992, S. 157] wiedergegeben.
[2] Vgl. W. M. van Dusen [1959]. Pauli übermittelte Jung wenige Tage später seine Stellungnahme zu dem Buch (vgl. den Brief [2638]).

## [2630] Pauli an Meier

[Zürich], 1. Juni 1957
[Brieffragment]

Lieber Herr C. A. Meier!

Ich bin froh, wieder von Ihnen gehört zu haben,[1] und auch am „geneigten Verständnis" des Inhalts Ihres Briefes soll es nicht fehlen.

[ …][2]

Etwa Ende April hat dagegen Frau Jacobi[3] im Laufe eines Telefongesprächs zu mir gesagt, diese Frage des Materials Zwecker[4] sei eine private Angelegenheit zwischen mir und Ihnen* und das Kuratorium „wisse gar nichts darüber". Und dies trotz jener Sitzung![5] Es ist klar, daß das C. G. Jung-Institut nach wie vor

meine wissenschaftlichen Bestrebungen nicht unterstützt. Ich sage nicht, daß mich das sehr überrascht! (Mein Eindruck ist, daß man mich nur benützen will.) Seit diesem Telefongespräch habe ich den Kontakt mit dem Kuratorium wieder aufgenommen. Ich habe auch nichts darüber gehört, daß meine Idee eines Vortrags im C. G. Jung-Institut von van der Waerden über Geschichte der Astrologie[6] (Sie werden sich erinnern, daß auch das in jener Kuratoriumssitzung von mir vorgebracht wurde) verwirklicht werden soll.

Daß durch Ihren Rücktritt als Kuratoriumsmitglied[7] „Ihre Zugehörigkeit zur Analytischen Psychologie in keiner Weise tangiert wird", verstehe ich sehr wohl (da, mathematisch ausgedrückt, Analytische Psychologie $\neq$ C. G. Jung-Institut).

Möge Ihre Hoffnung, in Zukunft für Jungs Psychologie mehr leisten zu können, sich erfüllen. Davon wird es auch abhängen, ob meine (Ihnen nicht unbekannte) recht kritische Einstellung zu Ihren psychologischen Fähigkeiten sich in Zukunft ändern wird.

Ich danke Ihnen dafür, daß Sie mir – mittels der Kopie Ihres Briefes an Dr. Riklin[8] – von den vom Kuratorium vorgenommenen Änderungen in der Redaktion der „Studien aus dem C. G. Jung-Institut" Kenntnis gegeben haben. Solange ich noch Patron bin, werde ich es nicht unterlassen, die Publikationen in diesen „Studien" unter der neuen Redaktion kritisch zu verfolgen.

Mit vorzüglicher Hochachtung und besten Grüßen [W. Pauli]

[1] Pauli hatte an ihn am 16. März einen Brief [2578] mit der förmlichen Anrede „sehr geehrter Herr Doktor" gerichtet. – Am 25. Juni fand zwischen Meier und dem Schulratspräsidenten eine Unterredung statt, bei der Meier diesem die Motive seines Austritts aus dem Kuratorium des *C. G. Jung-Institutes* unterbreitete und insbesondere auch auf seinen Gegensatz zu Pauli hinwies (vgl. Enz, Glaus und Oberkofler [1997, S. 296]).

[2] Fehlender Text.

[3] Die gebürtige Ungarin Jolande Jacobi (1890–1973) hatte in Wien studiert und 1927 nach Abschluß ihres Studiums ihre weitere Ausbildung bei Jung in Zürich fortgesetzt. Als Analytikerin und Mitglied des Kuratoriums des *C. G. Jung-Institutes* gehörte sie zu Jungs engstem Mitarbeiterkreis.

[4] Über diese ihm von Meier schon im Oktober 1956 zugeschickten „wilden Spekulationen über Psychophysik" dieses „Narren Zwecker" hatte sich Pauli auch schon im Band **IV**/3, S. 673 und 699 geäußert.

[*] Genau das Gegenteil hatte ich ja herbeiführen wollen!

[5] Pauli bezieht sich auf eine Kuratoriumssitzung vom 31. Januar 1957, über die er auch in seinem Brief [2536] berichtete.

[6] Dieses Thema hatte van der Waerden später ausführlich im Kapitel VI des zweiten Bandes [1968] von seinem bekannten Werk *Erwachende Wissenschaft. Die Anfänge der Astronomie* behandelt.

[7] Siehe hierzu den Brief [2578].

[8] Franz Riklin war Meiers Nachfolger als Präsident des C. G. Jung-Institutes geworden.

## [2631] Fierz an Pauli

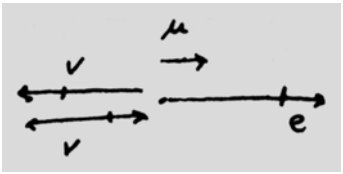
Basel, 1. Juni 1957

Lieber Herr Pauli!

Leider bin ich am Montag verhindert, nach Zürich zu kommen. So kann ich also Ihre Ansichten über die Leptonenladung nicht erfahren – den mathematischen Teil der Sache glaube ich freilich zu kennen; denn Sie haben mir ja Ihre

Arbeit[1] zugeschickt. Was die Physik der Sache sei; ob also eine Leptonladung existiert und erhalten bleibt, das wird sich wohl mit der Zeit zeigen.

Ich möchte dazu eine Bemerkung machen. Aus einem letzten Brief, den Sie mir schrieben,[2] scheint hervorzugehen, daß das $\mu$-Meson so zerfällt




d. h., wenn die Energie des Elektrons maximal ist, so ist sein Spin so gerichtet wie derjenige des $\mu$-Mesons. Die Neutrinos sind entgegengesetzt polarisiert. Wenn man nun annimmt, es würden zwei Neutrinos – nicht Neutrino und Antineutrino – emittiert, und das widerspricht der zweikomponentigen Theorie – dann ist die Leptonladung von $\mu^-$ zu derjenigen von $e^-$ entgegengesetzt. Dann folgt aus der Erhaltung der Leptonladung, daß

$$\mu^- \to e^+ + 2e^-$$

unmöglich sei. Nimmt man dagegen an, daß ein Neutrino und ein Antineutrino emittiert wird, so kann man das Fehlen des Zerfalles

$$\mu^- \to e^+ + 2e^-$$

nicht erklären.

Damit ist eine Schwäche der Zweikomponententheorie aufgezeigt, die meinen Unglauben an diese verstärkt.

Mit besten Grüßen Ihr M. Fierz

[1] Pauli (1957d).
[2] Vgl. den Brief [2577].

## [2632] Heisenberg an Pauli

Göttingen, 5. Juni 1957

Lieber Pauli!

Vielen Dank für Deinen ‚preprint' über den Erhaltungssatz der Leptonenladung![1] Mit dem Inhalt, über den wir ja in Oberwolfach[2] gesprochen haben, bin ich völlig einverstanden. Man weiß nur noch zu wenig über die Experimente.

Mit der gleichen Post schicke ich Dir die Lee-Modell Arbeit[3] in einem ersten Entwurf. Die Seite 1 mit ‚abstract' fehlt noch, und vielleicht sollte man noch an Kapitel III ändern. Zuerst war geplant, daß III ausführlicher werden sollte und von Haag ausgearbeitet werden sollte.[4] Inzwischen hat sich herausgestellt, daß Haag noch längere Zeit brauchen wird und daß dabei so eine Art mathematisches

Handbuch der Feldtheorie entsteht, das doch nicht in die Arbeit mehr passen würde. Dieses Handbuch soll also gesondert geschrieben und gedruckt werden, und wir haben uns in III mit einem kurzen Abriß begnügt. Wie ich schon in Zürich sagte, würde ich mich freuen, wenn Du, eventuell nach Abänderungen, die Arbeit mitunterzeichnen würdest, wenn Du keine Einwände mehr hast. Aber ich will nicht in Dich drängen, und Du sollst für nichts die Verantwortung übernehmen, von dem Du nicht ganz überzeugt bist. Beim Aufschreiben haben sich für mich keine neuen Gesichtspunkte mehr ergeben.

Inzwischen bin ich an zwei Stellen noch etwas weitergekommen. Ich habe probiert, ob man die renormierten Gleichungen (62) zum Ausgangspunkt der Theorie machen und mit der neuen Tamm-Dancoff-Methode integrieren kann.[5] Das hat den Vorteil, daß $g_0$ nicht mehr vorkommt, man also nicht mehr renormieren muß und daß man das gleiche Verfahren anwendet, das ich beim Spinormodell verwendet habe. Es hat sich herausgestellt, daß, wenigstens bei den Sektoren

$$\begin{pmatrix} N + z\theta \\ V + (z-1)\theta \end{pmatrix},$$

die $\tau$-Funktionen

$$\tau(k_1 \ldots k_z) = \langle 0|a(k_1) \ldots a(k_z)\psi_N|\psi\rangle$$

und

$$\tau(k_1 \ldots k_{z-1}) = \langle 0|a(k_1) \ldots a(k_{z-1})\psi_V|\psi\rangle$$

bis auf die wegzulassenden $g_0$-Faktoren identisch sind mit den Schrödingerfunktionen

$$\varphi(k_1 \ldots k_z) \text{ und } \varphi(k_1 \ldots k_{z-1}),$$

und daß man aus den Gleichungen 62a und b genau die Schrödingergleichung für die $\tau$-Funktionen erhält. In diesem speziellen Fall gibt die neue Tamm-Dancoff-Methode also sogar exakte Resultate.

Die $\tau$-Funktionen sind aber nicht quadrat-integrierbar!

Wenn man, zum Zweck der Normierung, die kontravarianten Darstellungen sucht, d. h. $\psi$ durch Anwendung der renormierten (!)

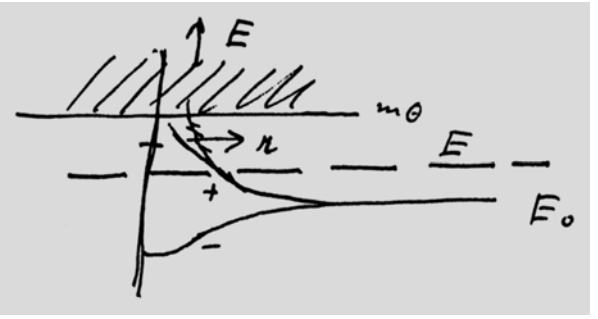
$$\psi_V^* \text{ (und } \psi_N^*, a^*)$$

auf $0\rangle$ darstellen will, so geht das *nicht* mehr mit den $\psi_V^*$ und $\psi_N^*$ auf einem Zeitschritt $t = \text{const}$. Vielmehr muß man z. B. im untersten Sektor etwa scheiben:

$$\psi = c \int f(t-t')dt'\psi_V^*(t') + \int \varphi(k)dk\psi_N^*(t)a^*(k,t)|0\rangle.$$

Dann hängt $c$ von der Breite der Funktion $f(t-t')$ ab (die z. B. eine Gaußfunktion sein kann); für abnehmende Breite {bei gleichbleibendem $\int f(t-t')dt'$} geht $c$ proportional dem Logarithmus der Breite gegen Unendlich.

Auch über die stationären Zustände im Sektor $2N + \theta$ hab' ich noch etwas nachgedacht. Im limes sehr großer Massen hat Källén recht damit, daß die potentielle Energie als Funktion des Abstandes etwa so aussieht:




Es gibt also immer nur zwei reelle (oder auch statt dessen 2 komplexe) Eigenwerte des Problems bei festem $r$.

Ich vermute jetzt, daß es im Gebiet zwischen $E_0$ und $m_\theta$ doch diskrete Zustände des Hilbertraumes $I$ gibt. In erster Näherung kann man nämlich die Bewegung der Kerne $N$ als adiabatisch betrachten. Dann muß man eine Mischung der beiden Zustände $+$ und $-$ betrachten, die für große $r$ in die Lösung $\phi_0$ übergeht. Dazu müssen die beiden Zustände zunächst für große $r$ die gleiche Amplitude, d. h. auch die gleiche Norm haben. Außerdem muß die Wellenfunktion, die ja für große $r$ sich wie

$$\frac{e^{i(kr+\delta)}}{r}$$

verhält, in den beiden Zuständen die gleiche Phase haben, d. h., das Integral $\int p_r dr$, genommen vom Punkt $r$ (sehr weit außen) zum innersten Punkt der Bahn (der in den beiden Zuständen verschieden ist) und zurück, darf sich in den beiden Zuständen nur um ein ganzzahliges Vielfaches von $h$ unterscheiden. Das wäre die Quantenbedingung bei W. K. B.-Methode, und es sieht so aus, als gäbe es bei großen Massen der $N$, $V$-Teilchen ein ganzes Bandenspektrum solcher Zustände. Die Norm dieser Zustände wäre im Grenzfall beliebig großer Massen genau Null. Bei endlichen Massen bewirkt die Abweichung vom adiabatischen Verhalten eine gewisse Beimischung der Kontinuumszustände, die zu einer positiven Norm von der Ordnung $\frac{1}{M}$ führt (wenn man die Wellenfunktion für große $r$ als unabhängig von $M$ vorgibt). Aber man muß das natürlich noch genauer untersuchen.

Viele Grüße! Dein W. Heisenberg

[1] Pauli (1957d).
[2] Vgl. den Kommentar zum Brief [2608].
[3] Heisenberg (1957b).
[4] Vgl. Haag (1957b).
[5] Heisenberg veröffentlichte diese Ergebnisse erst im September 1957.

## [2633] Pauli an Lüders

[Zürich], 6. Juni 1957

Sehr geehrter Herr Lüders!

Ihr Brief vom 23. 5.[1] betrifft eine Frage, mit der sich Dr. Enz eingehender beschäftigt hat, so daß es am besten war, daß *er* eine Antwort darauf an Sie übernommen hat.[2]

Inzwischen können Sie vielleicht Herrn Spitzer in Berkeley[3] etwas aufklären.

Heute will ich noch berichten über neue Resultate von *Jost* über das CPT-Theorem,[4] welche die Lokalitätsvoraussetzung, die bei uns gemacht worden war, sehr stark abschwächt. Andererseits benutzt Jost wesentlich die Eigenschaft des Vakuums, der Zustand kleinster Energie zu sein. Er knüpfte an einen Formalismus von *A. S. Wightman* an (Physical Review **101**, 860, 1956),[5] in welchem eine quantisierte Feldtheorie durch Vakuumerwartungswerte von Produkten von $n$ Feldoperatoren charakterisiert werden kann.

Das *CPT-Theorem* sagt dann aus:

$$\langle\psi_1(x_1)\psi_2(x_2)\dots\psi_n(x_n)\rangle_0 = \langle\psi'_n(x_n)\psi'_{n-1}(x_{n-1})\dots\psi'_1(x_1)\rangle_0 \qquad (1)$$

worin in bekannter Weise (starke Reflexion)

$$\psi'(x) = \psi(-x) \qquad \text{für Skalare}$$

$$\psi'(x) = i\gamma_5\psi(-x) \qquad \text{für Spinoren, etc.}$$

Die $\psi_1\dots\psi_n$ sind irgendwelche Felder aus der Theorie (einige davon können gleich sein oder auch nicht).

Im folgenden braucht man die Zahl $\sigma$ (nur mod 2 definiert) derjenigen Transpositionen, welche die Felder mit halbzahligem Spin bei der in (1) {und im folgenden (2)} auftretenden speziellen Permutation erfahren.

Unter der alleinigen Voraussetzung

1. Die Theorie ist invariant gegenüber der *kontinuierlichen*, inhomogenen Lorentzgruppe (einschließlich Translationen – diese definieren den Energie-Impulsvektor; ausschließlich Spiegelungen)

2. Das Vakuum ist der Zustand kleinster Energie (und lorentzinvariant), d. h., die Energie-Impulsvektoren sind zeitartig mit positiver 0-Komponente

konnte Jost zeigen: (1) ist *äquivalent* mit

$$\langle\psi_1(x_1)\psi_2(x_2)\dots\psi_n(x_n)\rangle_0 = (-1)^\sigma\langle\psi_n(x_n)\dots\psi_2(x_2)\psi_1(x_1)\rangle_0 \qquad (2)$$

für *solche* Punkte $x_1\dots x_n$,* für welche der durch

$$\rho_i = x_i - x_{i+1} \qquad (i = 1\dots n-1),$$

$$\xi = \sum_{i=1}^{n-1}\lambda_i\rho_i \qquad \lambda_i \geqq 0,\ \sum\lambda_i = 1$$

definierte konvexe Körper aus lauter raumartigen Vektoren besteht.

Dies ist sehr viel *schwächer* als die Mikrokausalität. Aus dieser folgt (2), aber nicht umgekehrt. Ferner folgt aus der Voraussetzung über die $\xi$, daß alle Differenzen $x_i - x_j$ raumartig sind, aber nicht umgekehrt {die in (2) vorkommenden $x_i$ sind *spezieller*}.

Unter den angegebenen Voraussetzungen folgt (1) aus (2) *und* (2) aus (1).

Dadurch ist eine weitere Klärung über das CPT-Theorem erfolgt. Der herangezogene allgemeine Formalismus von Wightman, Lehmann u. a. ist ein so allgemeiner Rahmen, daß aus ihm weder (1) noch (2) folgt, nur die Äquivalenz beider.

Viele Grüße Ihr W. Pauli

## Anlage zum Brief [2633]

## Enz an Lüders

[Zürich], 6. Juni 1957
[Maschinenschriftliche Durchschrift]

Sehr geehrter Dr. Lüders!

Herr Prof. Pauli hat mir Ihren Brief sowie auch Ihre neue Arbeit über das CTP-Theorem[6] zum Lesen gegeben. Zu beidem möchte ich mir, aufgemuntert durch Prof. Pauli, einen kleinen Kommentar gestatten.

Zunächst zum behaupteten Widerspruch zwischen dem Resultat des Neutrino-Absorptions-Experiments und der sichergestellten starken Paritätsverletzung beim Betazerfall: zur Vereinfachung will ich Ihre Annahme im Brief, nämlich Erhaltung der Lepton-Ladung ($g_{III} = f_{III} = 0$ in der Bezeichnung von Pauli; Sie erhielten ja einen preprint), übernehmen, ferner noch $g_{IV} = f_{IV} = g_{IA} = f_{IA} = 0$ setzen. Dann ist die Lebensdauer des Neutrons

$$\tau \sim (K_{SS} + 3K_{TT})^{-1},$$

während

$$p = \frac{L_{SS} + 3L_{TT}}{K_{SS} + 3K_{TT}}$$

ein Maß für die Paritätsverletzung ist ($K_{ij}$, $L_{ij}$, siehe bei Pauli). Natürlich haben Sie recht, daß der Neutrinostrahl für $p \neq 0$ Polarisation zeigen muß. Dieser Umstand wird nun automatisch berücksichtigt, wenn man zur Berechnung des Absorptionsquerschnittes $\sigma$ ausgeht von der Übergangswahrscheinlichkeit für den Doppelprozeß:

$$N \to P + e^- + \nu$$

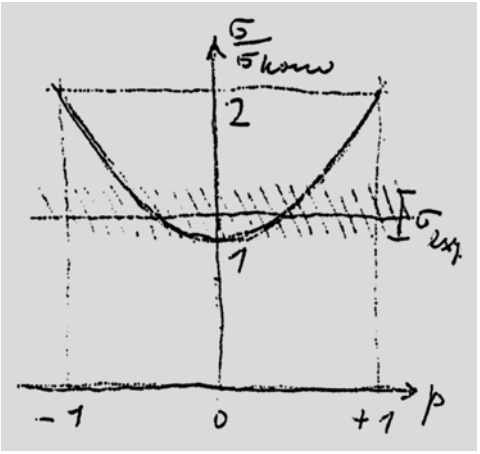
in der Pile,

$$P + \nu \to N + e^+$$

in der Target (vgl. eine analoge Überlegung in meinem letter,[7] das unterwegs zu Ihnen ist). Die Rechnung liefert dann (ganz wenig vereinfacht)

$$\left.\frac{\sigma}{\sigma_{\text{konv}}}\right|_{\tau\,=\,12\text{ Minuten (fest)}} = 1 + p^2$$

($\sigma_{\text{konv}}$: $f_{Ii} = 0$, d. h. konventionelle Theorie). Daraus ist zu sehen, daß $\sigma$ sehr empfindlich ist auf Abweichungen von der 2-Komponenten-Theorie ($|p| = 1$). Da der experimentelle Querschnitt offenbar mit $\sigma_{\text{konv}}$ gut vergleichbar ist, folgt zwar, daß die 2 Komponenten-Theorie nicht gelten kann, daß aber trotzdem




eine starke Paritätsverletzung ($|p|$ von der Größenordnung 1) möglich ist. Auch hier hat man es eben wegen der stetigen Abhängigkeit von $p$, mit einer *quantitativen* Frage zu tun (vgl. eine analoge Bemerkung zum Davis-Experiment bei Pauli).[8] Was die Genauigkeit des berechneten $\sigma_{\text{konv}}$ betrifft, bin ich eigentlich nach eingehender Lektüre der Arbeit von Muehlhause Physical Review **105**, p. 1332,[9] eher zuversichtlich ($\sigma_{\text{konv}} = \bar{\sigma}_p$ von Muehlhause). Auch hat mir ein kompetenter Experimentalphysiker (Prof. Marmier) gesagt, daß der Neutrinoflux der Pile (von dem ja $\sigma_{\text{exp}}$ abhängt) recht gut aus der Leistung der Pile bestimmt werden kann.

Ich werde vielleicht über diese Fragen noch ein letter publizieren.

Nun noch kurz zu Ihrer TCP-Arbeit: Es scheint uns, daß in Formel (I.4.3), rechte Hälfte,

$$+\eta_T''^* \qquad \text{(statt } -\eta_T''^*\text{)}$$

stehen sollte. Ferner muß wohl (I.4.5.) lauten

$$T^T = -T$$

(statt $+T$), d. h. $T$ „antisymmetric“ (statt „symmetric“).

Mit freundlichen Grüßen Ihr [Ch. Enz]

[1] Dieser Brief ist nicht erhalten.
[2] Siehe das in der Anlage zum Brief [2647] wiedergegebene Schreiben an Enz.
[3] Es handelte sich um den damals am *Radiation Laboratory* in Berkeley arbeitenden Richard Spitzer, der sich ebenfalls mit der Aufstellung von Vertauschungsrelationen für Spinorfelder befaßte.
[4] Vgl. Jost (1957a).
[5] Wightman (1956).

* $x$, $\rho$, $\xi$ etc. stehen als Abkürzung für die 4-Koordinaten.
[6] Vgl. Lüders (1957c).
[7] Vgl. Enz (1957).
[8] Pauli (1957b, S. 205).
[9] Muehlhause und Oleksa (1957).

## [2634] Fierz an Pauli

[Basel], 7. Juni 1957

Lieber Herr Pauli!

Ich soll ja am nächsten Mittwoch bei den mathematischen Philosophen – Kröner-Gonseth – vortragen, und dann sehen wir uns vielleicht.

Nun haben Sie mir am 16. Mai geschrieben,[1] Deutsch habe die Polarisation beim $Cl^{34}$-$\beta^+$-Zerfall gemessen,[2] und sie so gefunden, daß eine Vektor-Wechselwirkung vorhanden sein muß, wenn die Zweikomponententheorie stimmt.

Nun erhielt ich dieser Tage eine Arbeit von Herrmannsfeldt, Maxson, Stähelin und Allen (Urbana, Ill.)[3] über Rückstöße beim Zerfall von $A^{35}$-$\beta^+$. Auch diese Experimente, die mir sehr anständig durchgeführt zu sein scheinen, zeigen, daß die Fermi-Wechselwirkung *vektoriell* sein muß. Das ist *unabhängig* von der Zweikomponententheorie!

Andererseits sprechen die Resultate beim Neutron gegen den Vektor. Ebenso weisen die Autoren darauf hin, daß ihre Experimente an $Ne^{19}$-$\beta^+$ zwar mit $A\,V$, nicht aber mit $T\,V$ verträglich sind. Für $He^6$-$\beta^-$ ist aber die Wechselwirkung sicher $T$.

Das sieht so aus, als ob bei *Positronenzerfall* $AV$, *bei Elektronenzerfall* $ST$ wirksam wäre – ein sehr kurioses Resultat. Ob die experimentelle Situation so weit geklärt ist, daß man das schließen muß, möchte ich freilich bezweifeln. Gleichwohl irritiert mich dieser Gedanke.

Mit besten Grüßen und in der Hoffnung, auch Sie irritieren zu können,
bleibe ich
Ihr M. Fierz

[1] Vgl. den Brief [2619].
[2] Vgl. Deutsch et al. (1957). Siehe hierzu auch den folgenden Brief [2635] von Frauenfelder.
[3] Vgl. Herrmannsfeldt et al. (1957).

## [2635] Frauenfelder an Pauli

Urbana, 7. Juni [1957]

Lieber Herr Professor Pauli!

Bitte entschuldigen sie die Eile. Ich bin kurz vor der Abreise – am Dienstag werde ich (wir) in Kloten eintreffen[1] und hoffe sehr, Sie am *Mittwoch* zu sehen. Doch nur einige Stichworte.

1. Deutsch und Goldhaber haben ihre letters zurückgezogen.[2]

2. Wir haben $Ga^{66}$ (sehr wahrscheinlich $O^+ \xrightarrow{\beta^+} O^+$ gemessen.[3] Resultat: $P$ ist 0!! (Vorausgesagt von Alder, Stech und Winther hier bei uns als eine Möglichkeit.)[4] Experimente noch etwas unsicher, werden in zwei Tagen abgeschlossen. Erhält die Fermi-Wechselwirkung die Parität?

Alles Nähere Mittwoch.

Mit herzlichen Grüßen Ihr Hans Frauenfelder

[1] Frauenfelder hatte zum Sommersemester 1957 eine Einladung nach Hamburg angenommen, um dort am *Physikalischen Staatsinstitut* in der Jungiusstraße Vorlesungen zu halten. Bei dieser Gelegenheit besuchte er auch die Schweiz, insbesondere, um sich mit Scherrer und dem Schulratspräsidenten Hans Pallmann über eine Reform der schweizerischen Physik zu beraten.

[2] Siehe hierzu Frauenfelders Bemerkung im Brief [2622].

[3] Diese Ergebnisse von Frauenfelder et al. (1957b) waren am 13. Juni bei der Zeitschriftenredaktion eingegangen.

[4] Vgl. Alder, Stech und Winther (1957).

## [2636] Pauli an Telegdi und Goeppert-Mayer

[Zürich], 8. Juni 1957

Ladies and Gentlemen,

Dank für Ihr paper.[1] Es spricht einiges für eine solche Lösung, die mir allerdings schon bekannt war, und zwar aus einem paper von M. A. Preston (zur Zeit Birmingham, submitted to the Canadian Journal of Physics for publication).[2] In einem Brief an Frauenfelder[3] habe ich das zitiert als „the Preston-theory". Der Gedanke ist auch naheliegend, und ich zweifle nicht daran, daß er in Ihrer beider p. t.[4] Köpfen *unabhängig* von Preston entstanden ist. Die Koinzidenz ist wieder einmal sehr weitgehend.

Im einzelnen ist noch einiges zu bemerken: Preston diskutiert *nur* die Majorana-Version dieser Theorie, welche die Erhaltung der Lepton-Ladung *verletzt*. Ich hoffe, Davis wird – mit diesen papers in der Tasche – zu Libby gehen, um einige couple of Million $ von ihm zu verlangen für Fortsetzung seiner Experimente in solcher Form, die eine Erhöhung seiner Versuchsgenauigkeit um einen Faktor, etwa 100, ermöglicht. Bitte, Herrn Libby das auszurichten.[5]

Persönlich glaube ich mehr an die (bei Preston *nicht* diskutierte) Version einer 4-Komponententheorie mit *exakter* Erhaltung einer leptonic charge. In dieser besteht allerdings keine Notwendigkeit, die Gleichungen

$$C_S = C'_S, \quad C_T = -C'_T$$

als quantitativ *exakt* gültig zu verlangen.[6] Insbesondere die erstere scheint mir durch das Experiment nicht notwendig gefordert, es genügt wohl $C_S$ und $C'_S$ als vom gleichen Vorzeichen und gleicher Größenordnung anzusetzen. Da hat das Experiment das Wort.

Persönlich halte ich ebenfalls die Rückstoßexperimente an $He^6$ und am freien Neutron (Robson 1955)[7] für genügend, um eine $V$-Wechselwirkung auszuschließen.[8] Im folgenden nehme ich nur $S$ und $T$ als vorhanden an.

Ihre Diskussion der Neutrino-Absorption (Cowan-Reines-Experiment) in I, Nr. 5, p. 5[9] ist *falsch.* Zu Ihrer Ehre muß ich aber sagen, daß die richtige Diskussion – die mir und meinem Assistent Dr. Enz, der sich speziell damit beschäftigt hat,[10] schon lange bekannt ist – nirgends in der Literatur zu finden ist. In der Arbeit von Preston ist diese Frage überhaupt nicht diskutiert, und die kurze Bemerkung in der Arbeit von Yang und Lee von einem Faktor, der entweder gleich 1 oder 2 sei, ist sehr irreführend. Dieser Faktor hängt nämlich *stetig* von den Kopplungskonstanten ab und liegt im allgemeinen irgendwo zwischen 1 und 2. In der Tat gehen in diesen die *relativen Besetzungszahlen* der Zustände mit links- und mit rechts-geschraubten Neutrinos bei der Emission der Neutrinos (zugleich mit $e_-$ in der pile) ein, die dann im zweiten Prozeß wieder absorbiert werden. Diese Besetzungszahlen sind natürlich selbst wieder Funktionen der Kopplungskonstanten.

Herr Enz hatte das Resultat für den Fall einer $S+T$-Wechselwirkung (Vier-Komponenten-Theorie im allgemeinen) schon lange fertig, bevor Ihr paper kam. Es ist folgendes: Unter $\sigma_0$ sei derjenige Absorptionsquerschnitt der Neutrinos verstanden, der aus der alten paritäts-erhaltenden 4-Komponententheorie ($C_i' = 0$) folgt, unter $\sigma$ derjenige aus der Theorie für beliebige $C_i$ und $C_i'$. Dabei ist zum Vergleich die Lebensdauer $T$ des freien Neutrinos als empirisch gegeben zu betrachten und die Summe der Absolutquadrate aller Kopplungskonstanten (in $\sigma$ *und* in $\sigma_0$) ist entsprechend zu adjustieren. Im Falle, daß nur $C_S$, $C_S'$ und $C_T$, $C_T'$ vorhanden, gilt dann (nach Enz)

$$\frac{\sigma}{\sigma_0} = 1 + \kappa^2; \qquad \kappa = \frac{C_S C_S'^* + C_S' C_S^* + 3(C_T C_T'^* + C_T' C_T^*)}{|C_S|^2 + |C_S'|^2 + 3(|C_T|^2 + |C_T'|^2)}. \tag{1}$$

Es ist in der Tat

$$0 \leqq \kappa^2 \leqq 1.$$

Für $C_S' = C_T' = 0$ ist

$$\kappa = 0.$$

Für $C_S' = -C_S$, $C_T' = -C_T$ (ursprünglich 2-Komponenten-Theorie) ist

$$\kappa = -1, \quad \kappa^2 = +1, \quad \frac{\sigma}{\sigma_0} = 2. \qquad \text{(Yang-Lee)}$$

Für $C_S' = +C_S$, $C_T' = -C_T$ (Ihr und Prestons Fall) ist

$$\kappa = \frac{|C_S|^2 - 3|C_T|^2}{|C_S|^2 + 3|C_T|^2} \tag{2}$$

Natürlich hängt das Resultat *stetig* von dem Kopplungskonstanten-Quotient $|\frac{C_S}{C_T}|$ ab.

Nun soll das *Experiment* entscheiden:
1. ist $C_i'$ und $C_i$ reell? ($T$-Invarianz)?
2. Was ist der numerische Wert von

$$\frac{C_S'}{C_S} \quad \text{bzw. von} \quad \frac{2\mathrm{Re}(C_S C_S'^*)}{|C_S|^2 + |C_S'|^2} \, ?$$

Viele Grüße, auch an Wentzel, Dalitz,[11] etc. Ihr W. Pauli

[1] Vgl. Goeppert-Mayer und Telegdi (1957).
[2] Preston (1957).
[3] Vgl. den Brief [2626].
[4] *pleno titulo*, d. h. „mit vollem Titel".
[5] Siehe hierzu die Bemerkungen in den Briefen [2612, 2625, 2626 und 2627] sowie Telegdis Kommentar zum Brief [2465].
[6] Vgl. den Brief [2627].
[7] Robson (1955).
[8] Die gleiche Bemerkung äußerte Pauli auch in seinem Brief [2627] an Yang.
[9] Dieser Hinweis bezieht sich auf die Seitenzahl des Pauli zugesandten Manuskriptes der oben genannten Arbeit, das die Autoren Anfang Juni 1957 an die Zeitschriftenredaktion geschickt hatten.
[10] Vgl. den in der Anlage zum Brief [2633] wiedergegebenen Brief von Enz.
[11] Pauli schrieb Dahlitz. Der 1925 in Australien geborene Richard Henry Dalitz war nach einem Aufenthalt in England nach Amerika gekommen und arbeitete 1957 am *Enrico Fermi Institute of Nuclear Studies* der *University of Chicago*.

## [2637] Pauli an von Franz

Zürich, 10. Juni 1957

Liebe von Franz!

Vielen Dank für Deinen Teil III des Mysterium Conjunctionis,[1] der wirklich ein schönes Stück Arbeit ist.[2] Da ist ja eine Menge von interessantem und wichtigem Material darin.

Als Gegengabe schicke ich Dir, speziell als Kommentar zur *zweiten* Parabel, ein Buch von C. S. Lewis. Till we have faces.[3] (Geht in den nächsten Tagen an Dich ab.) Der Autor ist Engländer, Philologe, Professor für mittelalterliches und Renaissance Englisch, jetzt in Cambridge. Sein bewußter Standpunkt ist ein christlicher (was aber in diesem Buch *nicht* zum Ausdruck kommt), sein Problem aber die Assimilation heidnischer Seeleninhalte (siehe Dein Buch, p. 232),[4] das ihn veranlaßt, so viele Bücher zu schreiben.* Das Buch hat den Untertitel „A myth retold" und es handelt sich um die Geschichte von Amor und Psyche, aber in einer besonderen Version. Ich weiß nicht, *welche* Originale (wahrscheinlich sind es mehrere, die der Autor in seiner einzigen Geschichte verschmolzen hat) dem Buch zugrunde liegen. Ich hoffe, daß Du es herausfinden wirst.

Aber die Probleme dieses Buches sind sehr faszinierend: *Zwei* Psyche's kommen darin vor, zwei Stiefschwestern (gleicher Vater) – die eine *häßlich* und eine *erfolgreiche* Königin, die andere schön, die Frau „des Gottes". Aber

deutlich ist es, daß die zwei eigentlich dieselbe sind. Zum Schluß erscheinen beide in einem besonderen *Spiegel*, der in der ganzen Erzählung eine wichtige Rolle spielt. (N. B. Ich interessiere mich sehr für Spiegelungen, sowohl in Physik als in Psychologie, aber das ist eine lange Geschichte.)[5] Siehe dazu p. 246 Deines Buches über Eva und Maria[6] – ich erinnere mich wohl, als wir darüber sprachen – die aber beim Autor der Aurora, nach Deiner Deutung, eine einzige Frau sind.

Das klassische Anzünden der Lampe in der Liebesnacht (das streng verboten war) vollzieht die schöne Stiefschwester unter dem Einfluß der zweiten. Die Schöne muß daraufhin in Verbannung gehen. Das Anzünden der Lampe entspricht symbolisch dem Mord des Geliebten (Gottes) und dem Blutbad, das die Frau dann sühnen muß (p. 235f.).

Die beiden Schwestern, die einander *lieben*, sind *zusammen* die *sapientia Dei*.

In dem Buch von Lewis ist zugleich jenes Problem des leidvollen Wirkens der „himmlischen Mächte" behandelt, das *Goethe* in jenem dreiteiligen Gedicht (aus Wilhelm Meister) des *Harfenspielers* formuliert hat:[7]

Ihr führt ins Leben uns hinein,
Ihr laßt den Armen schuldig werden,
Dann überläßt ihr ihn der Pein,
Denn alle Schuld rächt sich auf Erden.

Ob der englische Autor dieses Gedicht kennt, weiß ich nicht.

Alles Gute! Wie stets W. Pauli

[1] Vgl. Jung [1957].

[2] Der dritte Teil dieses Werkes enthält eine von M.-L. von Franz durchgeführte Bearbeitung des alchemistischen Traktats *Aurora consurgens*, den ihr C. G. Jung zugänglich gemacht hatte. Marie-Louise hatte Pauli ein Exemplar ihres Werkes „Mit herzlichen Grüßen" gewidmet.

[3] Lewis [1956]. – Pauli besaß außerdem noch acht weitere Werke von Clive Staples Lewis (1898–1963), darunter auch *The last battle* [1956], *Pereleandra* [1951], *Surprised by joy* [1955], *It can't happen here* [1935] und das in der folgenden Anmerkung genannte *That hideous strength* [1949]. Von dem letztgenannten Buch hatte Pauli sich Aufzeichnungen angefertigt, auf die er offenbar hier zurückgreift (vgl. PLC Bi 58).

[4] Dort (siehe Jung [1957a, S. 232]) in einem Kommentar zur Parabel *von der Wasserflut* heißt es: „Der Ausdruck *Menge des Meeres* bezeichnet bei *Jesaia* eigentlich die am Meer wohnenenden Heiden (Jes. LX, 5), womit wiederum jenes schon in dem Motiv der Äthiopier angeschnittene Problem des *Einbruchs heidnischer Seeleninhalte* angedeutet ist."

* Ein anderes Buch desselben Autors: *That hideous strength* habe ich noch an Frau Jung geschickt, da die Gralsgeschichte (Merlin) darin vorkommt. {Zu diesem Buch hatte Pauli sich auch Lektürenotizen angefertigt, die sich in seinem Nachlaß PLC Bi 58 befinden.}

[5] Siehe hierzu auch die Bemerkungen in den Briefen [2536, 2577, 2578 und 2591] und das im Anhang zum Brief [2586] wiedergegebene Gespräch mit Bender.

[6] Auf dieser Seite seines Exemplars des oben genannten Buches hatte Pauli folgenden Satz angestrichen: „*Aus diesen Formulierungen geht hervor, daß der Autor des Aurora-Textes seine Frauengestalt als eine einzige Verkörperung des sonst in Maria und Eva getrennt personifizierten Wesens erlebte*."

[7] Der entsprechende Vers des klagenden Alten steht am Beginn des 13. Kapitels des zweiten Buches von Goethes *Wilhelm Meisters Lehrjahre*.

## [2638] Pauli an Jaffé

Zürich, 10. Juni 1957
2 Beilagen:
a) Ein Brief an Prof. Jung[1]
b) Ein Brief von van Dusen[2]

Liebe Frau Jaffé!

Anbei schicke ich Ihnen einen Brief an Prof. Jung[3] mit der großen Bitte, ihn zu typen. Sobald Sie damit fertig sind, könnten Sie mir ihn (+ 1 Kopie) entweder schicken oder Sie könnten mir – sei es telephonisch, sei es schriftlich – ins Poly Nachricht geben und ich könnte dann, nach besonderer Verabredung, bei Ihnen vorbeikommen, um ihn zu unterschreiben und die Figuren (etwas besser) einzuzeichnen (was wir auch zusammen tun könnten).

Vielleicht interessiert Jung mein Hinweis auf Cusanus. Die Mathematik spielt in dessen Theologie eine ganz spezielle Rolle.[4] Übrigens war er ja von Meister Eckhart beeinflußt,[5] ohne aber dessen mystische Erfahrungen selbst gehabt zu haben, so daß er diesen in seinem Denksystem quasi mitrationalisiert hat. Das Manuskript van Dusens schicke ich separat nach Küsnacht.

Vielen Dank und herzliche Grüße Ihr W. Pauli

[1] Vgl. den Brief [2644].
[2] Vgl. hierzu den Brief [2629].
[3] Vgl. hierzu den Brief [2629].
[4] Vgl. den Brief [2644].
[5] Nikolaus von Kues Mathematikphilosophie ist ausführlich in der historischen Studie von Kurt Flasch [2001. S. 172ff.] dargestellt.
[6] Die gleiche Bemerkung machte Pauli auch schon in seinem Brief [2429] an Kröner.

## [2639] Tamm an Pauli

Moskau, 10. Juni 1957
[Maschinenschrift]

Dear Prof. Pauli!

About a year ago an invitation to visit U S S R and to deliver lectures on special topics was sent to you by the Academy of Sciences of the U S S R.[1] At that time the Academy did not get any answer from you.[2] However the invitation remains valid during the whole year 1957 and our physicists would be happy if you would find it possible to come to Moscow. All of us would appreciate very much indeed the possibility to discuss physics with you. Any time from say 15th of September till the end of the year would be completely convenient for us.

As to me I would be extremely glad to meet you once again after so many years.[3]

Cordially yours Igor Tamm

[1] Vgl. den Brief [2268] in Band **IV**/3, S. 551.

[2] Pauli hatte zwar in einem Schreiben vom 18. Mai 1956 einen möglichen Reisetermin genannt (vgl. Band **IV**/3, S. 562f. und 606f.), dann aber infolge der politischen Lage den Plan einer Reise nach Moskau wieder fallen gelassen (vgl. Band **IV**/3, S. 795).
[3] Igor Tamm und Pauli hatten sich im August 1930 in Odessa kennengelernt (vgl. Band **IV**/3, S. XXXIVf.).

## [2640] Pauli an Heisenberg

Zürich, 11. Juni 1957
[1. Brief]

Lieber Heisenberg!

Habe soeben Deinen Brief vom 5.[1] erhalten sowie auch das Manuskript.[2] In letzteres habe ich noch nicht hineingesehen und will es sehr ausführlich studieren. Könntest Du *gleich* auch eine Kopie an Källén nach Kopenhagen schicken? (Er muß dieser Tage dorthin zurückkommen.)[3] (Vielleicht ist das aber ohnehin bereits geschehen.) Es ist mir sehr wichtig, ob er einen Fehler finden kann (speziell in den höheren Sektoren).

Auf die Frage, ob ich mit unterzeichnen soll, will ich nach eigenem Studium und nach Vorliegen von Källéns Reaktion eventuell zurückkommen.[4]

Meine eigene Vermutung ist nicht so sehr, daß in Deiner Arbeit noch ein „Fehler" sei, als vielmehr, daß die Doppelwurzel unnötig ist und das Verständnis erschwert. Um die Frage in einem allgemeineren Rahmen zu diskutieren, ist vielleicht die Arbeit von Wightman, Physical Review **101**, 860, 1956[5] nützlich, wo alles auf Vakuumerwartungswerte von Produkten von Feldoperatoren zurückgeführt wird. (Jost hat das auch benützt, siehe unten.) Es stellt sich dann folgende Frage:

1. Man setze *nicht* die positive definite Metrik für die Felder voraus, d. h., die Ungleichungen in Nr. 5 von Wightmans Arbeit werden gestrichen.

2. Man verlange trotzdem Unitarität der *S*-Matrix.

3. Man verlange Regularität aller Erwartungswerte von Produkten von Feldern auf dem Lichtkegel (d. h., man nehme die alte Regularisierung von Villars und mir ernst).

*Haag* ist natürlich genau der Richtige, um die *allgemeine* Frage der Vereinbarkeit von 2. und 3. zu untersuchen. (Viele Grüße an ihn.) Ich halte Deine Doppelwurzelvorschrift doch für einen Spezialfall, der bei mir ein starkes Verlangen nach einer *allgemeineren* Einsicht zurückläßt. *Andererseits sehe ich zur Zeit keinen Grund, um 2. und 3. für unvereinbar zu halten*. (Natürlich ist 3. im Widerspruch mit der positiv definiten Metrik für die Feldoperatoren.) Das Schöne an 3. ist, daß Teilchen ohne Wechselwirkung – d. h. „immerfreie" Teilchen – durch 3. ausgeschlossen sind. Das soll, auch meiner Meinung nach, unbedingt so sein, denn solche Teilchen gibt es ja nicht in der Natur. (Dagegen versündigen sich die – wahrscheinlich leeren – Axiome des Feldvereins und Wightmans. Ich habe auch des letzteren Report für Lille gelesen.)[6]

Also zusammenfassend: Wenn Haag schon ein „Handbuch" schreibt[7] (es ist ja da bereits beträchtlich viel Literatur vorhanden), so soll er doch unbedingt die formulierte Frage *allgemein* diskutieren, d. h. so, daß man nicht gleich mit

der Doppelwurzel anfängt. Über Vertauschbarkeit der Felder in raumartigen Punktepaaren soll man dabei zunächst *gar nichts* voraussetzen.

Nun zu neueren Untersuchungen von Jost über das CPT-Theorem (wird Haag auch interessieren).

Jost setzt nur voraus: a) Invarianz der Theorie gegenüber der kontinuierlichen Lorentzgruppe einschließlich Translationen. Die letzteren definieren den Energie-Impulsvektor $P_\nu$, b) bezogen auf das als Lorentz-invarianter Zustand vorausgesetzte Vakuum als Nullpunkt, müssen die Energien $P_0$ positiv sein.* (Daraus folgt dann auch, daß die $P_\nu$ zeitartig sind.)

Im Sinne des Formalismus von Wightman (1956, l. c.)[8] wird das CPT-Theorem als Aussage über Vakuum-Erwartungswerte von Produkten von $n$-Feldern formuliert. Setzt man dann $\psi'(x) = \psi(-x)$ für Skalare, $\psi'(x) = i\gamma_5\psi(-x)$ für Spinoren, etc. (siehe „starke Reflexion" in der Bohrfestschrift),[9] so sagt das CPT-Theorem:

$$\langle \psi'_1(x_1) \dots \psi'_n(x_n)\rangle_0 = \langle \psi_n(x_n) \dots \psi_1(x_1)\rangle_0 \,. \tag{1}$$

Die Felder können teilweise gleich sein, müssen es aber nicht. Man beachte die spezielle Permutation, die bei mir auch schon vorkommt.

Josts Resultat ist:[10] (1) ist völlig *äquivalent* mit einer anderen Relation (2) – d. h., aus (1) folgt (2) und aus (2) folgt (1) – die viel *schwächer* ist als die (Anti)-*Kommutierbarkeit der Felder in allen Punkten mit raumartiger Lage*. {Aus letzteren folgt (2), aber nicht umgekehrt.}

Nämlich: seien $x_1 \dots x_n$ solche Punkte, für welche der durch

$$\rho_i = x_i - x_{i+1}, \qquad i = 1, 2, \dots, n-1$$

und

$$\xi = \sum_{i=1}^{n-1} \lambda_i \rho_i, \quad \lambda_i \geq 0, \quad \sum_i \lambda_i = 1 \tag{K}$$

definierte komplexe Körper aus lauter *raumartigen* Vektoren $\xi$ besteht. Dann besagt (2):

Es sind dann alle $x_i - x_j$ raumartig, die Aussage (K) ist aber spezieller.

$$\langle \psi_1(x_1) \dots \psi_n(x_n)\rangle_0 = (-1)^\sigma \langle \psi_n(x_n) \dots \psi_1(x_1)\rangle_0 \tag{2}$$

Die (mod. 2 definierte) ganze Zahl $\sigma$ ist die Zahl der Transpositionen, welche die Felder mit halbzahligem Spin bei der speziellen in (2) auftretenden Permutation (= Inversion) erfahren.

Man beachte, daß dabei *nichts* angenommen ist, z. B. über

$$\langle [\psi_1(x_1), \psi_2(x_2)]\psi_3(x_3)\rangle_0, \text{ etc.}$$

Ferner braucht *Jost* nicht die positiv-definitness der Metrik der Felder vorauszusetzen, übrigens *auch nicht* die Unitarität der $S$-Matrix.

Die dabei benützten Hilfsmittel sind die analytische Fortsetzung der Vakuumerwartungswerte ins Komplexe – dank der Positivität der $P_0$ – siehe Wightman, l. c., d. h. für komplexe $z_\nu = x_\nu - i\vartheta_\nu$, $\vartheta_\nu$ zeitartig, $\vartheta \geq 0$.

Es könnte dies eine physikalische Bedeutung haben, indem z. B. $_0$ als reziproke Temperatur einer *kanonischen Gesamtheit* in den Zwischenzuständen erscheint.

$$\exp \mathrm{i}(\boldsymbol{Pz} - P_0 z_0) = \exp \mathrm{i}(\boldsymbol{Px} - P_0 t) \exp(\boldsymbol{P\vartheta} - P_0 \vartheta_0) \,. \qquad P_0 > 0$$

Der letztere Faktor bedingt ja ein Abschneiden der hohen Energien.

Man kann dann die kontinuierliche Lorentzgruppe analytisch fortsetzen in Transformationen mit *komplexen* Koeffizienten ($z_0\, z$ invariant), aber mit Det. $+1$. Daher sind die Transformationen $x'_\nu = -x_\nu$ des CPT-Theorems in der so erweiterten *kontinuierlichen* Gruppe enthalten (*nicht aber* die Raumspiegelungen $P$ und die Zeitspiegelung $T$, für sich genommen!).

Diese schon von Wightman entwickelten Hilfsmittel (mit denen er aber nicht viel gemacht hat) sind von Jost bei seinem Beweis der Äquivalenz von (1) und (2) benützt worden.[11]

Natürlich folgt aus einem so allgemeinen Schema, bei dem weder Hamiltonoperatoren, noch Vertauschungsrelationen explizite angeschrieben werden, weder das CPT-Theorem (1), noch die Relation (2), sondern *nur die Äquivalenz beider*.

Von der Metrik im Hilbertraum *braucht* man dabei nur zu benützen, daß der Erwartungswert eines „adjungierten" Operators das Konjugiert-Komplexe des Erwartungswertes des ursprünglichen Operators ist (speziell: der Erwartungswert eines selbstadjungierten Operators ist reell); und daß natürlich $(AB)^+ = B^+A^+$ bei Adjunktion ist.

Es ist auch Jost aufgefallen, daß er die Annahme, die Adjunktion sei *hermitesch*-konjugiert, *nicht* gebraucht hat.

Diese neuen Untersuchungen von Jost erscheinen mir zunächst als ein limitierter Fortschritt, speziell auf das CPT-Theorem zugeschnitten.

Mein Eindruck ist aber, daß die analytische Fortsetzung der Vakuum-Erwartungswerte von Produkten ins Komplexe (Wightman) eine allgemeinere Bedeutung haben könnte und *daß auch noch unanalysierte Physik dahinter sein könnte!*

Was meinst Du und Haag dazu?

Morgen kommt Frauenfelder aus Urbana (Ill.) und wird mit mir seine (und anderer) neuesten Experimente über $\beta$-Zerfall diskutieren.[12] Ein verschiedenes Verhalten der Gamow-Teller- und der Fermi-Übergänge scheint sich zu zeigen.

Viele Grüße Dein W. Pauli

## Anlage zu [2640]

*Bemerkungen zur jetzigen Lage in der Quantentheorie der Felder*[13]

9. Juni 1957

Nachdem ich den Bericht von Wightman[14] gelesen habe und auch meine Vorlesung weiter fortgeschritten ist,[15] möchte ich – für den Hausgebrauch – einige Bemerkungen und hauptsächliche *Fragen* zusammenschreiben.

*1.* Beim *CPT-Theorem* wird der Umstand, daß das Vakuum der Zustand kleinster Energie sei, auch von mir an einer Stelle – und zwar, wie mir scheint, *wesentlich* – herangezogen {siehe Bohrfestschrift, p. 37, zwischen Gleichung (8) und (9)},[16] nämlich dort, wo für den Energie-Impulsvektor $P'_\mu = P_\mu$ (und *nicht* etwa $P'_\mu = -P_\mu$ begründet wird. Dies ist fundamental, denn erst daraus folgt die Notwendigkeit der Inversion der Reihenfolgen aller Operatoren beim CPT-Theorem (siehe dazu *Schwinger*, Physical Review **82**, 914, 1951, speziell p. 925f.).[17]

Dadurch wird aber eine weitere Übereinstimmung der physikalischen Grundlagen der älteren Arbeiten zum CPT-Theorem und der neueren Arbeit von Jost offenbar, was mir befriedigend erscheint.

*2.* Die Einführung des komplexen Vektors

$$\xi_\nu = x_\nu - i\vartheta_\nu; \qquad \vartheta_\nu \text{ zeitartig im } \textit{Vor}\text{kegel } (\vartheta_0 > 0) \quad (1)$$

könnte einer physikalischen Interpretation zugänglich sein, die aber im einzelnen erst aufzufinden wäre. Die Deutung von $\vartheta_0$ als reziproke Temperatur $(1/kT)$ ist naheliegend und bedeutet ein Abschneiden hoher Energien im Zwischenzustand im Sinne einer *kanonischen Gesamtheit* endlicher Temperatur.[18] Wenn ich mich recht erinnere, ist die komplexe Zusammenfassung von Zeit und reziproker Temperatur, von der statistischen Mechanik herkommend, bereits diskutiert worden (ich weiß aber leider nicht mehr genau, wo; Darwin?).

Es würde mich interessieren, ob diese Heranziehung komplexer Variablen bei der Formulierung der Asymptotenbedingung (*S*-Matrix: Wightmans Axiom IV) etwas hilft. (Auf p. 21 und 34 des Reports zitiert Wightman eine Arbeit von *Greenberg*.)[19] Denn Källéns Verfahren eines adiabatischen Ein- und Ausschaltens scheint mir wegen Verletzung der Lorentz-Invarianz unbefriedigend. Das komplexe $\xi_\nu$ könnte dazu dienen, die Lorentz-Invarianz wieder herzustellen.

*3.* Nach einer sehr nett geschriebenen Einleitung macht mir Wightmans Bericht geradezu einen *tragischen* Eindruck. Denn es gelingt ihm nicht, auch nur das Geringste zu beweisen oder herzuleiten, was mit Physik zu tun hat; er bleibt stets bereits völlig in den Anfängen stecken, bevor die Sache irgendwie interessant werden kann. Auch die (mir sympathische) Idee der komplexen Variablen $\xi_\nu$ wird nicht weiter fruktifiziert.

Die Axiome I bis IV sollen, glaube ich, von den Physikern so lange, rein heuristisch, als unmöglich betrachtet werden, als keine Systeme mit Wechselwirkung als Beispiele für diese von den Mathematikern und Formalisten angegeben werden. Vernünftige Axiome sollten ja gerade *die kräftefreien Teilchen (Felder) ausschließen* – denn diese gibt es ja in der Natur nicht. Es ist mir also bereits sehr verdächtig, daß kräftefreie Teilchen aufgrund dieser Axiome überhaupt möglich sind. Das kommt mir immer so vor, wie wenn man die regulären Stellen einer Funktion ausschließen und nur die unregulären zulassen würde.

*4.* Diese Forderung (Ausschließen der kräftefreien Felder) ist erfüllt, wenn man auf die Regularisierungsforderung für *alle* Vakuumerwartungswerte von Villars und mir[20] zurückgeht und versucht, diese ernst zu nehmen. (Heisenberg, der diese zitiert hat,[21] tut dies auf eine sehr spezielle Weise, auf die ich in

diesen Bemerkungen nicht weiter eingehe. Seine Arbeit mit Haag ist noch nicht eingetroffen.)[22]

Es bedeutet dies für die Massen-Spektraldichtefunktionen $\rho(\lambda)d\lambda$, worin $\lambda \equiv mc^2 = -(k \cdot k)$ im Impulsraum, die Forderung

$$\int_0^\infty \rho(\lambda)\, d\lambda = 0, \qquad \int_0^\infty \rho(\lambda)\lambda\, d\lambda = 0\,. \tag{1}$$

Das bedeutet aber, daß eine Funktion $\rho(\lambda)$ niemals *überall* positiv sein kann, was eine *Durchbrechung der Wightmanschen Ungleichungen* (welche positiv definite Metrik der Feldoperatoren zum Ausdruck bringen) notwendig zur Folge hat.

Dann entsteht sogleich die mathematische Frage: *wie kann die Unitarität der S-Matrix mit (1) in Einklang gebracht werden?* (Ist das überhaupt möglich?) (N. B. Es scheint mir das Verdienst von Heisenberg, diese Frage aufgeworfen zu haben. Seine mathematischen Hilfsmittel zu ihrer Beantwortung scheinen mir aber, zur Zeit, unzulänglich.)

Hier brauche ich Informationen über die zweckmäßige Einfügung und Diskussion der Asymptoten-Bedingung. Ich will versuchen, darüber eine Umfrage zu machen (Jost, Wightman, Källén, Feldverein – etc.), fürchte aber, die Herren wissen nicht genug – (wenn sie etwas wüßten, hätten sie es ja wohl schon erzählt) bzw. waren zu einseitig auf irgendein Axiomensystem versessen (siehe Feldvereins Arbeiten im Nuovo Cimento).

Es ist durchaus *möglich*, daß sich die Regularitätsbedingungen (1) als ganz abwegig erweisen werden. Dann müßte man das Axiom III (lokale Kommutativität) abschwächen und an Wightmans Ungleichungen festhalten. Ich ziehe diesen anderen Weg auch in Betracht, stoße dabei aber auf *größere* Schwierigkeiten als mit dem ersten Programm. Denn:

a) die kräftefreien Teilchen drohen dann sogleich zurückzukehren. Das scheint mir aber physikalisch unerträglich.

b) Ich sehe nicht, wie sich eine makroskopische Abschwächung der lokalen Kommutativität mathematisch exakt fassen läßt, während sowohl die Regularität (1) als auch die Unitarität der *S*-Matrix exakte (und positive) mathematische Formulierungen sind. W. Pauli

[1] Vgl. den Brief [2632].
[2] Es handelte sich um das Manuskript von Heisenbergs im Juli 1957 eingereichter Veröffentlichung (1957b) über die Quantisierung nichtlinearer Feldgleichungen und das Lee-Modell.
[3] Källén war im April auch in den USA bei der Rochester-Konferenz gewesen.
[4] Wie Pauli in seinem Schreiben [2669] Källén mitteilte, war Heisenberg „Ende Juni in Zürich und wollte mich überreden, doch mit als *Autor* zu zeichnen! Ich war aber standhaft gegenüber diesem Sirenengesang."
[5] Wightman (1956).
[6] Wightman (1957). – Siehe hierzu auch die in der Anlage zum Brief [2636] wiedergegebenen *Bemerkungen zur jetzigen Lage in der Quantentheorie der Felder*.
[7] Siehe hierzu Heisenbergs Bemerkung im Brief [2632].
[*] Vgl. dazu auch meine Arbeit in der Bohrfestschrift, p. 37, zwischen Gleichung (8) und (9).
[8] Vgl. Wightman (1956).

[9] Vgl. Pauli (1955d).
[10] Diese Resultate sind auch in der Anlage zum Brief [2636] und im Brief [2633] an Lüders zusammengestellt.
[11] Jost (1957a).
[12] Vgl. hierzu den Brief [2635].
[13] Mit dem folgenden Manuskript aus dem *Pauli-Nachlaß* 1/451-454, das zwischen Heisenbergs Briefen [2632 und 2646] abgelegt war, wollte Pauli – wie er sagte, nur für den Hausgebrauch – seinen damaligen Standpunkt zur Quantenfeldtheorie darlegen.
[14] Wightman (1957) hatte während der Tagung in Lille vom 3.–8. Juni 1957 Vorträge über mathematische Probleme der relativistischen Quantentheorie gehalten.
[15] Im Sommersemester 1957 las Pauli über „Spezielle Probleme der Wellenmechanik“ (vgl. Band **IV**/2, S. 970).
[16] Pauli (1955d).
[17] Schwinger (1951).
[18] Den gleichen Gedanken äußerte Pauli auch in seinem voranstehenden Brief [2640] an Heisenberg.
[19] Vgl. Greenberg (1956).
[20] Pauli und Villars (1949b).
[21] Vgl. Heisenberg (1954a, S. 297).
[22] Vgl. Heisenberg (1957b). In einer Fußnote der am 14. Juli bei der Redaktion eingegangenen Arbeit heißt es: „R. Haag has contributed to the sections 2 and 4.“

## [2641] Pauli an Heisenberg

Zürich, 12. Juni 1957
Brief Nr. 2

Lieber Heisenberg!

Ich schreibe meine Antwort in Fortsetzungen. Gestern habe ich noch bis Ende von Kapitel III gelesen[1] und habe einige pädagogische Anregungen, damit „des Pudels Kern“ für den Leser deutlicher in Erscheinung tritt.[2] Die Bezeichnung „Hermitian“ für die „Hamiltonian“* (ich schreibe *deshalb* englische Worte, weil die Arbeit auf englisch geschrieben ist) finde ich ganz verwirrend. Wir haben die Operatoren mit reellen Erwartungswerten immer „self adjoint“ (selbstadjungiert) genannt. (Vgl. z. B. meine Arbeit Reviews of Modern Physics **15**, 175, 1943.[3] Ein Hinweis für den Leser, wie sich die von Euch gebrauchte Terminologie zur dort verwendeten verhält, wäre vielleicht nützlich. Jedoch bin ich mit letzterer auch gar nicht mehr recht zufrieden.)

Nun insistiere ich gar nicht auf dem Wort „self-adjoint“, habe vielmehr einen anderen Vorschlag: Ihr habt ja schon selber „*pseudo*-unitär“ gesagt, und da hermitesch einfach das infinitesimale Unitäre ist, sollte auch die Terminologie analog sein. Deshalb schlage ich „*pseudo-hermitian*“ für die Operatoren mit reellen Erwartungswerten vor. (Paßt auch gut zum Ausdruck „pseudoeuklidisch“ für die Minkowski-Welt.)

Es handelt sich ja immer um das veränderte Multiplikationsgesetz (86) der Matrizen.[4] Dort sollte explizite gesagt werden, *daß* $_kA_l$ *die Erwartungswerte*, $_kA^l$ *die Eigenwerte eines Operators bestimmt*. Letztere sind ja dadurch definiert, daß $_kA^l$ (nicht $_kA_l$) auf Diagonalform gebracht wird. Ferner müßt Ihr explizite

sagen, durch welche Transformation. Natürlich

(Diagonalform durch nicht-unitäre Ähnlichkeitstransformation)

$$({}_kA^l)' = ({}_kT^r_{\cdot})({}_rA^s)({}_sT^{-l\,l}), \qquad \text{kurz } A'^{\cdot}_{\cdot} = TA^{\cdot}_{\cdot}T^{-l}$$

$$({}_kA_l)' = ({}_kT^r)({}_rA_s)({}^sT^+_l), \qquad \text{kurz } A'_{\cdot\cdot} = TA_{\cdot}T^+$$

$$\downarrow$$

$\equiv$ hermitesch konjugiert zu T

ebenso

$$g_{kl} = {}_kT^r g_{rs}{}^sT^+_l.$$

Der triviale Operator der Identität „1“ (Multiplikation mit 1) hat daher die Matrizen

$${}_k(\text{„1“})^l \equiv \delta_k{}^l \qquad \text{aber } \text{„1“}_{kl} = g_{kl}$$

Ebenso

$$({}^kA^l)' = {}^k(T^{+-l})_r{}^rA^s{}_s(T^{-l})^l$$

kurz

$$A^{\cdot\cdot\prime} = T^{+-l}A^{\cdot\cdot}T^{-l}$$

entsprechend für die $g^{rs}$.

Wenn das klar explizite gesagt wäre, würde dem Leser auch verständlich, daß (ich insistiere *nicht* auf dem Buchstaben $T$) ein *pseudo*-hermitescher Operator nicht notwendig reelle Eigenwerte zu haben braucht, daß man $g_{ik}$ und den Hamilton-Operator $H^k_i$ nicht gleichzeitig diagonal machen kann, etc., während ein hermitescher Operator (*ohne* pseudo) notwendig reelle Eigenwerte hat.

Wenn dies ordentlich in IIIa stehen würde, dann würde sich auch IIIb besser anschließen.

---

Eine *sprachliche* Bemerkung zum Wort „eventually“, p. 33 oben und p. 43 in b. Auf Englisch bedeutet das *nicht* (wie deutsch oder französisch) „eventuell“, sondern „schließlich“ (d. h. „in the course of events“). Die betreffenden Stellen dürften daher sehr mißverständlich sein. Ich möchte vorschlagen, das Wort durch „possibly“ zu ersetzen.

---

Das eigentlich kritische (‚crucial‘) Kapitel wird IV sein. Eben zu diesem möchte ich auch Källéns Meinung hören.

Also: *Fortsetzung folgt*!

Ich habe noch über die $\tau$-Funktionen Deines Briefes nachgedacht: sehr interessieren würde es mich zu erfahren, was mit diesen passiert, wenn man mit der Zeit $t$ *ins Komplexe* geht, wie ich das in meinem gestrigen Brief diskutiert habe. „Endliche Breiten“ äußern sich dann oft als Singularitäten auf der reellen Achse. Mein Verdacht einer physikalischen Bedeutung des komplexen $t$ (kanonische Gesamtheit) *wächst*!

Heute nachmittag kommt also Frauenfelder. Es könnte sensationell werden.

Viele Grüße Dein W. Pauli

[1] Vgl. Heisenberg (1957b).
[2] Diese Stelle aus Goethes *Faust* zitierte C. G. Jung, als Pauli während der Analyse seiner Träume als Quelle seiner psychischen Probleme eine zu einseitige intellektuelle Einstellung wahrzunehmen begann (vgl. Jung [1952, S. 90]).
[*] Sie beginnt p. 9 und erscheint dann an vielen Stellen wieder.
[3] Pauli (1943).
[4] Vgl. Heisenberg (1957b, S. 551).

## [2642] Pauli an Heisenberg

Zürich, 13. Juni 1957
Brief Nr. 3
Fortsetzung über Kapitel IV folgt

Lieber Heisenberg!

Zuerst noch einmal ein Appell, die geradezu *verrückte* Weise, den Begriff „hermitesch“ zu definieren, die auf p. 9 und 29, wieder zu eliminieren! Ein hermitescher Operator ist – schon in einem Vektorraum mit endlich vielen Dimensionen, d. h. in der elementaren Algebra – so definiert, daß für $H_1, H_2$ hermitesch, auch $H_1H_2 + H_2H_1$ und $i(H_1H_2 - H_2H_1)$ hermitesch sind, ebenso $H^2$ wenn $H$ hermitesch ist, wobei dann übrigens $H^2$ keine negativen Eigenwerte haben kann, auch H nur reelle.

Das bedeutet, daß in Deiner Bezeichnung $H_i^k$ im gewöhnlichen Sinne hermitesch ist $\{(H_i^k)^* = H_k^i\}$. Oder ebenso $H_k^i$. Diese Matrizen haben auch weiter das gewöhnliche Multiplikationsgesetz, das seine *tiefe Berechtigung behält*, da dieses die Eigenwerte bestimmt. (Siehe letzten Brief über T-Transformationen.) Die Abbildung ist natürlich $y^i = H_k^i x^k$ (oder $y_i = H_i^k x_k$, je nach Definition), und solche Begriffe existieren auch, *wenn gar keine* $g_{ik}$ *existieren.*

Die übliche Terminologie „one has to sum over all intermediate states“ ist in keiner Weise „misleading“, dies gilt vielmehr nur vor p. 28 und 29 Deines papers,[1] wo mir ein fürchterlicher Wirrwarr angerichtet zu sein scheint – hauptsächlich dadurch, daß die $T$-Transformationen nicht erwähnt sind.

Des „Pudels Kern“ ist, daß man die Erwartungswerte und die Eigenwerte der Operatoren stärker voneinander trennt – kann doch ein Eigenwert 1 den Erwartungswert 0 – oder 0/0, je nach Definition – haben!

An *dieser Stelle* kommt das Herunterziehen mit Hilfe der $g_{ik}$:

$$A_{ik} = A_i^l g_{lk}$$

$$\langle A \rangle = c_i^* A_{ik} c_k \qquad \text{im Zustand } c_i \psi^i$$

Ich hoffe also auf Bereinigung Deines papers von der unmathematischen Verirrung eines neuen Hermitizitätsbegriffes.

Dagegen wäre der Ersatz des alten Wortes „selbstadjungiert“ durch ein neues wie „pseudohermitesch“ für die Operatoren mit reellen Erwartungswerten durchaus „arguable“.

Die Rückstoßexperimente an $He^6$ und an $Ar^{34}$ sind vorläufig noch im Widerspruch miteinander.

Frauenfelder berichtete ein sonderbares Resultat: Laut seiner Polarisationsexperimente verletzen die Fermi-Übergänge ($S$ oder $V$) die Parität *nicht* (Polarisation = 0!). Nur die Gamow-Teller-Übergänge tun es! (Wie z. B. $Co^{60}$).

Viele Grüße Dein W. Pauli

## Appendix zu Brief Nr. 3

Sei $R_n$ ein $n$-dimensionaler Vektorraum, in welchem *kein* Längenbegriff existieren möge. Es existiert der Begriff der linearen Abbildung

$$x'^k = x^i A_i{}^k \tag{1}$$

aus (1) und

$$x''^l = x'^k B_k{}^l$$

folgt

$$x''^l = x^i (A_i{}^k B_k{}^l) \equiv x^i (AB)_i{}^l .$$

Das ist der Ursprung des Multiplikationsgesetzes der Matrizes, das *gar nichts* mit einem Längenbegriff (Unitarität etc.) zu tun hat.

Es existiert der Begriff lineare Unabhängigkeit von Vektoren. Sei nun

$$y^k = x^i A_i{}^k$$

eine lineare Abbildung.

Änderung des Koordinatensystems

$$x'^k = x^i T_i{}^k, \qquad y'^k = y^i T_i{}^k \tag{2}$$

$$\text{Sei Det.} T \neq 0. \qquad x'_k (T^{-1})_k{}^i \Big| = x^i$$

$$y'^l = y'^j (T^{-1})^i_j A_i{}^k T_k{}^l = x'^j (T^{-1} A T)_j{}^l .$$

In diesem Sinne

$$A' = T^{-1} A T .$$

Begriff Eigenwert von $A$: Für einfache Eigenwerte kann $A'$ auf Diagonalform gebracht werden, für mehrfachen Eigenwert $\lambda$ Normalform.

$$\begin{matrix} \lambda & 1 & & & \\ & \lambda & 1 & & \\ & & \ldots & \ldots & \\ & & & \lambda & 0 \\ & & & & \lambda \quad 0 \\ & & & & \ldots \quad \ldots \end{matrix}$$

*Kein* Längenbegriff!

Wieweit ist ein solcher „Hilbertraum II“ notwendig?

Eigenwert von $A$ heißt $x^i A_i{}^k = \lambda x^k$ ist lösbar oder Determinante $||A_i{}^k - \lambda \delta_i{}^k|| = 0$.

*Bemerkung*: Man kann neben den kontravarianten $x^k$ auch kovariante $y_k$ einführen, die sich bei $T$-Transformationen wie (Die $y_k$ sind die „bra's", die $x^k$ die „ket's")

$$y'_k = (T^{-1})_k{}^l y_l \tag{2'}$$

transformieren. Dann ist

$$x'^k y'_k = x^k y_k \text{ invariant.} \tag{3}$$

Das bedingt immer noch keinen Längenbegriff – doch gibt es *keine* Zuordnung eines *bestimmten* bra- zu einem gegebenen ket-Index.

Deshalb sage ich: die Matrizes mit einem Index unten und einem oben und ihr Multiplikationsgesetz sind *primär.*

Die Idee einer Maßbestimmung ist demgegenüber etwas Neues. Sie dient dazu, um die Indizes herunter- oder hinaufzuziehen.

Nun ist das Postulat einer unitären Maßbestimmung im Hilbertraum I natürlich. Dieser muß die „ingoing and outgoing fields" enthalten, die durch eine *unitäre S*-Matrix verknüpft sind, ferner die diskreten stationären Zustände mit diagonalem Energie-Impulsvektor.

Davon möchte ich ausgehen.

Nun kommt der Punkt, wo Du recht hast und der Feldverein unrecht hat: es gibt *keinen* Grund a priori, daß dieser Hilbertraum I schon den *ganzen* Vektorraum aufspannt, der in der Theorie benutzt werden soll.

Nun gehst Du so vor, auch für die zum übrigen Teil II des Hilbertraumes gehörigen Vektoren eine Maßbestimmung einzuführen, aber eine indefinite. Dann gibt es zu jedem bra- eindeutig eine ket- und außerdem eine $c$-Zahl. Die Erwartungswerte von $\psi_1(x_1) \ldots \psi_N(x_N)$ für scharfe $x_1 \ldots x_N$ in Zuständen des Hilbertraumes I *existieren*. – Z. B. *Vakuum*erwartungswerte.

Es interessiert mich aber, ob dort, wo Du eine indefinite Metrik einführst, es nicht möglich wäre, auf die Maßbestimmung *überhaupt zu verzichten*. Die Feldoperatoren wären dann wohl immer noch als Funktionen der c-Zahlen $x_\nu$ ($\nu = 1 \ldots 4$) definiert; *nicht* aber die (Vakuum-) *Erwartungswerte von Produkten solcher Operatoren.*

Es entsteht also die Frage, ob die unitäre Maßbestimmung des Hilbertraumes I nicht noch auf andere Weise zu einer Totalität ergänzt werden kann als durch eine *indefinite* Metrik im Hilbertraum II?

(Das Lee-Modell und der Dipolgeist beginnen für mich mehr und mehr nur eine *historische* Bedeutung zu haben.)

Ich bin noch immer nicht bei Kapitel IV. Fortsetzung *folgt*.

Stets Dein W. Pauli

[1] Vgl. Heisenberg (1957b).

## [2643] Pauli an Heisenberg

Zürich, 14. Juni 1957
Brief Nr. 4

Lieber Heisenberg!

Dieser Brief wird nun wohl kürzer, nachdem wir am Beginn dieses Jahres schon so viel diskutiert haben. Ich habe nun das 4. Kapitel einmal durchgelesen und habe nichts Neues mehr zum Kritisieren gefunden, als was schon oft besprochen wurde: Die analytische Fortsetzung in p. 40 ist ein schwacher Punkt. Übrigens habe ich in IIa, p. 25, bereits nicht verstanden, wo die Möglichkeit *komplexer* Wurzeln E geblieben ist, und habe auch nicht diskutiert gesehen, wie sich diese (wenn existierend) in IVb auswirken (insbesondere *welche* analytische Fortsetzung dabei nötig ist).

Es ist mir sehr wichtig, daß Källén insbesondere das Kapitel IV kritisch durchliest. Im Gegensatz zu ihm ist mir ein fundamentaler Fehler allerdings unwahrscheinlich. Aber man kann nie wissen!

Zu meinem gestrigen Appendix über Eigenwerte von linearen Operatoren in Räumen ohne Längenbegriff ist noch zu sagen, daß dies bei *endlicher* Dimensionszahl des Vektorraumes alles richtig ist, daß aber sehr wohl bei *unendlicher* Dimensionszahl des Raumes, wenn die Metrik entweder gar nicht existiert oder indefinit ist, große Konvergenzschwierigkeiten dabei zum Vorschein kommen werden. Dennoch halte ich es für richtig, „hermitesch“ auf $H_i{}^k$ (oder $H^i{}_k$), *pseudo*hermitesch auf das aus diesem mittels $H_i{}^l g_{lk} = H_{ik}$ abgeleitete $H_{ik}$ zu beziehen. Analog für unitär.* Denn diese Begriffsbildungen setzen schon bei endlicher Dimensionszahl des Vektorraumes ein.

Nun habe ich wieder genug geschrieben, bis weitere Briefe von Dir kommen. Bin gespannt auf Deine Reaktion zu meinen allgemeineren Fragen, die sicher nicht leicht zu beantworten sind.

Jost ist *nicht* davon überzeugt, daß eine Forderung der Regularität der Vakuumerwartungswerte von Produkten von Feldoperatoren auf dem Lichtkegel mathematisch und physikalisch vernünftig ist. Zu den *allgemeinen* Fragen hat er aber zur Zeit nichts Positives zu sagen.

Viele Grüße Dein W. Pauli

Dein $S^*S = 1$ (p. 24) ist mir zu schwierig. Ich weiß nicht einmal, ob 1 die Einheitsmatrix ist!

Siehe Appendix!

## Appendix zum Brief [2643]

Die bei Dir nicht definierte Matrix $S^*$ sowie die bei Dir verwirrend $S^*S = 1$ geschriebene Gleichung erscheint mir wieder ganz einfach, nachdem ich den Text Deiner Arbeit genügend vergessen habe.

*Spielregeln* des Calculus mit Matrizes und Indizes:

1. Es gilt immer das gewöhnliche Multiplikationsgesetz der Matrizes.

2. Hierbei muß immer ein oberer und ein unterer Index aneinanderstoßen, über die beide dann summiert wird.

*Beispiel:*

$$A_{\cdot}{}^{l} B_{l}{}^{\cdot} \text{ oder } A^{\cdot l} B_{l\cdot}$$

oder

$$A^{\cdot}{}_{l} B^{l}{}_{\cdot} \text{ oder } A_{\cdot l} B^{l\cdot}$$

3. Regel über die Indexstellung bei hermitesch-Konjugation:

Schreibe

$$({}^{i}T^{k})^{*} \equiv {}^{k}(T^{*})^{i}{}_{i}({}_{i}T_{k})^{*} \equiv {}_{k}(T^{*})_{i} \tag{1}$$

Ebenso

$${}_{i}g_{k} = {}_{k}g_{i}^{*} \text{ oder } g_{ik} = g_{ik}^{*}$$

$$g_{ik}g^{kl} = \delta_{i}{}^{l} \text{ etc.}$$

(N. B. Man kann *auch* in Matrixschreibweise $(g^{-1})^{\cdot\cdot}$ für das $g$ mit dem Index oben schreiben.)

Dann gilt bei Herunterziehen (oder Hinaufziehen) des Index z. B.

$${}_{i}T^{k} \equiv g_{ij}\,{}_{j}T^{k}$$

$${}^{k}(T^{*})_{i} = {}^{k}(T^{*})^{j} g_{ji}.$$

Also nach (1)

$${}^{k}(T^{*})_{i} = ({}_{i}T^{k})^{*}.$$

Regel: man muß beim Übergang zur hermitesch-konjugierten Matrix immer die Indizes in umgekehrter Reihenfolge (von rechts nach links, wenn ursprünglich von links nach rechts) schreiben. (Beispiel ${}^{k}_{\cdot i} \to {}^{\cdot k}_{i}$ oder ${}^{\cdot\cdot}_{ik} \to k_i$). *Andere* Stellungen der Indizes in $T$ und $T^{*}$ in einer und derselben Gleichung sind *unzulässig*.

Dann gilt auch

$$A'_{ik} = {}_{i}(T^{*})^{l} A_{lm}{}^{m} T_{k} = ({}^{l}T_{i})^{*} A_{lm}{}^{m} T_{k}$$

und aus $A^{*}_{lm} = A_{ml}$ folgt

$$A'^{*}_{ik} = A_{ki} \qquad \text{(Pseudohermitizität).}$$

Für die $S$-Matrix gilt dasselbe wie für $T$. Nach diesen Spielregeln *muß* man daher die Pseudounitarätit schreiben

$${}^{\cdot}(S^{*})_{\alpha}({}^{\alpha}g^{\beta})({}_{\beta}S^{\cdot}) = g^{\cdot\cdot} \qquad \text{(gilt auch für T)}$$

oder

$${}_{\cdot}(S^{*})^{\alpha}({}_{\alpha}g_{\beta})({}^{\beta}S_{\cdot}) = g_{\cdot\cdot}$$

oder

$${}_{\cdot}(S^{*})_{\alpha}({}^{\alpha}g^{\beta})({}_{\beta}S_{\cdot}) = g_{\cdot\cdot}$$

oder

$$\cdot(S^*)_\alpha({}^\alpha g^\beta)({}_\beta S^\gamma)({}_\gamma g_\cdot) = 1.$$

Die Schreibweise $S^*S = 1$ ist unmöglich.

* *Weder* auf p. 24, *noch* auf p. 36 – wo „hermitian conjugate“ wieder „verrückt“ ist – wird $S^*$ definiert! Bin mit Deiner Schreibweise $S^*S$ nicht einverstanden. Wo stehen Indizes?

## [2644] Pauli an Jung

[Zürich], Mitte Juni 1957[1]
[Maschinenschriftliche Durchschrift]

Lieber Herr Professor Jung!

Ich habe, Ihrem Wunsche gemäß, in die Arbeit „Mind in Hyperspace“ von *W. M. van Dusen* ein wenig hineingesehen,[2] und zwar in Kapitel IV und VII, wobei ich der Figur 2, pag. 122 und 133, hauptsächlich Aufmerksamkeit geschenkt habe.

1. Der Verfasser scheint mir nur geringe mathematische Kenntnisse zu haben. Es kommt in seiner Arbeit als einziger mathematischer Begriff die Dimensionszahl vor, weder Gleichungen noch irgendwelche sonstige mathematischen Gedanken. Er übersieht beim Zitieren der Einsteinschen Relativitätstheorie völlig den Unterschied zwischen einem metrischen und einem nur topologisch charakterisierten (d. h. strukturärmeren) Raum (Topologie hier als besondere mathematische Disziplin verstanden). Die 4-dimensionale Raum-Zeit-Welt der Relativitätstheorie ist wesentlich vom erstgenannten (metrischen) Typus, für den auch der Begriff „Krümmung“ charakteristisch ist.

In der Topologie dagegen gibt es das nicht, alles gilt als identisch, was durch umkehrbare eindeutige, stetige Abbildungen auseinander hervorgeht. In den folgenden zwei Figuren soll die Aufmerksamkeit nicht auf die Körper, sondern auf die sie begrenzenden Oberflächen (Dimensionszahl 2) gerichtet sein.

Topologisch sind Flächen stets durch ganze Zahlen charakterisiert, außer durch die Dimensionszahl noch durch andere (wie z. B. Zahl der Henkel). Auf deren Definition brauche ich hier nicht einzugehen.

Ich will hier nur auf das *Fehlen* eines Längen- und damit eines Krümmungsbegriffs in den topologisch charakterisierten Mannigfaltigkeiten hinweisen, im Gegensatz zu den Räumen oder Hyperräumen der Physik.

2. Die Anwendung des mathematischen Dimensionsbegriffs auf die Psyche scheint mir ungenügend gestützt. Denn diese impliziert ein *Nebeneinander* stellen von Psyche (oder mind) und Physis in zweifelhafter Analogie zur Beziehung von Raum und Zeit. In Wahrheit dürften aber Physis und Psyche zwei Aspekte eines und desselben abstrakten Sachverhalts sein. Deshalb bietet sich zur bildlichen Darstellung der psychophysischen Beziehung ein *Spiegelungs*prinzip in natürlicher Weise dar. (Vgl. Psychologie und Alchemie, 2. Auflage, 26. Traum, pag. 239 f.)[3]

Das vollkommene Fehlen jeder Andeutung von Spiegelung beim Autor ist mir sehr auffallend und ich bin geneigt, dies mit dem Fehlen der Raumkrümmung

in Verbindung zu bringen. Auf physikalische und psychologische Spiegelungsfragen würde ich gerne in einem besonderen Brief, unabhängig von der Arbeit van Dusens, zurückkommen, falls Sie dafür Zeit und Interesse haben.[4]

3. Nun möchte ich einige psychologische Konjekturen über van Dusen wagen, die ich gerne Ihrer Kritik unterbreite.

Die in's Unendliche offene Serienfolge wachsender Dimensionszahlen erinnern an gnostische Systeme (insbesondere Markos).[5] Es ist aber für den Autor charakteristisch, daß er sie gerne bei sieben abschließen möchte, was ihm aber (siehe Schlußkapitel) nicht ganz gelingt. Die Tabelle 2 (pag. 133) stellt deutlich einen *Prozeß* dar, der mit dem unus mundus (Nr. 0, unten) abschließt.

Es ist daher mein Eindruck, daß die Serie von Hyperräumen des Autors eine *Hypostase* aufeinanderfolgender Stadien des Individuationsprozesses ist. Indem er aber diesen objektiv in den Kosmos projiziert, *ist er selbst ungenügend einbezogen* (siehe oben: Danebenstellen der Psyche, Fehlen der Raumkrümmung und der Spiegelung). Es würde mich daher nicht wundern, wenn das Verfassen solcher Arbeiten den richtigen Ablauf des Prozesses beim Autor verhindern würde. Die *Projektion eines Heilsweges in die Hyperräume* ist mir sehr deutlich. Man kann Heilswege nicht nur in den Stoff, sondern auch in die Mathematik projizieren, besonders wenn letztere ungenügend bekannt ist. Aus einem (allerdings erst nur sehr vorläufigen und flüchtigen) Studium der mathematischen Schriften von Nikolaus von Cues[6] habe ich den Eindruck bekommen, daß bei ihm eine solche rationalisierende Projektion eines Heilsweges in die Mathematik (der Grenzwert- und Unendlichkeitsbegriff waren ja damals noch ganz unerforscht) stattgefunden hat.

Mit allen guten Wünschen stets Ihr W. Pauli

[1] Dieser Brief ist auch bei Meier [1992, S. 157f.] wiedergegeben.
[2] Siehe hierzu den Brief [2632].
[3] Jung [1952]. Auf diesen Traum kommt Pauli nochmals in seinem folgenden Brief [2682] an Jung zurück.
[4] Dieses geschah mit Paulis Brief [2682] vom 5. August 1957.
[5] Markos der Magier, ein Schüler des Gnostikers Valentianus, lebte im 2. Jahrhundert und wirkte vor allem in Kleinasien. Seine Lehre gründete sich auf Zahlenspekulationen und eigentümliche Mysterienkulte, die Pauli besonders durch Hans Leisegangs Buch *Die Gnosis* [1924, S. 326ff.] kennengelernt hatte. Ebenso kannte er aber auch die klassische Studie *Poimandres* von Reitzenstein [1904, S. 221], die ausführliche Texte dieses Gnostikers enthält.
[6] Wie wir aus dem Brief [2429] an Kröner wissen, hatte Pauli gerade zum Jahresende „das neue Buch von K. H. Volkmann-Schluck über Cues gelesen".

## [2645] Jung an Pauli

[Küsnacht-Zürich], 15. Juni 1957[1]
[Maschinenschriftliche Durchschrift]

Lieber Herr Pauli!

Empfangen Sie meinen besten Dank für Ihren Brief und vor allem für die Mühe, die Sie sich genommen haben, um das Manuskript von Herrn *W. M. van Dusen* durchzusehen und zu begutachten.

Ihre Anmerkungen sind mir sehr wertvoll und werden mir als Anhaltspunkte dienen, um selber Stellung zu beziehen.

Ganz besonders hat es mich gefreut, daß Sie im Sinne haben, mir demnächst etwas über die physikalischen und psychologischen Spiegelungsfragen zu schreiben. Die damit zusammenhängenden Probleme interessieren mich ganz besonders, insbesondere die Abweichungen von der Symmetrie, worüber ich kürzlich gelesen habe.

Ich bin im Augenblick noch sehr beschäftigt mit der Abfassung eines Aufsatzes über das „Runde" im allgemeinen und die „U F Os" (Unidentified Flying Objects) im besonderen. So werde ich erst in Bollingen, wohin ich Anfang des nächsten Monats gehe, die genügende Zeit finden, um die Gedanken Ihres Briefes genauer zu studieren.

Mit nochmals bestem Dank und vielen Grüßen

Ihr ergebener [C. G. Jung]

[1] Auch abgedruckt bei Meier [1992, S. 159].

## [2646] Heisenberg an Pauli

Göttingen, 17. Juni 1957[1]

Lieber Pauli!

Hab' vielen Dank für Deine ausführlichen Briefe,[2] die sicher zu manchen Verbesserungen der Arbeit führen werden.

Ich möchte mit der formalen Frage anfangen, wie man das Wort ‚hermitesch' definieren soll. Ich gebe Dir gern zu, daß man die Eigenschaft (Gleichung 87): ${}_kA_l = {}_lA_k^*$ wohl zweckmäßig „pseudohermitesch" nennt, wenn man schon den Begriff „pseudounitär" eingeführt hat. Es liegt mir aber daran, zu betonen, daß dieser Begriff „pseudohermitesch" doch fast alle wichtigen Eigenschaften mit dem Begriff „hermitesch" gemeinsam hat. Im Gegensatz zu Deinem Brief Nr. 3 folgt nämlich aus der Definition ${}_kA_l = {}_lA_k^*$ daß, wenn $H_1$ und $H_2$ diese Eigenschaft haben, auch $H_1H_2 + H_2H_1$ auch $i(H_1H_2 - H_2H_1)$ die gleiche Eigenschaft haben.

{Beweis: Es sei ${}_kA_l = {}_lA_k^*$ und ${}_kB_l = {}_lB_k^*$.
Dann ist

$$[{}_k(AB)_l]^* = [{}_kA_m g^{mn}{}_nB_l]* = {}_mA_k g^{nm}{}_lB_n = {}_l(BA)_k,$$

also auch

$$[_k(BA)_l]^* = {}_l(AB)_k$$

und daraus

$$[_k(AB + BA)_l]^* = {}_l(AB + BA)_k \quad \text{q.e.d.}\}$$

Völlig einverstanden bin ich mit Deinen „Spielregeln des Calculs“ im Appendix zum 4. Brief. Genau diese Spielregeln hatte ich in Kapitel III der Arbeit gemeint und – vielleicht nicht klar genug – beschrieben {z. B. S. 27 oben, S. 28, Gleichung (86) usw.}.[3]

Als hermitesch konjugierten Operator $A^*$ (oder „pseudohermitesch“) zu $A$ definiert man natürlich nach Gleichung (87)

$$_k(A^*)_l = ({}_lA_k)^*.$$

Im speziellen Fall des pseudo-hermiteschen Operators ist $A^* = A$. Der Einheitsoperator ist, wie in der Relativitätstheorie, natürlich definiert durch die Matrix $\delta_i{}^k$; also hat man für ihn die drei gleichberechtigten Darstellungen $1 = \delta_i{}^k$ oder $g_{ik}$ oder $g^{ik}$, d. h. ausführlicher geschrieben:

$$_i1^k = \delta_i{}^k; \quad {}_i1_k = g_{ik}, \quad {}^i1^k = g^{ik}.$$

Die Gleichung $\boldsymbol{11} = 1$ bedeutet also

$$_i1_l{}^l1^k = g_{il}g^{lk} = \delta_i{}^k.$$

Genau in diesem Sinne ist die Gleichung $S^*S = 1$ gemeint und, wie mir scheint, völlig zwangsläufig. Z. B.

$$_i(S^*)^l{}_lS^k = \delta_i{}^k \text{ oder } {}^i(S^*)^l{}_lS^k = g^{ik} \text{ oder } {}_i(S^*)^l{}_lS_k = g_{ik} \text{ usw.}$$

*Ich kann nicht verstehen, was Du gegen die Bezeichnung $S^*S = 1$ einwenden willst.*

Auch finde ich, nachdem man Gleichung (86) abgeleitet hat:

$$\langle\phi_k|AB|\phi_l\rangle = \langle\phi_k|A|\phi_m\rangle\langle\phi^m|B|\phi_l\rangle,$$

daß es sehr berechtigt ist, zu sagen, die Bezeichnung „Summation über alle Zwischenzustände“ sei irreführend. Denn $\phi_m$ und $\phi^m$ bezeichnen ja nicht den gleichen Zustand, sondern zwei verschiedene, in dem betreffenden Basissystem reziproke Zustandsvektoren.

Natürlich hast Du auch recht damit, daß man die Multiplikation von Operatoren auch ganz ohne Metrik einführen könnte. Dann wären etwa immer nur die Komponenten ${}^iA_k$ definiert, nicht aber ${}_iA_k$ oder ${}^iA^k$. In diesem Sinne hat man dann eine „Summation über alle Zwischenzustände“. Man kann aber dann nicht mehr das Matrixelement durch Multiplikation mit den Basisvektoren allein herleiten – dazu bräuchte man eben immer wieder das reziproke System – sondern macht es über die Beziehung

$$|\phi_i\rangle{}^iA_k = A|\phi_k\rangle.$$

Natürlich bin ich auch mit Deiner Bemerkung einverstanden, daß die Eigenwerte eines Operators durch die Forderung ${}_i H^k = \delta_i{}^k E_k$ definiert sind. Aus der „Pseudohermitezität" folgt nur ${}_l H^l = {}^l H_l{}^*$, also kann $E_l$ auch komplex sein.

Alles in allem zu diesem formalen Punkt: Ich finde das, was Du schreibst (mit Ausnahme Deines Einwandes wegen $H_1 H_2 + H_2 H_1$) richtig, aber das, was ich geschrieben habe, auch richtig, so daß ich noch nicht recht verstehe, was Du mit Deinen energischen Formulierungen beabsichtigst. Der ganze Sachverhalt ist ja auch keineswegs besonders schwierig, er steht doch eigentlich in jedem Lehrbuch, z. B. der Relativitätstheorie.

Allerdings kann man Rechenfehler machen, und ich habe inzwischen einen entdeckt, der übrigens, wie mir scheint, in verschleierter Form auch bei Dir und Källén stehengeblieben ist. Wenn man die indefinite Metrik eingeführt hat, so gilt natürlich nicht mehr $\{\psi_V^* \psi^V\} = 1$, sondern $\{\psi_V^* \psi^V\} = -1$ (für die unrenormierten $\psi_V$). Auf der rechten Seite von Gleichung (46) und (47) meiner Arbeit muß also das Vorzeichen geändert werden. Man sieht das am einfachsten aus der Forderung

$$\langle 0 | \psi_V \psi_V^* | 0 \rangle = \text{Norm von } \psi_V^* |0\rangle = -1.$$

Auch das stimmt aber mit der Definition von (pseudo)hermitesch:

$$l = {}^l v(\psi_V^*)_0 = g^l v^l v_{lv}(\psi_V^*)_0 = g^l v^l v({}_0\psi_{Vlv})^* = g^l v^l v g_{00}({}^0\psi_{Vlv})^*$$
$$= -1({}^0\psi_{Vlv})^*; \qquad \text{d. h. } {}^0\psi_{VlV} = -1.$$

Nun zu den allgemeinen Fragen Deines Briefs. Dein Programm für Haag: „Erweiterung der Wightman-Arbeit durch Deine 3 Forderungen" finde ich sehr vernünftig. Ich würde allerdings unbedenklich noch als $4^{te}$ Forderung dazufügen:

Die Feldoperatoren müssen für raumartige Abstände vertauschbar sein. Denn wir wissen ja aus der Geisterdipolmathematik, daß die vier Forderungen wirklich alle gleichzeitig erfüllt werden können; also soll man den Rahmen nicht unnötig weit spannen.

Ob dabei noch etwas Allgemeineres herauskommen wird als der Geisterdipol, wird sich zeigen. Ich bin im ganzen eher skeptisch gegen solche Erweiterungen. Denn schließlich braucht man die Quantisierung ja nur für eine einzige Gleichung zu wissen, nämlich für die Wellengleichung der Materie. Und da glaube ich eben sehr starke Gründe für die Vermutung zu haben, daß die Quantisierung den Geisterdipol benützt. Trotzdem finde ich solche allgemeinen Untersuchungen à la Wightman ganz nützlich.

Deine und Josts Überlegungen zur analytischen Fortsetzung nach komplexen Raumzeitpunkten finde ich sehr interessant, aber ich habe noch keine Meinung dazu. Aus Euren Rechnungen schließe ich, daß für das Spinormodell jedenfalls die CPT-Invarianz gilt.

Wenn die Ergebnisse von Frauenfelder stimmen und sich verallgemeinern lassen, so wird man daraus eine Menge lernen können. Ich möchte aber einstweilen beim Nachdenken über die Paritätsfragen von der $\gamma_5$-Invarianz meiner Spinor-

gleichung ausgehen und zusehen, ob man den Isotopenspin nicht durch ein unbestimmtes Vorzeichen des $\kappa$-Gliedes in der Vertauschungsrelationen einführen kann. Einstweilen ist hier alles noch im Fluß.

Du fragst noch, ob man im Hilbertraum II überhaupt eine Metrik brauche. Ich glaube doch, daß diese Metrik eine wesentliche Pointe der Feldtheorie ist. Denn man wird eben für die Konvergenz der Theorie brauchen, daß die Produkte von Feldoperatoren auf dem Lichtkegel (und speziell am gleichen Punkt) existieren. Dazu aber ist die Metrik im Hilbertraum II mit ihren Minuszeichen wesentlich (d. h., man braucht die alte Regularisierungsvorschrift!).

Noch zur S. 40 (positive Norm der diskreten stationären Zustände): Man wird über die allgemeinen Betrachtungen, bei denen man doch irgendwelche Aussagen über die Analytizität der S-Matrix braucht, kaum hinauskommen, solange man nicht ein konkretes Beispiel durchgerechnet hat. Das ist aber nochmal eine große Arbeit.

Für eventuell vorhandene komplexe Eigenwerte gilt übrigens dasselbe, was in Absatz 2 auf S. 26 („Im Fall 75b“) gesagt ist. Sie gehören ausnahmslos zum Hilbertraum II.

Ich werde, nach Besprechung mit Haag, darangehen, den Text im Sinne Deiner Briefe noch zu verbessern.

Viele herzliche Grüße! Dein W. Heisenberg

P. S. Soll man die Arbeit ins Nuovo Cimento schicken oder in Nuclear physics?

Scherrer fragte mich eben, ob ich am Samstag, 29. 6. bei Euch in Zürich vortragen könnte;[4] ich werde wahrscheinlich zusagen, da ich am 28. sowieso in Genf sein muß.

[1] Zusatz von Pauli: „Beantwortet: 21. VI.“
[2] Vgl. die Briefe [2640–2643].
[3] Siehe Heisenberg (1957b, S. 550).
[4] Scherrer hatte bereits am 13. Juni 1957 bei Heisenberg angefragt: „Es ist schon lange der Wunsch von mir und meinen Mitarbeitern, Sie im Seminar über Ihre Theorie der Elementarteilchen sprechen zu hören. Ich möchte Sie fragen, ob Sie nicht auf dem Hin- oder Rückweg zur CERN-Sitzung, am 27/28. Juni, in Zürich vortragen könnten?“ Heisenberg antwortete am 18. Juni: „Da ich vor der CERN-Tagung noch an der Höhenstrahlungs-Konferenz in Varenna teilnehmen will, könnte ich nur am Sonnabend nach der CERN-Sitzung, also am 29. 6., in Zürich vortragen. Wahrscheinlich wird man ja noch am Abend des 28. von Genf nach Zürich reisen können, so daß man für das Seminar irgendeine Zeit am Vormittag des 29. nehmen kann. Am Abend müßte ich dann mit dem Schlafwagen nach Göttingen zurückfahren.“

## [2647] Lüders an Pauli

Berkeley, 17. Juni 1957
[Maschinenschrift]

Sehr geehrter Herr Professor!

Haben Sie vielen Dank für Ihren letzten Brief (6. 6.)[1] und den interessanten Preprint.[2] Ich bin gerade eine Woche hier (und einige Zeit vergeht natürlich

durch Wohnungssuche und Eingewöhnung, letztere noch nicht beendet); daher habe ich Ihre Arbeit noch nicht wirklich gründlich studiert. Historisch hat mich interessiert, daß die Äquivalenz von Weylschem und Majoranaschem Neutrino, um die kürzlich soviel Lärm gemacht worden ist (Ihre Liste ist nicht vollständig, es gibt eine lange Arbeit von Case),[3] bereits 1952 durch Serpe aufgeklärt worden ist.[4]

Die Erläuterung zu Gleichung (Ia) auf S. 5 scheint mir nicht ganz richtig zu sein: es wird hier nämlich nur Transformation (I) angewandt.

Ihre Bedingung auf S. 6 unten für das Auftreten der invarianten Kombinationen der Kopplungskonstanten scheint mir unnötig eng gefaßt. Wie ich gleich versuchen will zu zeigen, treten diese Invarianten auch auf bei allen Prozessen, bei denen Neutrinos emittiert werden, sofern man nur nicht sich einredet, an den Neutrinos unsinnige Eigenschaften messen zu können (z. B., ob es sich um Teilchen oder Antiteilchen handelt). Ihre Bemerkung am Schluß der Seite („this could be the case for other processes") verstehe ich daher nicht.

Lassen Sie mich nur Ihre Transformation (I), die formal Teilchen in Antiteilchen verwandelt (und damit zeigt, daß diese Begriffe für Neutrinos nicht vernünftig sind), behandeln; im Falle der Transformation (II) ist alles viel einfacher und wohl auch bekannt.

Den Feldoperator des Neutrinofeldes schreibe ich wie üblich

$$\psi_\alpha(\boldsymbol{r}) = \frac{1}{\sqrt{V}} \sum (a_{\boldsymbol{p}\lambda} u^\lambda_{\boldsymbol{p}\alpha} e^{i\boldsymbol{p}\boldsymbol{r}} + b^*_{\boldsymbol{p}\lambda} v^\lambda_{-\boldsymbol{p}\alpha} e^{-i\boldsymbol{p}\boldsymbol{r}}) \,. \tag{1}$$

Dabei sind $u^\lambda_{\boldsymbol{p}\alpha}$, $v^\lambda_{-\boldsymbol{p}\alpha}$ normierte Spinoren, die der Gleichung

$$(\boldsymbol{\alpha}\boldsymbol{e} - 1) u^\lambda_{\boldsymbol{p}} = (\boldsymbol{\alpha}\boldsymbol{e} - 1) v^\lambda_{-\boldsymbol{p}} = 0 \tag{2}$$

gehorchen; $\boldsymbol{e}$ = Einheitsvektor in der Bewegungsrichtung (infolge fehlenden Masseterms machen diese Diracgleichungen keinen deutlichen Unterschied zwischen positiven und negativen Energien). $\lambda$ nimmt die Werte 1 und 2 an. $a_{\boldsymbol{p}\lambda}$ $b_{\boldsymbol{p}\lambda}$ sind Erzeugungsoperatoren (bei üblicher Konvention möglicherweise Vernichtungsoperatoren) für Neutrinos und „Anti"-Neutrinos. Zur Diskussion Ihrer Transformation (I) ist es dann zweckmäßig, die Lösungen $u^\lambda_{\boldsymbol{p}}$ und $v^\lambda_{-\boldsymbol{p}}$ in folgender Weise einander zuzuordnen

$$v^\lambda_{-\boldsymbol{p}} = -\gamma_5 \gamma_4 C^{-1} (u^\lambda_{\boldsymbol{p}})^* . \tag{3}$$

Man überzeugt sich leicht, daß diese Zuordnung in der Tat möglich ist und Normierung sowie Orthogonalität erhält. Ihrer Transformation entspricht die folgende lineare Transformation der Erzeugungsoperatoren

$$\begin{aligned} a'_{\boldsymbol{p}\lambda} &= a a_{\boldsymbol{p}\lambda} - b b_{\boldsymbol{p}\lambda} \\ b'_{\boldsymbol{p}\lambda} &= b^* a_{\boldsymbol{p}\lambda} + a^* b_{\boldsymbol{p}\lambda} . \end{aligned} \tag{4}$$

Die Determinante dieser Transformation ist gleich eins.

Die Tatsache, daß man die nur mathematisch, aber nicht physikalisch definierten inneren Freiheitsgrade des Neutrinos (abgesehen möglicherweise vom Spin in der Bewegungsrichtung) nicht beobachtet, drückt man am besten dadurch aus, daß man mit Projektionsoperatoren arbeitet. Lassen Sie mich auf den Fall beschränken, wo (im Endzustand) ein einziges Neutrino vorhanden ist. Es sei $P$ der Projektionsoperator, der denselben Zustand von Nukleonen und Elektronen, aber ohne das Neutrino beschreibt (reiner Fall!). Der Projektionsoperator, der durch Hinzufügung des Neutrinos und Summation über die nur mathematisch unterschiedenen Freiheitsgrade gegeben ist, lautet dann

$$P_{\boldsymbol{p}\lambda} = a_{\boldsymbol{p}\lambda} P a^*_{\boldsymbol{p}\lambda} + b_{\boldsymbol{p}\lambda} P b^*_{\boldsymbol{p}\lambda}. \tag{5}$$

Meist wird man noch über $\lambda$ $(= 1, 2)$ summieren. Falls aber der Neutrinospin in Richtung der Bewegung gequantelt ist, ist diese Summation nicht unbedingt nötig. Die Behauptung, daß das Ergebnis einer physikalischen Beobachtung invariant gegenüber Ihrer Transformation ist, also nur von den von Ihnen angegebenen Invarianten abhängt, ist bewiesen, wenn man zeigt

$$P'_{\boldsymbol{p}\lambda} \equiv a'_{\boldsymbol{p}\lambda} P a'^*_{\boldsymbol{p}\lambda} + b'_{\boldsymbol{p}\lambda} P b'^*_{\boldsymbol{p}\lambda} = P_{\boldsymbol{p}\lambda}. \tag{6}$$

Der Beweis ist elementar.

Um sicher zu sein, daß mir kein Fehler unterlaufen ist, habe ich einen speziellen Fall explizit nachgeprüft. Ich nehme an, daß man nur die vier verschiedenen Typen von Tensorkopplung hat (mit skalarer Kopplung wäre es noch einfacher). G T bedeute das Gamow-Teller-Matrixelement für den betreffenden Übergang, das Elektron werde emittiert mit einem Impuls $\boldsymbol{q}$ (Spinorfunktion $w$). Das quadrierte Matrixelement des Überganges, summiert über Neutrinofreiheitsgrade, ist gegeben durch

$$\sum |H_{\text{int}}|^2$$

$$= \frac{1}{4}(GT)_k (GT)^*_u \varepsilon_{klm}\varepsilon_{uvw} \frac{1}{V} w^* \{(|g_{\text{I}}|^2 + |g_{\text{II}}|^2 + |f_{\text{I}}|^2 + |f_{\text{II}}|^2)\gamma_m\gamma_l \frac{1+\boldsymbol{\alpha e}}{2}\gamma_v\gamma_w$$

$$+(-g^*_{\text{I}} f_{\text{I}} - g_{\text{I}} f^*_{\text{I}} + g^*_{\text{II}} f_{\text{II}} + g_{\text{II}} f^*_{\text{II}})\gamma_5\gamma_m\gamma_l \frac{1+\boldsymbol{\alpha e}}{2}\gamma_v\gamma_w\} w. \tag{7}$$

Wie zu erwarten war, treten hier genau Ihre Invarianten auf, wobei die Invariante

$$\text{Re}(g^*_{\text{I}} f_{\text{I}} - g^*_{\text{II}} f_{\text{II}})$$

offenbar kennzeichnend für die Paritätsverletzung sein muß (was sicher in Ihrer Arbeit steht, aber ich habe sie nicht gut genug gelesen).

Übrigens enthält diese Beobachtung über Projektionsoperatoren die von Ihnen einfacher (und angemessener) bewiesene Behauptung, daß $S$-Matrix-Elemente nur von den Invarianten abhängen, falls im Anfangs- und Endzustand *keine* Neutrinos auftreten: Die Summation über die Zwischenzustände der Störungsrechnung kann nämlich durch Einfügen entsprechender Projektionsoperatoren ausgedrückt werden.

Verstehen Sie den Letter von Stückelberg über Paritätsverletzung und allgemeine Relativitätstheorie?[5] Es ist doch nicht viel anders in der speziellen Relativitätstheorie: man hat den $\varepsilon$-Tensor, mit dessen Hilfe man Paritätsverletzungen zwar ausdrücken, aber doch wohl nicht begründen kann.

Mit herzlichen Grüßen Ihr G. Lüders

P. S. Sind diese Transformationsgruppen charakteristisch für Masse null *und Spin* $\frac{1}{2}$ oder gibt es Analoga bei anderen Spins? Schwinger bezeichnete (in Vorlesungen) gelegentlich die $e^{i\alpha\gamma_5}$-Transformation als die Eichgruppe des Neutrinos. Aber die mathematische Struktur dieser Gruppe und der Eichgruppe ist doch so verschieden, schon was die Parametermannigfaltigkeit angeht, daß man hier kaum eine Analogie haben dürfte.

## Anlage zum Brief [2647]

### Lüders an Enz

Berkeley, 17. Juni 1957

Sehr geehrter Herr Dr. Enz!

Haben Sie vielen Dank für Ihren Brief vom 6. Juni[6] mit den interessanten Mitteilungen. Ihre Berechnungen des Wirkungsquerschnitts für inversen Betazerfall sollten wohl nur als Modellrechnungen verstanden werden, denn

$$N \to P + e^- + \nu$$

ist natürlich nicht wirklich der Neutrinos liefernde Prozeß im Pile (die Neutronen leben ja nicht lange genug, daß Verlust aus dem Spaltungszyklus infolge Betazerfall eine Rolle spielt). Vielmehr handelt es sich um den Zerfall aller möglichen Spaltungsbruchstücke. Für den *Absolutwert* des Wirkungsquerschnittes spielt die Impulsverteilung der Neutrinos eine wichtige Rolle, für das Sie interessierende Verhältnis zwischen konventionellem und bei Paritätsverletzung gültigem Wirkungsquerschnitt dürfte die Impulsverteilung allerdings unerheblich sein.

Ich möchte doch immer noch glauben, daß sich der experimentelle Wirkungsquerschnitt im Laufe der Zeit mehr in Richtung des der 2-Komponenten-Theorie entsprechenden verschieben wird; allerdings haben Sie mit Ihrer Bemerkung wohl recht, daß man eine erhebliche Paritätsverletzung haben kann ohne sehr große Abweichung des Wirkungsquerschnitts vom konventionellen Wert.

Vielen Dank für Ihre Korrekturen zur TCP-Arbeit.[7] Den ersten Fehler hatte ich schon bemerkt und im zur Veröffentlichung eingereichten Manuskript richtiggestellt. Mit Ihrer zweiten Bemerkung haben Sie auch recht; ich muß das in eine nachträgliche Berichtigung hineinnehmen, da die Korrekturen schon gemacht sind.

Mit freundlichen Grüßen Ihr G. Lüders

[1] Vgl. den Brief [2633].
[2] Vgl. Pauli (1957d).

[3] Vgl. Case (1957d).
[4] Serpe (1952).
[5] Vgl. Stückelberg (1957a).
[6] Vgl. die Anlage zum Brief [2633].
[7] Vgl. Lüders (1957c).

## [2648] Lüders an Pauli

Berkeley, 18. Juni 1957[1]
[Maschinenschrift]

Sehr geehrter Herr Professor!

Noch eine Ergänzung zu meinem gestrigen Brief.[2] Ich bin nicht sicher, daß Ihre Bemerkung auf S. 11 unten „It is necessary and sufficient for parity conservation that $L_{ij} = 0$“[3] wirklich zutreffend ist. Sie sehen daran, daß ich wirklich anfange, Ihre Arbeit gründlicher zu lesen.

Läßt man zunächst Ihre Transformationen beiseite, so ist mit der Paritätsoperation folgende Transformation der Kopplungskonstanten verbunden

$$g_{\mathrm{I}} \to g_{\mathrm{I}} e^{i\eta}, \quad g_{\mathrm{II}} \to -g_{\mathrm{II}} e^{i\xi}, \quad f_{\mathrm{II}} \to f_{\mathrm{II}} e^{i\xi} \quad f_{\mathrm{I}} \to -f_{\mathrm{I}} e^{i\eta}\,.$$

Hierbei sind $e^{i\eta}$ und $e^{i\xi}$ Phasenfaktoren; sie können verschieden sein, da die I-Konstanten mit $\bar{\psi}_\nu$, die II-Konstanten aber mit $\psi_\nu$ auftreten. Würde man Ihre Transformationsgruppe nicht haben, so wäre die Frage nach Erhaltung oder Nichterhaltung der Parität beantwortet, wenn man weiß, ob sich diese Phasenkonstanten so wählen lassen, daß man wieder die ursprünglichen Kopplungskonstanten erhält (soweit sie nicht null sind). Das führt dann auf die üblichen und wohlbekannten Bedingungen. Die wirkliche physikalische Frage ist aber, ob der so gewonnene Hamiltonoperator dem ursprünglichen *äquivalent* (im Sinne Ihrer Transformationen) ist. Damit scheint mir völlig gleichbedeutend zu sein, ob die aus den transformierten Kopplungskonstanten gebildeten Invarianten mit den ursprünglichen übereinstimmen. Man sieht nun leicht, daß sich die Invarianten in folgender Weise transformieren

$$K_{ij} \to K_{ij}, \quad L_{ij} \to -L_{ij}, \quad I_{ij} \to -I_{ij} e^{i(\eta+\xi)}, \quad J_{ij} \to +J_{ij} e^{i(\eta+\xi)'}.$$

Hat man zunächst nur I- oder nur II-Kopplung, verschwinden also $I_{ij}$ und $J_{ij}$, so ergibt sich als notwendige und hinreichende Bedingung in der Tat $L_{ij} = 0$, wie von Pursey[4] (ich kenne die Arbeit leider nicht) und Ihnen behauptet. Betrachten wir jetzt den allgemeineren Fall, nehmen aber an, daß nur die Koeffizienten für ein bestimmtes $\xi$ von null verschieden sind. Das zugehörige $J$ verschwindet identisch (es ist antisymmetrisch); Invarianz des $I$ kann durch geeignete Wahl der Phasenfaktoren erzielt werden. Im völlig allgemeinen Fall scheint es zwei Möglichkeiten zu geben: entweder hat man (zusätzlich zu $L_{ij} = 0$) zu fordern, daß alle $I$ verschwinden *oder* daß alle $J$ verschwinden. Diese beiden Fälle müssen sich physikalisch irgendwie unterscheiden; mir ist aber nicht klar, wie.

Ich bin gerade dabei, Ihre Invarianten voll auszubeuten, d. h., auch Invarianz gegenüber Ladungskonjugation und Zeitumkehr durch sie auszudrücken. Auch möchte ich die Aussage, daß eine spezielle Theorie der Zweikomponententheorie äquivalent ist, durch die ursprünglichen Invarianten ausdrücken; dort würde ich dann also prinzipiell anders vorgehen als Sie es tun.

Mit herzlichen Grüßen Ihr G. Lüders

[1] Zusatz von Pauli: „Beantwortet 26. Juni."
[2] Vgl. den Brief [2647].
[3] Pauli (1957b, S. 212). In der definitiven Fassung änderte Pauli den Satz und schrieb stattdessen: „It is necessary for parity conservation that $L_{ij} = 0$"
[4] Pursey (1957a).

## [2649] Lüders an Pauli

Berkeley, 20. Juni 1957[1]
[Maschinenschrift]

Sehr geehrter Herr Professor!

Ich glaube, ich habe das Programm, von dem ich im letzten Brief schrieb,[2] im wesentlichen durchgeführt; vermutlich noch mit den kleinen Fehlern, die ich in solchen Fällen zunächst mache. Die invarianten Bedingungen für die verschiedenen Invarianzeigenschaften sind die folgenden

$$\begin{aligned} &\text{T:} && \partial m K_{ij} = \partial m L_{ij} = \partial m I_{ij} J^*_{kl} = 0 \\ &\text{C:} && \partial m K_{ij} = Re L_{ij} = Re I_{ij} J^*_{kl} = 0, && \text{(alle } i, j, k, l\text{)} \\ &\text{P:} && L_{ij} = I_{ij} J^*_{kl} = 0. \end{aligned}$$

Bei $P$ ist $I_{ij} J^*_{kl} = 0$ natürlich gleichbedeutend mit der Aussage des letzten Briefes: $I_{ij} = 0$ *oder* $J^*_{kl} = 0$. Man sieht sofort TCP: Wenn irgend zwei der Invarianzeigenschaften erfüllt sind, ist es auch die dritte.

Die Bedingungen für Äquivalenz zu einer Zweikomponententheorie lauten:

$$(I_{ij} + J_{ij})(I_{kl} + J_{kl}) = (I_{il} + J_{il})(I_{kj} + J_{kj}),$$

$$(K_{ij} + L_{ij})(K_{kl} - L_{kl}) = (I_{ik} + J_{ik})^*(I_{jl} + J_{jl}).$$

Es scheint, wenn ich mich nicht verrechnet habe, keinen invarianten Unterschied zwischen reinen $(1 + \gamma_5)$-Kopplungen und reinen $(1 - \gamma_5)$-Kopplungen zu geben (d. h. $g_{\mathrm{I}i} = f_{\mathrm{I}i}$, $g_{\mathrm{II}i} = f_{\mathrm{II}i}$ bzw. $g_{\mathrm{I}i} = -f_{\mathrm{I}i}$, $g_{\mathrm{II}i} = -f_{\mathrm{II}i}$). Man sieht sofort die Äquivalenz von Weylschem Neutrino (eben angegebene Bedingungen) und Majoranaschem Neutrino ($g_{\mathrm{I}i} = g_{\mathrm{II}i}$, $f_{\mathrm{I}i} = f_{\mathrm{II}i}$); beide erfüllen die genannten invarianten Bedingungen. Man erkennt ferner die (wohl von Lee und Yang zuerst ausgesprochene) Behauptung: Zweikomponententheorie *und* Erhaltung der Leptonenzahl bedeutet notwendig Verletzung der Parität. Beweis: Nach

Ihrer Arbeit ist die Bedingung für Erhaltung der Leptonenzahl gegeben durch $I_{ik} = J_{ik} = 0$. Nach den Zweikomponentenbedingungen folgt dann

$$(K_{ij} + L_{ij})(K_{kl} - L_{kl}) = 0\,.$$

Wenn die Theorie nicht leer ist (d. h. nicht alle Kopplungskonstanten verschwinden) muß mindestens *ein* $K_{ii} \neq 0$ sein; für das zugehörige $L$ gilt dann aber

$$L_{ii} = \pm K_{ii} \neq 0$$

d. h. Verletzung der Parität.

Vielleicht sollte ich diese Überlegungen veröffentlichen.

Mit herzlichen Grüßen Ihr G. Lüders

Darf ich noch auf etwas hinweisen, was mir in Ihrer Arbeit eine Ungenauigkeit zu sein scheint: S. 6: „The combined transformations (I) and (II) . . .“; doch wohl nur (II); das zusätzlich auftretende i ist ein uninteressanter Phasenfaktor.

## Anlage zum Brief [2649]

## Lüders an Enz

Berkeley, 25. Juni 1957

Sehr geehrter Herr Dr. Enz!

Wie Sie aus meinen letzten drei Briefen an Herrn Prof. Pauli[3] wissen werden, habe ich mich inzwischen etwas eingehender mit den Pursey-Paulischen Invarianten beschäftigt.[4] Ich bin daher auch sehr interessiert, Ihre expliziten Berechnungen von Doppelprozessen zu erhalten. Die Schiffspost braucht einige Zeit, bis sie hier eintrifft; deshalb würde ich Ihnen gern vorher schon einige Fragen stellen.

Beobachtbare Größen im doppelten Betazerfall können offenbar nur von den invarianten Kombinationen $I_{ij} I^*_{kl}$, $J J^*$, $I J^*$, $J I^*$ abhängen, denn wegen der zusätzlichen Möglichkeit der Hinzufügung von Phasenfaktoren zu den Feldoperatoren (dies nur für Neutrinos schon in der Paulischen Gruppe enthalten) sind ja $I_{jk}$ und $J_{jk}$ einzeln noch nicht völlig invariante Bildungen. Wenn meine Tabelle der Bedingungen für Invarianz gegenüber T, C oder P[5] richtig ist, sollten alle physikalischen Phänomene, die Verletzungen dieser Symmetrien zeigen, also Asymmetrien und Polarisationen, nur von den Kombinationen $I_{ij} J^*_{kl}$ bzw. dem konjugiert-komplexen Ausdruck abhängen. Ist das nach Ihren expliziten Rechnungen richtig? Oder haben Sie nur Lebensdauern berechnet, so daß sich derartige Effekte nicht zeigen?

Die Bedingung für Paritätserhaltung löst sich auf in die beiden Alternativen:[6] entweder alle $I_{ij} = 0$ oder alle $J_{ij} = 0$. Kann man diese beiden Fälle aus dem doppelten Betazerfall als physikalisch verschieden charakterisieren?

In Ihrem Brief[7] schreiben Sie, daß Sie Erhaltung der Lepton-Ladung annehmen wollen. Warum? Sowohl der Betazerfall des Neutrons als auch der

Doppelprozeß Betazerfall-inverser Betazerfall hängt doch in jedem Fall nur von den Invarianten $K_{ij}$ und $L_{ij}$ ab, ganz unabhängig davon, welche Werte $I_{ij}$ und $J_{ij}$ haben.

Es ist übrigens ganz amüsant, die verschiedenen möglichen experimentellen Informationen, die man von gewöhnlichem Betazerfall erhalten kann, durch die Invarianten $K_{ij}$ und $L_{ij}$ auszudrücken. Das läßt sich natürlich vollständig ausführen (Invarianz der Projektionsoperatoren, Brief vom 17. Juni) und ist eigentlich übersichtlicher als die üblichen Formulierungen (die wegen Annahme der Erhaltung der Lepton-Ladung ja auch spezieller sind).

Mit herzlichen Grüßen, bitte auch für Herrn Prof. Pauli, Ihr G. Lüders

[1] Zusatz von Pauli: „Beantwortet 26. Juni."
[2] Vgl. den Brief [2648].
[3] Vgl. die Briefe [2647, 2648 und 2649].
[4] Vgl. hierzu Lüders (1958c).
[5] Brief vom 20. Juni.
[6] Brief vom 18. Mai.
[7] Vgl. das in der Anlage zum Brief [2647] wiedergegebene Schreiben.

## [2650] Pauli an Heisenberg

Zürich, 21. Juni 1957

Lieber Heisenberg!

Dank für Deinen Brief vom 17.[1] (ich war inzwischen 2 Tage in Deutschland).

1. Pädagogische Fragen.

Ich bin ganz einverstanden, daß die Regeln: wenn $H_1$, $H_2$ zwei pseudohermitesche (selbstadjungierte) Operatoren sind, so ist auch $H_1H_2 + H_2H_1$ und $i(H_1H_2 - H_2H_1)$ pseudohermitesch in Ordnung wie für hermitesche Operatoren. (Das hatte ich mir auch 1943 überlegt,[2] aber mein Gedächtnis beginnt unzuverlässig zu werden.)

Der Hauptunterschied zur gewöhnlichen Hermitizität bleibt, daß ${}^{i}A_{k}$ die Eigenwerte und ${}_{i}A_{k}$ die Erwartungswerte bestimmt.

Bei solchen Gleichungen wie $S^*S = 1$ kommt es darauf an, ob man das Herauf- und Heruntersetzen der Indizes durch ein eingefügtes *g explizite markieren* will oder nicht. Ich bin eigentlich dafür, dann kann aber, ohne explizites [Schreiben von g][3], aus

$$ {}^{i}S^{k} \text{ nur } {}^{i}(S^*)^{k} = ({}^{k}S^{i})^* $$

und aus

$$ {}^{i}S_{k} \text{ nur } {}_{k}(S^*)^{i} = ({}^{i}S_{k})^* $$

gebildet werden, und diese können ohne *g nicht* miteinander multipliziert werden. Es wäre dann ${}_{i}(S^*)_{k}$ eine von ${}^{i}(S^*)^{k}$ *verschiedene* Matrix, ebenso ${}^{i}(S^*)_{k}$ eine *andere* Matrix als ${}_{i}(S^*)^{k}$.

Die Frage ist aber eine pädagogische, wenn die Gleichung $S^*S = 1$ genügend erläutert wird, kann sie schon als richtig stehenbleiben.

Bei Deiner Definition von $\psi_\nu^*$ ist natürlich

$$\{\psi_\nu^* \psi_\nu\} = \underset{(!)}{-} 1.$$

*Technisch*: Ob die Arbeit in Nuovo Cimento oder in Nuclear Physics erscheint, ist nicht wesentlich. Nuovo Cimento scheint etwas überlastet.

2. Wesentlichere, allgemeine Fragen.

Wenn Du die Vertauschbarkeit der Feldoperatoren als Forderung noch hinzufügst, ist es mir auch recht. Wichtig ist mir nur, von dem Dipolgeist loszukommen.

Das über komplexe Eigenwerte solltest Du auf p. 26 hinzufügen.

Ich hoffe also, Dich am 29. in Zürich zu sehen.[4] Wirst Du mehr für experimentelle Physiker oder für Theoretiker vortragen? Worüber?

Ich bin neugierig auf Källéns Reaktion zu Eurer Arbeit.

Inzwischen viele Grüße Dein W. Pauli

[1] Vgl. den Brief [2646].
[2] Vgl. Pauli (1943a).
[3] Unleserliche Textstelle.
[4] Heisenberg war am 29. Juni von Scherrer zu einem Vortrag in Zürich eingeladen worden (vgl. den Brief [2646]).

## [2651] Pauli an Källén

Zürich, 21. Juni 1957

Lieber Herr Källén!

Nun sind Sie wohl wieder in Kopenhagen zurück.[1] Heisenberg hat mir nun ein Manuskript geschickt.[2] Wesentlich neue Ideen sind seit Oberwolfach[3] nicht dazugekommen (seine Terminologie bei der indefiniten Metrik scheint mir zum Teil verwirrend, aber das sind mehr pädagogische Fragen). Wenn Sie das Manuskript noch nicht bekommen haben, wird es sicher bald bei Ihnen eintreffen (es kann sein, daß Heisenberg noch Verbesserungen anbringen will). Ich bin sehr neugierig, ob Sie im Kapitel IV „The higher sectors of the Lee-model" einen Fehler finden können oder nicht.

Weniger als der Dipolgeist interessiert mich die allgemeinere Frage, ob bei *Fallenlassen* der positiv-definiten Metrik für die Feldoperatoren (Ungleichungen von Wightman)[4] – noch folgende Forderungen erfüllt werden können

1. Unitarität der *S*-Matrix.
2. Kommutativität der Feldoperatoren für raumartige Punkte.
3. Regularität der Kommutatoren auf dem Lichtkegel (insbesondere für Zusammenfallen der Punkte).

Es ist 3 dasjenige, was für Heisenberg charakteristisch ist. Jost will davon gar nichts wissen. Das Schöne daran ist, daß die „immerfreien" Teilchen (die ja in

der Natur nicht vorkommen) durch Heisenbergs Forderungen 3 ausgeschlossen sind.

Unbedingt möchte ich – *entgegen* Wightman und dem Feldverein – daran festhalten, daß die immerfreien Teilchen durch die Axiome selbst *ausgeschlossen* werden *müssen*! (Viele Grüße an Wightman, ich habe seinen Report für Lille[5] mit großem Interesse gelesen. Die Einleitung ist sehr hübsch. Aber der Report selbst erschien mir *tragisch*. Ich bin überzeugt, daß die Gesamtheit seiner Axiome nichts mit Physik zu tun hat. Vielleicht sogar – abgesehen von den immerfreien Teilchen – leer ist!)

Nun, daraus allein folgt aber noch nicht, daß Heisenbergs Forderung 3 physikalisch und mathematisch vernünftig ist. Vielleicht können Sie die *Un*vereinbarkeit von 3 mit der Unitarität der *S*-Matrix zeigen (? ?). Das ist für mich eine Hauptfrage (unabhängig von der Doppelwurzel!).

In diesem Zusammenhang möchte ich Sie gerne noch interpellieren über Wightmans (und des Feldvereins) Axiom IV. Wightman sagt in seinem Lille-Report, daß Sie die Richtigkeit seiner Formulierung dieses Axioms (in Verbindung mit einer mir nicht bekannten Arbeit von Greenberg)[6] in Zweifel ziehen. Meinen Sie – aufgrund Ihres berühmten Ein- und Abschaltens – daß da noch eine *prinzipielle* Frage zurückgeblieben ist? (Ich frage das auch im Zusammenhang mit meiner Vorlesung[7] zu meiner persönlichen Belehrung.) Ich weiß sehr wenig über das Axiom IV. Dieses ist natürlich sehr wichtig für die Verknüpfung der Mathematik mit der Erfahrung.

Aus der jetzigen Lage möchte ich – in Übereinstimmung mit Jost – schließen, daß das unendliche Gleichungssystem des Feldvereins, das die Unitarität der S-Matrix ausdrückt, für alle Fragen der analytischen Fortsetzbarkeit ins Komplexe (Regularitätsbereiche etc.) *wesentlich* ist.

Anders als Jost bin ich jedoch sicher, daß man bei starrem Festhalten am ganzen System dieser Axiome mit der Physik nicht wird weiterkommen können.

Viele Grüße Ihr W. Pauli

[1] Källén hatte am 13. Mai auf der Durchreise einen Vortrag in Zürich gehalten (vgl. den Brief [2601]).
[2] Es handelte sich um das Manuskript von Heisenbergs Publikation (1957b).
[3] Vgl. hierzu die Briefe [2597 und 2599] vom 8. und 11. April 1957 und den Kommentar zum Brief [2608].
[4] Vgl. Wightman (1956).
[5] Wightman (1957). Siehe hierzu auch die Bemerkungen im Brief [2640].
[6] Vgl. Greenberg [1956].
[7] Pauli hielt im Sommer 1957 eine Vorlesung über spezielle Probleme der Wellenmechanik.

## [2652] Pauli und Scherrer an Pallmann

[Zürich], 21. Juni 1957[1]
[Maschinenschrift]

Sehr geehrter Herr Präsident!

Die Unterzeichneten möchten Ihnen den Antrag stellen, Herrn Privatdozenten Dr. P. Marmier zum außerordentlichen Professor zu ernennen.[2]

Dr. Marmier ist ein ausgezeichneter junger Kernphysiker, dessen wissenschaftliche Mitarbeit an unserem Institut sehr wertvoll ist und den wir der E.T.H. gerne erhalten möchten.

Herr Dr. Marmier hat im Collège St. Michel in Fribourg 1941 seine Maturität gemacht und dann an der Abteilung für Mathematik und Physik studiert. 1947 diplomierte er und machte 1950 sein Doktorexamen mit einer Arbeit über Anregungsfunktionen und Wirkungsquerschnitte der $(p, n)$-Reaktionen an mittelschweren Kernen.[3] Während drei Jahren arbeitete Dr. Marmier an amerikanischen Instituten, hauptsächlich bei Prof. DuMond in Pasadena,[4] wo er interessante Messungen mit einem Präzisions-Gammaspektrographen durchführte. Im Herbst 1954 kehrte er nach Zürich zurück und habilitierte sich im Frühjahr 1955.

Mit Rücksicht auf die immer größere Zahl der Studierenden der Abteilung IX, welche sich der Kernphysik zuwenden, ist die Schaffung einer weiteren Professur ein dringendes Bedürfnis. Es ist sicher, daß Herr Dr. Marmier nicht in seiner jetzigen Stellung an unserem Institut bleiben wird. Er erhält dauernd verlockende Angebote nach USA. Auch die Universität Zürich, an welcher ein Extraordinariat für Kernphysik zu besetzen ist, hat die Absicht, Herrn Dr. Marmier diese Stelle zu offerieren.

Es wäre natürlich möglich, einen reiferen Physiker zu bekommen, wenn eine ordentliche Professur geschaffen werden könnte. Dann kämen wohl Kandidaten wie Herr Prof. Ernst Bleuler (Purdue University) oder Prof. Frauenfelder (Urbana) in Frage.

Die Unterzeichneten glauben, daß durch die Berufung von Dr. Marmier für die spätere Besetzung des Ordinariates von Prof. Scherrer nichts präjudiziert wird.

Wir erlauben uns, Ihnen eine vollständige Liste der Publikationen von Herrn Dr. Marmier beizulegen. Wir wären Ihnen sehr dankbar, wenn der Schulrat die Ernennung von Herrn Marmier noch dieses Semester beschließen könnte.

Mit dem Ausdruck vorzüglicher Hochachtung

Ihre ergebenen W. Pauli

P. Scherrer

[1] Auch abgedruckt bei Enz, Glaus und Oberkofler [1997, S. 295f.].

[2] Pauli hatte schon im Dezember 1950 bei der Begutachtung der Doktorarbeit und 1955 bei der Habilitation des in Neuhausen Rheinfall geborenen Scherrer-Schülers Pierre Marmier (1922–1973) als Korreferent mitgewirkt. Bereits im Wintersemester 1955/56 begann Marmier seine Lehrtätigkeit mit einer einführenden Vorlesung über Kernphysik, die später von seinen Schülern Eric Sheldon und Roland Szostak ausgearbeitet und als zweibändiges Lehrbuch für die ETH-Absolventen herausgegeben wurden. 1957 wurde Marmier aufgrund des vorliegenden Gutachtens zum außerordentlichen und 1958 zum ordentlichen Professor und Leiter des neu eingerichteten Laboratoriums für Kernphysik an der ETH ernannt. 1969 wurde er außerdem mit dem Rektoramt seiner Hochschule betraut.

[3] Vgl. Marmier (1951).

[4] Der kalifornische Physiker Jesse Willian Monroe Dumond (1892–1976) war durch seine Präzisionsmessungen und Arbeiten zur genauen Bestimmung der Naturkonstanten bekannt geworden (vgl. hierzu auch die Bemerkungen im Band **II**, S. 522f., 543 und 596).

## [2653] Pauli an Rabi

Zollikon-Zürich, 22. Juni 1957

Dear Rabi!

I heard about your heart-trouble, but am confident, that it will soon be completely over. All good wishes for your recovery from me and Franca and regards to Helen, too.

Hope, that you have not too much time to think on politics in the hospital. (In these discussions always comes out at the end what one has put in already at the beginning.)

I accepted a visiting professorship in Berkeley for the spring term of 1958 (from about February 1st till May 20th).[1] I was not there since summer 1941 (before Pearl Harbor), and am looking forward to see it again soon under changed conditions. I remember well the strong-coupling seminar of this time and also, that I was impressed by C. S. Wu (who worked then under Segré).[2]

But I shall *not* be in U S A this autumn. In September I shall be in Israel (by the way, which excursions do you recommend: Haifa, Galiläa?) and afterwards in Venice.[3]

Frauenfelder was here, coming straight from Urbana (Ill.) and told me, that only the Gamow-Teller (T or A) transitions violate parity, while the Fermi-transitions (S or V) preserve it. (He finds polarization zero for the latter.) It's OK with me, if this two-component-theory is dying (or dead already)! He also told me, how Deutsch and Goldhaber withdrew their letters in the Physical Review.[4]

Much less satisfactory are Stähelin's and J. S. Allen's results[5] with recoil experiments in $Ar^{34}$, as they contradict other experiments of this kind with $He^{6}$ and $Ne^{19}$.

Will Oak Ridge bring us further decisions with experiments on free, *polarized* neutrons?[6]

Nothing new about T-invariance.

Yang, at present in Paris, will come here in the beginning of July.[7]

Heisenberg wrote a long paper on the Lee-model,[8] that's a long story and the end of it is still not yet in sight. (A sea of ink was poured about it in letters between Heisenberg and me in this year.)

Do you know, whether Davis (Brookhaven) is working to increase his accuracy in the $Cl + \nu \rightarrow Ar + e_-$ experiment?[9]

I am always glad to hear from you, as ever yours W. Pauli

[1] Vgl. hierzu den Brief [2628].
[2] Über diesen Kalifornienaufenthalt im Sommer 1941 finden wir in Paulis erhaltener Korrespondenz nur spärliche Hinweise. Lediglich in einem Schreiben vom 30. September 1941 an Fierz (Band **III**, S. 107) erwähnt Pauli seine gerade beendete „Sommerreise".
[3] Siehe hierzu die Kommentare zu den Briefen [2698 und 2701].
[4] Siehe hierzu insbesondere den Brief [2635].
[5] Vgl. Herrmannsfeldt et al. (1957).
[6] Vgl. hierzu auch die Bemerkungen in den Briefen [2625 und 2627].
[7] Vgl. den Brief [2661].

[8] Heisenberg (1957b).
[9] Siehe insbesondere den Brief [2636].

## [2654] Pauli an Dyson

[Zürich], 25. Juni 1957

Dear Dyson!

Thanks for your letter of June 19,[1] in which you have well explained a certain difference of attitude toward the 2-component theory between you and Yang-Lee.

Meanwhile I had to face quick new events from the experimental side. On June 11th Frauenfelder arrived at the Zürich-airport, coming straight from New York, and phoned me at the same afternoon from Schaffhausen. June 12th and 13th he was in our Institute and I had long talks with him.[2]

He claims, based on new polarisation-experiments for the $0 \to 0$ transition in $Ga^{66}$ (a preprint[3] has arrived meanwhile): The Fermi-transition (S and V interaction) *preserves parity*, only the Gamow-Teller-transition violates it.

This means: the two-component theory is out of the game and the Preston-Telegdi-Goeppert-Mayer-theory is ousted just as well.

The new claim of the Urbana-group is in agreement with the $Co^{58}$ experiments and also with other experiments. Frauenfelder told me very American stories about phone calls with Mrs. C. S. Wu which he had in New York on June 10th, who in turn had phone calls with Brookhaven and also how Deutsch and Goldhaber have withdrawn some letters to the Physical Review.[4]

I also received a report by K. Alder, B. Stech and A. Winther from Urbana on the theoretical evaluation of the $\beta$-decay-experiments[5] with which I completely agree.

Another „Summary of evidence on the form of the $\beta$-decay interaction“ by Jackson Treiman and Wyld,[6] seems also very useful. I had no time yet to check, whether the most recent developments ($Ga^{66}$, withdrawl of ‚Letters‘ by Deutsch and Goldhaber) have been taken already into account.

Yours statements (i) „There is no model of the $\beta$-decay interaction which is consistent with *all* announced experimental results“ is, however, still correct.

Indeed, there is this *one* recoil (electron-neutrino angular correlation) experiment in the positron-decay of $Argon^{35}$ by Stähelin, J. S. Allen, et al. in Urbana[7] (it is *not* a parity experiment) which contradicts the other recoil experiment ($Ne^{19}$, $He^{6}$ and free neutron), taken together.

I am not convinced, because some nuclear-term-zoology is involved: the final nucleus $Cl^{35}$ sometimes appears in an excited state with subsequent $\gamma$-transitions to the ground state and I don’t know what the exact effect on the recoil of these transitions may be (even if the branching ratio of transitions to excited states of $Cl^{35}$: ground state would be assumed as known).

Our experimentalists (Staub and Marmier) are also sceptical in this respect and believe, that the choice of the $Ar^{35}$-nucleus for a recoil experiment was not a happy one.

I would be glad to hear the opinion of other experts about it.

The claim of parity conservation for pure Fermi-transitions is independent of this *one* recoil experiment, and with this one exception, no other contradictions of the theoretical model with experiments are left.[8]

According to my opinion, a deeper understanding of the whole parity problem is not possible at the present level of quantized field theories.

All good wishes (from Jost too)

Yours sincerely W. Pauli

[1] Dieses Schreiben liegt nicht vor.
[2] Siehe hierzu auch den Brief [2642].
[3] Vgl. 2654, Hanson et al. (1957b).
[4] Zusatz von Pauli: „*No tears* for the 2-component theory from me!“
[5] Vgl. Alder, Stech und Winther (1957).
[6] Vgl. Jackson et al. (1957a, b).
[7] Herrmannsfeldt et al. (1957). Einen ausgezeichneten Überblick über diese am Physics Department der *University of Illinois* in Urbana ausgeführten Korrelationsexperimente vermittelt der Vortrag von James S. Allen (1959) im September 1958 während der Konferenz in Gatlinburg (vgl. den Brief [3106]).
[8] Zusatz von Pauli: „The T-invariance is still an open question.“

## [2655] Oberbibliothekar Scherrer an Pauli

[Zürich], 25. Juni 1957[1]
[Maschinenschriftliche Durchschrift]

Sehr geehrter Herr Professor!

Nachdem ich eben von meiner 10-tägigen Bibliotheksreise nach Schweden (Malmö, Lund, Stockholm und Uppsala nebst zahlreichen kleinen Plätzen) zurückgekehrt bin, erreicht mich das Verzeichnis Ihrer Publikationen. Ich freue mich lebhaft darüber, daß wir dieses übersichtliche und so außerordentlich reichhaltige Schriftenverzeichnis zu den bibliographischen Nachschlagewerken unserer Bibliothek stellen können. Es wird uns auch die Möglichkeit bieten, nachzuprüfen, was uns von Ihren Veröffentlichungen noch fehlt.

Ist es unbescheiden, wenn ich anfrage, ob Sie uns noch zwei weitere Exemplare dieses Verzeichnisses überlassen könnten? Ich würde neben dem Exemplar, das zu unserem in der Nähe des Lesesaales aufgestellten bibliographischen Apparat eingereiht wird, ein weiteres Exemplar in der Handbibliothek des Literaturnachweises aufstellen lassen und das dritte als „Archiv-Exemplar“ für unser Magazin verwenden, damit dieses Verzeichnis in unbeschädigtem Zustand auch Jahrzehnte überdauert.

Ich habe Ihnen wohl in der Eile vor meiner Abreise nach Schweden die Äußerungen über das bibliothekarische Berufsbild nicht mehr zustellen können, die unter dem Spinozawort Sub aeternitatis specie nun auch deutsch herausgekommen sind,[2] nachdem sie zuerst englisch 1953 in der Festschrift der Madras Library Association erschienen. Gleichzeitig füge ich ein Separatum meines Züricher Vortrages aus dem Jahre 1956 bei.[3]

Mit dem Ausdruck meiner ergebenen Hochachtung [P. Scherrer]

[1] Pauli war mit dem Oberbibliothekar der ETH, den er zur Unterscheidung von dem gleichnamigen Physiker auch *Eka-Scherrer* nannte, wegen spezieller Literaturwünsche schon des öfteren in Verbindung getreten (vgl. Band **IV**/3, S. 163 und 607f.).
[2] Vgl. Scherrer (1957).
[3] Im Novemberheft der Schweizerischen Monatsschrift *Du* war ein 7 Seiten langer Aufsatz von Scherrer unter dem Titel „Epigonen-Angst" erschienen, auf den sich Scherrer hier bezogen haben mag.

## [2656] Pauli an Lüders

[Zürich], 26. Juni 1957

Sehr geehrter Herr Lüders!

Haben Sie vielen Dank für Ihre Briefe vom 17., 18. und 20. Juni.[1]

Es hat sich gut getroffen, daß diese zugleich mit den Korrekturbogen meiner Arbeit[2] eingetroffen sind, so daß ich in dieser noch Verbesserungen anbringen kann.

Vor allem bin ich Ihnen sehr dankbar für den Hinweis auf Theorien, wo $L_{ij} = 0$, aber trotzdem die Parität verletzt ist, wenn weder alle $I$ noch alle $J$ verschwinden. In diesem Falle wären zwar die von C. S. Wu und Frauenfelder u. a. (Polarisation des Elektrons) beobachteten Effekte alle Null, bei Doppelprozessen – die Leptonladung ist ja *nicht* enthalten – könnten aber Paritätsverletzungen eintreten.

Ich habe also auf S. 11 die Worte „and sufficient" in Verbindung mit der Bedingung für parity conservation *gestrichen!*[3]

Wenn Sie Ihre Überlegungen veröffentlichen wollen, bin ich sehr froh;[4] meine Arbeit war ja so gemeint, daß andere sie benützen und ausbauen sollen!

Der Inhalt Ihres Briefes vom 17. Juni über die Prozesse mit invariantem Anfangs- und Endzustand war mir nicht neu. Gerne habe ich aber auf p. 6. deutlicher gesagt, daß alle Zustände invariant sind, in deren Definition die Zusatzverbindung von Neutrino und Antineutrino nicht explizite eingeht.

Inzwischen werden Sie wohl auch den preprint des Letter von Enz[5] erhalten haben. Wenn die Ruhmasse $m_\nu$ des Neutrinos *nicht* Null gesetzt wird, sind die Invarianzen gegenüber den diskutierten Transformationen in der Tat verletzt.

Für höhere Spins und Ruhmasse 0 dürften aber Analogien existieren.

Im Falle der Erhaltung der Leptonladung stehen die invarianten Bedingungen für T- und für C-Invarianz *auch* bei Pursey.[6]

---

Der Letter von Stückelberg über Paritätsverletzung und allgemeine Relativitätstheorie[7] hat meines Erachtens überhaupt keine Pointe.

Übrigens wollte *F. Klein* die Kovarianz der allgemeinen Relativitätstheorie überhaupt auf die *kontinuierliche* Gruppe beschränken (siehe Physikalische Zeitschrift **12**, 17, 1911).[8]

Um die Fußnote 99a auf p. 615 meines Enzyklopädie-Artikels[9] hatte ich mit ihm ein wenig zu kämpfen. (Siehe auch *D. Hilbert*, Göttinger Nachrichten 1917, p. 53.)[10]

---

Die Ihren kleineren Anmerkungen entsprechenden Korrekturen hatte ich z. T. bereits vorgenommen.

Mit herzlichen Grüßen Ihr W. Pauli

P. S. Herr Enz wird Ihnen wohl wieder schreiben über die Frage des Absorptionskoeffizienten.

## Anlage zum Brief [2656]

26. Juni 1957

*Appendix zur Zweikomponententheorie*

Es könnte nützlich sein, die folgenden Spinoren (M) einzuführen: (ähnliches hat auch Enz schon getan)

Sei

$$\psi^C = \eta\psi^*, \quad \eta = -\gamma_4 C^{-1} \qquad \text{symmetrisch}$$

$$\eta\eta^* = 1, \text{ also } \eta^* = \eta^{-1},$$

dann:

$$\left.\begin{aligned} \varphi &= \frac{1}{\sqrt{2}}(\psi + \psi^C) = \frac{1}{\sqrt{2}}(\psi + \eta\psi^*) \\ \chi &= \frac{i}{\sqrt{2}}(\psi - \psi^C) = \frac{i}{\sqrt{2}}(\psi - \eta\psi^*) \end{aligned}\right\} \qquad \text{(M)}$$

so daß

$$\varphi^* = \eta^{-1}\varphi = \varphi\eta^{-1}; \quad \chi^* = \eta^{-1}\chi = \chi\eta^{-1}.$$

(M) ist *keine* kanonische Transformation, denn die neuen Vertauschungsrelationen lauten *für* $t = t'$

$$\{\varphi_\alpha(x), \varphi_\beta(x')\} = \{\chi_\alpha(x), \chi_\beta(x')\} = \eta_{\alpha\beta}\delta^{(3)}(\boldsymbol{x} - \boldsymbol{x}')$$

$$\{\varphi_\alpha(x), \chi_\beta(x')\} = \{\chi_\alpha(x), \varphi_\beta(x')\} = 0.$$

Nun kann man aber die kanonischen Transformationen (I), (II) auf die neuen Variablen umschreiben mit

$$a = a_1 + ia_2, \quad b = b_1 + ib_2, \qquad (a_1, a_2, b_1, b_2 \text{ reell})$$

$$a_1^2 + a_2^2 + b_1^2 + b_2^2 = 1$$

Ihre invarianten Bedingungen für eine *Zwei*komponententheorie drücken wohl aus, daß nach geeigneter kanonischer Transformation die $\chi$ nicht mehr in der Wechselwirkungsenergie vorkommen.

[1] Vgl. die Briefe [2647, 2648 und 2649].
[2] Pauli (1957d). In dieser am 14. Mai bei der Redaktion von *Il Nuovo Cimento* eingegangenen Publikation hat Pauli noch einige kleinere Änderungen vorgenommen, wie z. B. auch den Literaturhinweis auf die Arbeit von Case (1957).
[3] Vgl. den Hinweis im Brief [2648].
[4] Lüders, der damals am *Radiation Laboratory* in Berkeley tätig war, reichte im September 1957 eine Untersuchung (1958c) der Pursey-Pauli Invarianten in der Theorie des $\beta$-Zerfalls ein.
[5] Vgl. Enz (1957).
[6] Vgl. Pursey (1957a).
[7] Stückelberg (1957a).
[8] Klein (1911).
[9] Pauli [1921, S. 615].
[10] Hilbert (1917).

## [2657] Aage Bohr an Pauli

[Kopenhagen], 29. Juni 1957
[Maschinenschriftliche Durchschrift]

Dear Pauli!

I am writing to you concerning Dr. Peter Möbius from Dresden, who has been with us in Copenhagen for a year, and who is very interested in the possibility of spending the coming academic year 1957/58 in Zürich. He will be writing to you concerning his background and his work; he also is in possession of a fellowship from East Germany and so would need no financial support from Zürich.

Dr. Möbius studied with Professor Macke in Dresden[1] and did his dissertation on „Radiative and radiationless transitions of electrons in solids". When Möbius came here he had very little experience in nuclear physics and he has spent the year studying this field. He has also, together with Marić from Yougoslavia, done a calculation of the raman scattering of $\gamma$-rays on nuclei.

During his stay here, Möbius has worked hard to become familiar with the methods of nuclear physics, and has made good progress, even if he cannot yet be considered as very experienced in this field. He would like, I believe, to continue to work in nuclear physics in the coming year, and we are wondering whether Dr. Bleuler might perhaps be willing to have him in his group.[2]

Möbius is rather young, and we have sometimes felt, perhaps a little naive, but I think he has matured a bit during his year in Copenhagen.

With kindest regards, also to Franca, Yours, Aage Bohr

[1] Wilhelm Macke war Direktor des Institutes für Theoretische Physik der *Technischen Universität Dresden* und Verfasser eines sechsbändigen Werkes über theoretische Physik.
[2] Siehe hierzu das folgende Antwortschreiben [2658] von Pauli.

## [2658] Pauli an Aage Bohr

Zürich, 1. Juli 1957
[Maschinenschrift, mit handschriftlichem Zusatz]

Dear Aage!

Your letter[1] of June 29th needs a correction only regarding „the group of Dr. Bleuler". Bleuler is namely Professor of theoretical physics in Neuchâtel,[2] so Dr. Möbius should think it over, whether he wants to go to Neuchâtel or to Zürich.*

I shall presumably be away in Berkeley from middle of January 1958 till about June (a part of this time falls in our vacation), but this should not be prohibitive for Dr. Möbius to come here.

Regarding the particular subjects, on which people work here, I am always very liberal, if they are sufficiently independent. In the moment there is a group here working on dispersion relations (Jost and others) and another (myself, Enz and younger students) on weak interactions. But this is always changing.

With kindest regards, also to Marietta and to your parents.

Yours, W. Pauli

[1] Vgl. den Brief [2657].

[2] Vgl. die Angaben über Konrad Bleuler in der Anmerkung zum Brief [2604].

* *P. S.* Alder is just here and he may be in Zürich next winter, which would be a further chance for Möbius. (In a recent paper by Frauenfelder et aliis, Alder is quoted as „Doctor", which is, unfortunately, erroneous.) W. P. [Am Ende der Mitteilung ihres durch die Untersuchung von Alder, Stech und Winther (1957) angeregten Experimentes hatten Frauenfelder, Hanson et al. (1957b) „Dr. Alder, Dr. Stech, and Dr. Winther for invaluable assistance in the preparation of the source" gedankt. Kurt Alder war damals als Gastprofessor an die *University of Michigan* in Ann Arbor eingeladen.]

## [2659] Pauli an Spitzer

Zürich, 2. Juli 1957
[Maschinenschriftliche Durchschrift]

Dear Dr. Spitzer!

I read your paper „Commutation Relations of Interacting spinor Fields" in Physical Review **105**, 1919, 1957,[1] with great interest, but I disagree with your conclusion of a fundamental difference between the cases of two and of more spinor fields, as I think, that you overlooked essential conditions of the problem.

Indeed, besides your conditions of the commutability of the Hamiltonian density $H(x)$ at different points of a space-like surface one has to take the more restrictive condition into account, that the canonical commutation laws {(1.1) of your paper} must give rise to Lorentz-*invariant field equations* in which the fields are supposed to be usual spinors, scalars etc. under *Lorentz* transformations.

You have not shown that this is the case for your interaction Hamiltonian (2.2) for two spinor-fields $\psi^1(x)$, $\psi^2(x)$ commuting with each other {and also commuting with the boson-field $\phi(x)$}.

One can easily show in the Heisenberg representation that this is not the case. First the commutator

$$[\int H_I(x')d^3x', \psi^1(x)]$$

with

$$H_I(x) = g\bar{\psi}^1(x)\psi^2(x)\phi(x) + \text{H.c.}$$

cannot be expressed by the field operators, as one is left with a commutator

$$[\bar{\psi}^1(x'), \psi^1(x)]$$

which cannot be further evaluated.

Secondly the transformation of O. Klein[2]

$$\psi^k(x) = e^{\mathrm{i}\pi N_1}\overset{\circ}{\psi}{}^k(x); \qquad \psi^{k*}(x) = \overset{\circ}{\psi}{}^{k*}(x)e^{-\mathrm{i}\pi N_1}$$

with $k = 1, 2$ and

$$N_1(t) = \int\limits_{t=\text{const}} \psi^{1*}\psi^1 d^3x$$

leads from anticommuting spinors $\overset{\circ}{\psi}{}^1$, $\overset{\circ}{\psi}{}^2$ to commuting spinors $\psi^1$, $\psi^2$. While for the former the canonical commutation laws give as usual Lorentz-invariant wave equations, one sees directly that the non-commutability of $N_1$ and of $e^{i\pi N_1}$ with the interaction Hamiltonian destroys the spinor-character of the commuting fields $\psi^1$, $\psi^2$. There is indeed no operator $\Lambda_4^I k$ at our disposal for infinitesimal Lorentz-transformations, which would satisfy for $k = 1, 2$

$$[\Lambda_{4i}, \psi^k(x)] = x_i[\int H_I(x')d^3x', \psi^k(x)]$$

as $e^{i\pi N_1}$ does not commute with $H_I(x)$.

The passage from the Heisenberg-representation to the interaction representation cannot remove this lack of Lorentz-invariance, which not only poses conditions upon vacuum expectation values of products of energy densities, but also on the vacuum-expectation values of the products of field operators themselves for different points. (See A. S. Wightman, Physical Review **101**, 860, 1956.)[3]

(The independence of all vacuum expectation values on the choice of the representation is indeed obvious.)

On the other hand one obtains always „harmless Klein-transformations" by multiplying some of the spinor fields with such a factor $\varepsilon = e^{i\pi N}$ which commutes with the interaction energy-density $H_I(x)$.

This means, that the particle number $N$ in question only changes by an even integer due to the interaction (constant numbers $N$ being a special case). In this way one obtains for instance for weak interactions an even larger variety of commutation rules than the ones given by *Kinoshita*,[4] as sometimes boson-fields and spinor-fields anticommute.

In all these cases the commutation rules are *equivalent* to the normal form, where different spinor-fields anticommute and the spinors commute with the

boson-fields, as the latter can be established by harmless Klein-transformations as defined above.

According to my opinion, however, Klein-transformations with $\varepsilon$'s non commuting with the energy-density of the interaction (for which $\varepsilon^2 = 1$ still holds) are forbidden, as they destroy the Lorentz-invariance of the formalism.

Yours sincerely, [W. Pauli]

[1] Spitzer (1957).
[2] Klein (1938). Siehe auch die Briefe [2609 und 2611].
[3] Wightman (1956).
[4] Vgl. Kinoshita (1954).

## [2660] Lüders an Pauli

Berkeley, 2. Juli 1957[1]
[Maschinenschrift]

Sehr geehrter Herr Professor!

Haben Sie vielen Dank für Ihren Brief vom 26. Juni.[2] Ich freue mich, daß sich meine Bemerkungen noch auf die gedruckte Fassung Ihrer Arbeit haben auswirken können.

Ich selbst möchte nichts für eine Veröffentlichung aufschreiben, ehe ich die Arbeit von Pursey[3] gesehen habe; ich habe ihn um einen Preprint gebeten. (Siehe aber Ende dieses Briefes!)

Meine Bedingungen dafür, daß eine bestimmte Theorie einer Zwei-Komponenten-Theorie äquivalent (im Sinne Ihrer Gruppe) ist, hatte ich vielleicht nicht gut genug erläutert; aber Sie haben sie in Ihrem Appendix doch richtig aufgefaßt. In der Tat war gemeint, daß Ihre Gruppe dann eine Transformation enthält, die (beispielsweise) $\chi$ (gemäß Ihrem Appendix) ganz aus der Wechselwirkung verschwinden läßt. Die entsprechende Bedingung für die Kopplungskonstanten im Brief vom 20. Juni[4] enthielt leider einen Vorzeichenfehler; richtig muß es wohl lauten $g_{Ii}^2 - g_{IIi}$, $f_{Ii} = f_{IIi}$.* Ebenso ist es dann möglich, statt in die Weyl- in die Majoranaformulierung zu transformieren, d. h. laut Brief vom 20. Juni $g_{Ii} = \pm f_{Ii}$, $g_{IIi} = \pm f_{IIi}$ (dabei in beiden Fällen das obere *oder* in beiden Fällen das untere Vorzeichen). Vorausgesetzt ist bei all diesen Überlegungen, daß zwei Wechselwirkungs-Hamilton-Operatoren, die zu denselben Invarianten führen, wirklich durch eine Transformation Ihrer Gruppe ineinander übergeführt werden können.

Ihre Operatoren $\varphi$ und $\chi$ sind mir nicht neu. Falls man die Majorana-Darstellung der Gammas benutzt ($\eta$ bis aufs Vorzeichen gleich eins), scheinen sie mir mit den von Schwinger viel und neuerdings auch von Thirring (auch in Briefen an Sie) benutzten hermiteschen Operatoren (statt eines Paares hermitesch adjungierter Operatoren) identisch zu sein.

Als ich meine drei Briefe,[5] insbesondere den vom 20. Juni, schrieb, hatte ich den Eindruck, daß es (entgegen Bemerkungen in Ihrer Arbeit) ausreiche, $I_{ij} = J_{ij} = 0$ zu fordern, um Erhaltung der Nukleonenzahl zu haben. Erst eine

Fußnote in der Arbeit von Herrn Enz[6] hat mir klargemacht, daß das in der Tat zwar in niedrigster Näherung, nicht aber allgemein (in dem Sinne, daß es eine „äquivalente“ Wechselwirkung mit allen $II$-indizierten Kopplungskonstanten gleich null gibt) richtig ist. Natürlich sind die Bedingungen, die Sie in Ihrer Arbeit geben, ganz richtig. Nur liebe ich Ihre relativen Invarianten $M_{ij}$, $N_{Iij}$ und $N_{IIij}$ nicht sehr; in der Tat zeigen Sie, daß Ihre echten Invarianten die Gruppe vollständig charakterisieren, und vollinvariante Produkte Ihrer relativen Invarianten lassen sich ja auch die bilineare[n] Ausdrücke in die ursprünglichen Invarianten ausdrücken.[7] Die vollständigen Bedingungen für Erhaltung der Nukleonenzahl scheinen mir damit zu sein

$$I_{ij} = J_{ij} = 0$$

$$(K_{ik} \pm L_{ik})(K_{jl} \pm L_{jl}) = (K_{il} \pm L_{il})(K_{jk} \pm L_{jk})\,.$$

Man braucht die Gleichung sowohl mit oberem wie mit unterem Vorzeichen; die beiden Gleichungen sind gleichbedeutend mit

$$N_{Iij} = N^*_{Ikl} = N_{IIij} N^*_{IIkl} = 0\,.$$

Diese Ausdrücke können allerdings erst in ziemlich hoher Ordnung einer Störungsrechnung auftreten: da im Endzustand zwei Elektronen emittiert sind, muß die Zahl der Kopplungskonstanten ohne Stern stets um zwei größer sein als die derjenigen mit Stern (d. h. der konjugiert-komplexen Kopplungskonstanten). Vorstehende invariante Bildungen müssen im Matrixelement also immer noch mit $I$ oder $J$ multipliziert auftreten.

Meine Bemerkungen über eine Zwei-Komponenten-Theorie mit Erhaltung der Leptonen-Ladung bedürfen noch einer Ergänzung. Einerseits hat man (Brief vom 20. Juni)

$$(K_{ij} + L_{ij})(K_{kl} - L_{kl}) = 0$$

d. h.

$$K_{ij} = \pm L_{ij}$$

(mit demselben Vorzeichen in allen Fällen). Die $K_{ik}$ haben dann aber noch dem Gleichungssystem

$$K_{ik} K_{jl} = K_{il} K_{jk} \qquad \text{(2. Gleichung auf dieser Seite)}$$

zu gehorchen.

Kotani hat auf meine Anregung hin eine wohl ziemlich vollständige Tafel aufgestellt,[8] in der die Informationen, die man aus dem gewöhnlichen Betazerfall gewinnt, durch die von Pursey und Ihnen vorgeschlagenen Invarianten $K_{ij}$ und $L_{ij}$ ausgedrückt sind; ich habe das schon in einem Brief an Herrn Enz[9] angedeutet. In der Tat ist eine solche Tabelle viel übersichtlicher als die gewöhnlich angegebenen scheinbar zufälligen Kombinationen von Kopplungskonstanten; sie sagt auch, welche Informationen man wirklich gewinnen kann und welche noch (ohne zusätzliche Annahmen wie Erhaltung der Leptonen-Ladung und/oder Zwei-Komponenten-Theorie) nicht erhalten werden kann. Ich

ziehe es dabei vor, nicht für den Fall der Zwei-Komponenten-Theorie neue Invarianten einzuführen und damit eine neue Tabelle aufzustellen, sondern stets mit denselben Invarianten zu arbeiten und zu prüfen, ob die zusätzlichen Bedingungen für Zwei-Komponenten-Theorie und/oder Erhaltung der Leptonen-Ladung erfüllt sind.

Während ich dies schreibe, gibt mir Karplus gerade einen Preprint der Arbeit von Pursey, die er unter seinen Papieren gefunden hat. Ich muß ihn mir in Ruhe ansehen.

Mit herzlichen Grüßen Ihr G. Lüders

## Anlage zum Brief [2660]

## Lüders an Enz

Berkeley, 2. Juli 1957

Sehr geehrter Herr Dr. Enz!

Etwa einen Tag, nachdem ich meinen letzten Brief an Sie[10] geschrieben hatte, kam bereits der Preprint Ihrer Arbeit[11] an. Haben Sie herzlichen Dank für die Zusendung. Vielleicht wissen Sie zu meinen Fragen aber doch noch Ergänzendes zu schreiben, das nicht in der Arbeit steht.

Erlauben Sie mir bitte ein paar Bemerkungen zu Ihrer Arbeit. Ihre gestrichenen Bilinearformen ($K'_{ij}$, $I'_{ij}$, $J'_{ij}$) lassen sich von ihrer scheinbaren Zufälligkeit befreien, wenn man beachtet, daß es auch bei $m_\nu \neq 0$ eine Gruppe gibt, die das freie Neutrinofeld in sich transformiert und die Wechselwirkung in eine solche, die zu denselben beobachtbaren Resultaten führt. Die Gruppe ist endlich und wird von den beiden Transformationen

$$\psi_\nu \to C^{-1}\bar{\psi}_\nu, \quad \bar{\psi}_\nu \to -\psi C;$$

$$\psi_\nu \to \gamma_5\psi_\nu, \quad \bar{\psi}_\nu \to -\bar{\psi}_\nu\gamma_5$$

erzeugt, wobei die zweite mit der zusätzlichen formalen Substitution $m_\nu \leftrightarrow -m_\nu$ zu verbinden ist (deswegen handelt es sich nicht um eine kanonische Transformation). Man kann jetzt von einem beliebigen Produkt von Kopplungskonstanten ausgehen, z. B. von $f_{Ii}f_{IIj}$ und durch systematische Anwendung aller Elemente der Gruppe (bei der ersten Transformation gilt $g_I \leftrightarrow -g_{II}$, $f_I \leftrightarrow f_{II}$, bei der zweiten $g_I \leftrightarrow f_I$, $g_{II} \leftrightarrow f_{II}$) entweder einen Ausdruck konstruieren, der selbst invariant ist, oder einen solchen, der nach Multiplikation mit (einer ungeraden Potenz von) $m_\nu$ invariant ist. Wie man sofort sieht, ist der erste gegeben durch

$$f_{Ii}f_{IIj} + f_{IIi}f_{Ij} + g_{Ii}g_{IIj} + g_{IIi}g_{Ij} = I_{ij}$$

der zweite durch

$$f_{Ii}f_{IIj} + f_{IIi}f_{Ij} - g_{Ii}g_{IIj} - g_{IIi}g_{Ij} = -I'_{ij}.$$

Ich möchte die Methode noch demonstrieren, indem ich das $L_{ij}$ konstruiere, das mit $m_\nu$ multipliziert in Ausdrücken für paritätsverletzende Effekte auftreten sollte

$$L'_{ij} = g^*_{Ii} f_{Ij} - f^*_{Ii} g_{Ij} - g^*_{IIi} f_{IIj} + f^*_{IIi} g_{IIj};$$

vielleicht können Sie das an unveröffentlichten expliziten Aufzeichnungen prüfen. Vermutlich gilt in beliebiger störungstheoretischer Näherung, daß die Faktoren von geraden Potenzen der Neutrinomasse sich allein durch die ursprünglichen Paulischen Invarianten ausdrücken lassen, daß die Faktoren von ungeraden Potenzen jedoch eine Bilinearform „mit Strich“ als Faktor enthalten müssen.

Durch Ihre Fußnote 6 haben Sie mich dankenswerterweise auf einen Fehler in meinen eigenen Überlegungen aufmerksam gemacht (siehe gleichzeitigen Brief an Prof. Pauli); ich möchte nur noch gern darauf hinweisen, daß derjenige Satz von Kopplungskonstanten, der *alle* Bedingungen für Erhaltung der Leptonen-Ladung erfüllt, sich in der Tat durch ein Element der Paulischen Gruppe in eine Normalform (alle $II$-Kopplungskonstanten gleich null) transformieren läßt; es gilt nämlich

$$a = \frac{1}{\sqrt{1+|a|^2}}, \quad b = \frac{\lambda^*}{\sqrt{1+|a|^2}}.$$

Zu Ihrer Diskussion des $Cl^{37}$-Experiments von Davis habe ich eine physikalische Frage. Weiß man eigentlich irgend etwas Quantitatives, wieviel häufiger Betazerfall mit Emission eines negativen Elektrons als eines positiven Elektrons im Pile ist? Sicher wird man in der überwiegenden Mehrzahl der Fälle Negatonemission haben, denn im Urankern ist das Verhältnis von Protonen zu Neutronen stark zugunsten der Neutronen verschoben. Die Bruchstücke haben daher im allgemeinen die Tendenz, negative Ladung loszuwerden. Da die Spaltung aber ein statistischer Prozeß ist, sollte es gelegentlich, wenn vielleicht auch sehr selten, vorkommen, daß ein Bruchstück weniger Neutronen als Protonen enthält. Dann würde der umgekehrte Betazerfall erfolgen und das Davissche Experiment würde einen schwachen Effekt zeigen, auch wenn die Leptonen-Ladung streng erhalten bliebe.

Mit den besten Grüßen Ihr G. Lüders

[1] Lüders hielt sich damals mit einem Fullbright-Stipendium am *Radiation Laboratory* der *University of California* in Berkeley auf.
[2] Vgl. den Brief [2656].
[3] Pursey (1957a).
[4] Vgl. den Brief [2649].
* Oder $j$ fällt fort, d. h. $g_{Ii} = g_{IIi}$, $f_{Ii} = -f_{IIi}$.
[5] Vgl. die Briefe [2647, 2648 und 2649].
[6] Enz (1957).
[7] Siehe hierzu Paulis kritische Bemerkung im Brief [2671].
[8] Diese von T. Kotani angefertigte Tabelle erschien als Anhang zu Lüders folgender Veröffentlichung (1958c).
[9] Vgl. das in der Anlage zum Brief [2649] wiedergegebene Schreiben.
[10] Vgl. das Schreiben in der Anlage zum Brief [2649].
[11] Enz (1957).

## [2661] Pauli an Choquard

Zürich, 6. Juli 1957

Lieber Herr Choquard!

Vielen Dank Ihnen und Janner für Ihre Postkarte.[1] Dieser scheint ja nun „wirklich“ in Genf zu sein und so hoffe ich, Ihr Institut wird nun ernstliche Anstrengungen machen, um seinen Spitznamen endgültig Lügen zu strafen.[2]

Im Juni war Herr Frauenfelder hier mit großen experimentellen Neuigkeiten:[3] er findet für reine Fermiübergänge (S und V) Paritäts*erhaltung* (Polarisation *Null*!), so daß die ganze Paritätsverletzung von den Gamow-Teller-Übergängen (T und A) herrührt. Ist auch schön: À dieu, liebe Zweikomponententheorie!

Andere Experimente über Rückstoß an $Ar^{35}$ von Stähelin und Mitarbeitern[4] sind noch sehr unklar.

---

Am Donnerstag, den 11. abends soll Yang in Zürich sein[5] und in der Züricher Physikalischen Gesellschaft vortragen. Ob er Montag, den 15. auch im Seminar vortragen wird, wissen wir noch nicht.

---

Festkörper-Physik: es gibt hier lange Preprints von Pines über Supraleitung,[6] der vielleicht aus Bardeen etwas Gutes macht.[7] Die Arbeit ist mir zu lang, um sie selber zu lesen, ich wäre aber froh, wenn im Wintersemester sich jemand fände, der uns im Seminar darüber referieren könnte. (Thellung wird sicher an die Uni in Zürich berufen, dürfte aber erst im Sommersemester 1958 kommen.)[8]

Sie oder Baltensperger kämen hierfür in Betracht.

---

Was sind nun Villars Entscheidungen? Wird er *definitiv* nach dem M. I. T. zurückgehen? Was sind Ihre Pläne mit Schafroth?

Viele Grüße an Sie und Janner Ihr W. Pauli

[1] Siehe den Bericht über den Werdegang von Aloysio Janner in Band **IV**/2, S. 276f.

[2] Vgl. Choquards Bericht im Band **IV**/2, S. 84–88.

[3] Vgl. auch die Briefe [2635 und 2642]. Diese sensationellen Ergebnisse von Frauenfelder et al. (1957) erwiesen sich schließlich als falsch.

[4] Vgl. Herrmannsfeldt et al. (1957).

[5] Diesen Besuch von Yang hatte Pauli auch schon in seinem Brief [2653] an Rabi angekündigt.

[6] Siehe Bardeen und Pines (1955), Pines (1958) und Nozières und Pines (1958). Über die Beziehung zwischen dem Bohm-Schüler David Pines und Bardeen schreibt Frederick Seitz in seiner Autobiographie [1994, S. 219]: „David Pines, an imaginatively creative and enterprising theoretical physicist who had recently completed graduate work at Princeton University, and was deeply interested in the collective behaviour of electrons in metals, joined Bardeen in 1952 as a research assistant professor, and eventually became senior member of the faculty. He and John formed a close, lifelong professional relationship that was rewarding to both. In his research and related professional activities, Pines was highly effective in focussing the interest of physicists who had previously concentrated their activities on crystalline material more broadly on what became to be called *condensed matter* – a mayor generalization of the field.“

[7] Siehe hierzu die Bemerkungen über Bardeen in Band **IV**/3, S. 266 und 271ff. sowie Schrieffers historischen Bericht (1992) über Bardeens Verdienste um die Supraleitung. Eine detailliertere Darstellung der Bardeenschen Beiträge findet man in seiner kürzlich von Lillian Hoddeson und Vicki Daitch veröffentlichten Biographie.

[8] Nachdem Thellung im Sommersemester 1958 sein neues Extraordinariat an der Universität Zürich angetreten hatte, wandte er sich hier insbesondere der Physik der kondensierten Materie zu und begann zusammen mit seinen Mitarbeitern die thermischen und elektrischen Eigenschaften von Metallen und das hydrodynamische Verhalten eines Phononengases bei tiefen Temperaturen zu untersuchen. {Weitere Informationen liefert der Bericht von Rasche und Staub (1983, S. 634) in der *Festschrift zur 150-Jahr-Feier der Universität Zürich*.}

## [2662] Thirring an Pauli[1]

Seattle, 8. Juli 1957[2]

Lieber Herr Pauli!

Vielen Dank für Ihre letzten beiden Briefe[3] und die re(pre)prints. Mit dem, was Sie an Spitzer schreiben,[4] bin ich sehr einverstanden, und es scheint mir dies den Fall zu erledigen. (Das mit den „harmlosen Kleintransformationen", die auf etwas Allgemeineres als Kinoshita führen, war mir neu.) Was Sie über Frauenfelder schreiben, ist interessant,[5] zumal sich in den Experimenten von Deutsch[6] und Goldhaber[7] die Polarisation auch gegeben hat. Der von Ihnen in Ihrem vorherigen Brief erwähnte Vorschlag, mit Fermi und Gamow-Teller anders geschraubte Neutrinos zu koppeln, wurde übrigens auch von M. Goeppert-Mayer und Telegdi gemacht.[8] Es sieht jetzt wohl so aus, als ob man warten soll, bis sich die experimentelle Situation etwas gesetzt hat, bevor man sich theoretisch festlegt.

Sie werden demnächst einen Preprint meiner Arbeit über das ein-dimensionale Heisenberg-Modell erhalten.[9] Man kann damit noch mehr herumexerzieren, aber ich interessiere mich zur Zeit mehr für die Theorie des „inneren Raumes".[10] In diesem Zusammenhang möchte ich Sie um Ihre Ansicht über etwas fragen, über das Sie sicher schon viel nachgedacht haben, nämlich das Ausschließungsprinzip. Wenn man es so formuliert, daß identische Teilchen nicht im gleichen Zustand sein können (für Fermi-Dirac Statistik), dann muß man erklären, was identische Teilchen sind. Diese kann man definieren durch *A*-Teilchen, die sich bei keiner Wechselwirkung unterscheiden, oder *B*-Teilchen, die dem Ausschließungsprinzip gehorchen, in welchem Falle man einen Zirkel hat. Es scheint mir nun, daß die gegenwärtige Feldtheorie nicht die vernünftige Formulierung *A* enthält, sondern nur das Umgekehrte behauptet, nämlich, daß alle Teilchen, die sich ausschließen, identisch sind.

Ich kann zum Beispiel ohne weiteres zu einem $L$ mit einem Spinorfeld $\psi^{(1)}$ ein identisches $L$ mit $\psi^{(1)}$, durch ein zweites Feld $\psi^{(2)}$ ersetzt, hinzuaddieren. Das gibt mir nun eine Theorie, in der es Teilchen (1) und (2) gibt, die sich durch nichts unterscheiden, die aber nicht dem Ausschließungsprinzip genügen. In der Natur ist dies aber nicht realisiert, sondern Teilchen, die sich nicht unterscheiden, genügen auch wirklich dem Ausschließungsprinzip. Formal kommt der Fall ja bei geladenen Feldern ja z. B. vor. Man hat zunächst eine Theorie, die invariant ist unter der orthogonalen Gruppe im (1), (2) Raum; ein

elektrisches Feld läßt dann nur noch Invarianz unter Drehungen, und nicht unter Spiegelungen [zu], so daß man positive und negative Teilchen unterscheiden kann. Mir scheint also die Formulierung *A* eine Frage der Theorie des „inneren Raumes" {hier der (1), (2) Raum} zu sein. *A* heißt, daß der innere Raum nicht invariant unter der (alleinigen) Permutation zweier Komponenten {hier $\psi^{(1)}$ und $\psi^{(2)}$} sein darf. Da Strangeness und Isotopenspin so wesentliche Größen für Elementarteilchen sind, scheint mir, daß man in dieser Richtung einiges verstehen wird können. Ich vermute, daß [man] die Anzahl der verschiedenen Elementarteilchen (z. B. 16 für die Fermionen mit starker Wechselwirkung) aus den Invarianten der orthogonalen Gruppen (diese, weil $L^0$ eine definite quadratische Form ist) bekommt, so wie man die Anzahl der Kristallklassen gruppentheoretisch berechnen kann. Doch über diese Orakelsprüche ein anderes Mal mehr.

Mit vielen Grüßen Ihr Walter Thirring

[1] Dieser Brief war – infolge der undeutlich geschriebenen Jahreszahl – irrtümlich (unter dem Datum 8. Juli 1955) als Brief [2127] dem Band **IV**/3, S. 298–299 zugeordnet worden. Der dort in der Anm. 3 enthaltene Hinweis auf den Astrophysiker Lyman Spitzer ist ebenfalls falsch (siehe die folgende Anm. 4)!
[2] Zusatz von Pauli: „Beantwortet 13. Juli."
[3] Diese Briefe sind nicht erhalten.
[4] Vgl. hierzu Paulis Brief [2659] an Richard Spitzer, der damals zusammen mit Joseph V. Lepore und Henry P. Stapp am *Radiation Laboratory* der *University of California* in Berkeley arbeitete.
[5] Vgl. den Brief [2661].
[6] Vgl. Deutsch et al. (1957).
[7] Vgl. Goldhaber, Grodzins und Sunyar (1957).
[8] Vgl. den Brief [2636].
[9] Thirring (1958c). Weitere Einzelheiten dieses hier zum ersten Mal erwähnten *Thirring-Modells* werden in dem Briefwechsel [2708 und 2712] mit Källén diskutiert.
[10] Thirring (1958b).

## [2663] Pauli an Jaffé

Zürich, 9. Juli 1957

Liebe Frau Jaffé!

Dank für Ihren Brief.

Beiliegend das Manuskript meines Briefes an C. G. Jung.[1] Ich möchte vorschlagen, daß Sie mit der Hoteldirektion sprechen könnten, ob Sie nicht zu bestimmten Zeiten (Sie müssen ja nicht alles auf einmal typen!) einen geeigneten Raum des Hotels zur Verfügung haben könnten, wo Sie typen können. Ein Privatzimmer ist dazu allerdings wegen Lärm weniger geeignet, aber es gibt ja in einem Hotel immer Geschäftszimmer, wo ohnehin getypt wird!

Die beste Lösung wäre also die, wenn Sie mir dann das getypte Manuskript zurückschicken könnten. Machen Sie es, bitte, gegenüber dem Hotel nur offiziell (nicht privat!) mit einer Arbeit für das Institut für theoretische Physik (Adresse oben), Prof. Pauli, und stellen Sie mir, bitte, dann entsprechend eine Rechnung aus. Die Figur muß ich selber dann noch endgültig einzeichnen.

Ich fahre voraussichtlich erst am 25. Juli hier weg[2] und dann erst nur vorübergehend.

Wie Sie wohl menschlich auf den 2. Teil meines Briefes („Psychologie“) reagieren werden?

Was denken Sie vom „Direktor Spiegler“?[3] Gehen Ihre „Geister“ in der Serie „Studien aus dem C. G. Jung-Institut“ in Druck? Oder separat?[4]

Mit herzlichen Grüßen Ihr W. Pauli.

[1] Vgl. den Brief [2682].
[2] Wie Pauli auch schon in seinem Schreiben [2610] erklärt hatte, beabsichtigte er, seine Ferien in Italien zu verbringen.
[3] Es handelt sich um die Gestalt aus Paulis Traum vom 15. Mai 1957, der auch in seinem Schreiben [2682] an C. G. Jung mitgeteilt wird.
[4] Vgl. Jaffé [1958].

## [2664] Källén an Pauli

Kopenhagen, 10. Juli 1957
[Maschinenschrift]

Lieber Professor Pauli!

Vielen Dank für Ihren Brief,[1] den ich schon längst bekommen habe. Ich muß um Entschuldigung bitten, daß ich früher nicht geantwortet habe, aber ich wollte zuerst die Arbeit von Heisenberg und Haag[2] genau verstehen. Das ist mir jetzt, glaube ich wenigstens, gelungen bis auf die Seiten 38–40.[3] Die Verfasser wollen dort die Möglichkeit diskutieren, daß in den höheren Sektoren des Hilbertraumes diskrete Zustände existieren, die als Endzustände eines Streuprozesses auftreten können. Dabei gibt es überhaupt kein Problem, wenn diese neuen Zustände positive Normen haben. Also interessieren wir uns nur für den Fall, daß wir neue Geisterzustände haben, und Heisenberg + Haag wollen zeigen, daß dies nicht passiert. Hierfür stützen sie sich auf die Bedingung (126) und sagen, daß für die Amplitude $\psi$ in (127) Gleichung (126) erfüllt sein muß. Wegen der Konstruktion ihrer Lösung will ich das gar nicht verneinen, aber das scheint mir kein Beweis zu sein. Diese Überlegung zeigt ja nur, daß *bei der Doppelwurzel* alles in Ordnung ist, aber hat mit *der neuen Wurzel* gar nichts zu tun. Man kann es auch so formulieren, daß, weil diese Bedingung für die eventuellen neuen Zustände mit positiver Norm nichts aussagen *darf*, sie für die Zustände, die negative Norm haben, nichts aussagen *kann*. Es scheint mir hier ein ernster Fehler zu sein. Das einzige, was mich hier ein wenig stört, ist nur, daß ich mir zwar denken könnte, daß Heisenberg einen solchen Fehler gemacht hätte, daß aber der Haag recht sorgfältig in seinen Rechnungen ist und daß die von ihm gemachten Fehler gewöhnlicherweise nicht so banal sind. Deshalb will ich doch nicht die Möglichkeit ausschließen, daß hier etwas liegt, das ich ganz einfach nicht verstanden habe, und will in den nächsten Tagen einen Brief an Heisenberg schreiben, um ihn hierüber zu fragen.

Ich kann nicht genau verstehen, warum Sie so viel über die Axiome von Wightman schimpfen. Das ist doch für ihn eine zu große Ehre! Gewöhnlicher-

weise ist es ja so, daß, wenn Sie in dieser Weise über etwas schimpfen, dann werden Sie sich bald dafür interessieren. Ich hoffe aber, daß dies hier nicht der Fall ist. Sonst habe ich gegen diese Axiome den folgenden Einwand. Es scheint mir, daß die lokalen Eigenschaften *der Wechselwirkung* nicht berücksichtigt worden sind. Zwar ist die Vertauschbarkeit der Feldoperatoren für raumartige Abstände da, aber es scheint mir, daß in den üblichen Theorien das Auftreten des Produktes von zwei Feldoperatoren *im selben Raumzeitpunkt* in der Wechselwirkung davon unabhängig ist. So kommt z. B. in der Diracschen Gleichung der Quantenelektrodynamik auf der rechten Seite das Glied $ie\gamma A(x)\psi(x)$. Auch wenn $A_\mu(x)$ und $\psi(x)$ die *renormierten* Felder sind und also jedes allein existiert und die richtigen Vertauschungsrelationen hat, ist das Produkt im allgemeinen nicht endlich, sondern muß mit Hilfe von Kompensationsgliedern definiert werden. Ebenso kommen die unendlichen Größen in die Theorie hinein, und ich glaube kaum, daß man alle wesentlichen Züge der Theorie berücksichtigt hat, wenn das Auftreten solcher Gebilde schon unter den Grundbegriffen der Theorie nicht erwähnt wird.

Zu der Formulierung des Axioms IV habe ich den folgenden Einwand. Aus dem Axiom beweisen die Mitglieder des Feldvereins sehr elegant die Bedingung

$$\langle 0|\varphi(x)|k\rangle = \langle 0|\varphi^{(0)}(x)|k\rangle\,.$$

Ich habe aber das Gefühl, daß diese Bedingung sich aus allgemeinen Überlegungen nicht beweisen läßt, sondern explizit eingeführt werden muß. Man könnte z. B. eine durchaus vernünftige Theorie haben, wo statt 1 z. B. 2 steht. Man überlegt sich das einfach mit Hilfe des Lee Modells. Wenn in Gleichung (17) unserer Arbeit[4] das renormierte Feld durch $\psi' = \frac{2}{N}\psi$ definiert wird, kann man alle Rechnungen ebensogut ausführen, und eine beobachtbare Größe wie z. B. die $S$-Matrix (40) wird dadurch nicht beeinflußt. Nur gewisse formale Zwischenergebnisse werden ein wenig geändert. Hier könnte man zwar behaupten, daß das Axiom IV doch im wesentlichen richtig wäre und daß nur eine logisch nicht ganz notwendige, aber doch eine erlaubte Konvention über diese Konstante eingeführt wäre. Das glaube ich aber nicht, weil dasselbe Problem für ein Vektorfeld (d. h. für die Quantenelektrodynamik) viel ernster ist. Mit dem Axiom IV kann man doch auch zeigen, daß

$$\langle 0|A_\mu(x)|k\rangle = \langle 0|A_\mu^{(0)}(x)|k\rangle$$

gelten muß. In der Störungstheorie gilt aber

$$\langle 0|A_\mu(x)|k\rangle = [\delta_{\mu\nu} + Mk_\mu k_\nu]\langle 0|A_\nu^{(0)}(x)|k\rangle,$$

wo die zwei ersten Näherungen der Konstante M durch $\alpha/30\pi + \alpha^2 41/\pi^2 324$ gegeben sind. Hier ist also die gegebene Formulierung des Axioms sicher falsch. Dies habe ich Lehmann schon vor mehreren Jahren gesagt, und er antwortete nur, daß das Axiom für ein skalares Feld formuliert worden ist und daß er nicht weiß, wie es für ein Vektorfeld aussieht. Er hat sich aber geweigert, die Verallgemeinerung für ein Vektorfeld anzugeben. Ich weiß nicht, ob das

wirklich davon abhängt, daß er diese Verallgemeinerung uninteressant findet, oder ob es andere Gründe hat! Greenberg hat versucht, diese Verallgemeinerung zu machen, aber es ist ihm bis jetzt nicht gelungen. Bis diese Verallgemeinerung gemacht worden ist, ist aber das Axiom IV für die Quantenelektrodynamik nutzlos, und ich mache lieber das naive Einschalten, das sicher richtig ist. Dann gibt es auch andere Fragen über Ableitungen von Deltafunktionen im p-Raum, aber es ist vielleicht fraglich, ob diese Ableitungen überhaupt in einer vernünftigen Theorie vorkommen. Im Lee-Modell sind sie schon da, aber nur im Heisenbergschen Dipolfall, der sowieso nicht mit den Axiomen beschrieben werden kann. Ich finde es aber ein wenig unheimlich, daß die indefinite Metrik im Hilbertraum etwas mit den asymptotischen Eigenschaften der Zustände zu tun haben sollte, aber Lehmann sagt: „Warum nicht?“ Ich will aber zum Schluß betonen, daß ich diese ganze Fragestellung nicht besonders wichtig finde. Das Hauptproblem sind die unendlichen Größen, und die Einschalterei ist nur eine technische Schwierigkeit. Ich glaube schon, daß man es eleganter machen kann, als ich es gemacht habe. Wenn man es elegant machen will, muß man aber aufpassen, daß es nicht zur selben Zeit falsch wird. Außer dem Einschalten ist, wie gesagt, eine für die Quantenelektrodynamik brauchbare Methode bis jetzt nicht gegeben, aber sie kommt vielleicht nach einiger Zeit, wenn der Feldverein die Schwierigkeiten des Problems richtig verstanden hat.

Ich bin im wesentlichen *vollständig* damit einverstanden, daß man die Unitarität der *S*-Matrix für die Regularitätsgebiete der analytischen Funktionen ausnützen soll. Nur hat man dabei große technische Schwierigkeiten, und ich weiß nicht genau, wie man es machen soll. Ich *hoffe* aber, daß es nicht notwendig sein wird, genau das häßliche Gleichungssystem des Feldvereins zu benützen. Erstens ist es immer schwierig, so mit unendlichen Systemen zu arbeiten und dazu kommt noch, daß das abgegebene System nur *eine* Möglichkeit ist und daß es viele andere gibt. Augenblicklich rechne ich aber das magnetische Moment aus. Das Ergebnis von Karplus und Kroll[5] ist jetzt sicher falsch und das Ergebnis aus Harvard wahrscheinlich falsch. Es dauert aber einige Zeit, bis wir (d. h. Petermann und ich)[6] endgültige Ergebnisse haben.

Ich weiß nicht, ob Jost Ihnen über den neuen Versuch von Schwinger, eine allgemeine Form der Dreipunktfunktion anzugeben, erzählt hat. In Lille hat er darüber vorgetragen.[7] Diese Form ist aber ganz falsch, das haben Wightman und ich explizit nachgeprüft.[8] Die dargestellte Funktion hat Singularitäten, auch wo sie nicht vorkommen dürfen.

Viele Grüße Ihr sehr ergebener Gunnar Källén

[1] Vgl. den Brief [2651].

[2] Diese Arbeit, von der Källén vorerst ein Manuskript erhalten hatte, erschien schließlich unter Heisenbergs alleinigem Namen (1957b). Rudolf Haag, der nach Heisenbergs Auffassung zu langsam mit seinem sich zu einer Art Handbuch der Feldtheorie auswachsenden 3. Kapitel der Arbeit vorangekommen war (vgl. Heisenbergs Bemerkung im Brief [2632]), beabsichtigte außerdem, Göttingen demnächst zu verlassen, zunächst, um ein Stipendium an der *Princeton University* wahrzunehmen. Außerdem hatte Haag auch noch – durch Jauchs Vermittlung – eine weitere Einladung vom *Physics Department* der *State University of Iowa City* für das darauf folgende Jahr erhalten.

[3] Vgl. den Brief [2668].

[4] Vgl. Källén und Pauli (1955h. S. 6).
[5] Vgl. Karplus und Kroll (1950).
[6] Vgl. Petermann (1957a und 1957c). Siehe auch Källén (1958, Ziff. 33).
[7] Vgl. Jost (1957b).
[8] Vgl. Källén und Wightman (1958).

## [2665] Huber an Pauli[1]

Zürich, 11. Juli 1957[2]
[Maschinenschrift]

Sehr verehrter Herr Kollege!

Ich danke Ihnen herzlich für die freundliche Übersendung Ihres Separatums.[3] Ich habe es sogleich mit großem Interesse gelesen und die Weite und eindringende Kraft Ihres Überblickes bewundert. Ihre Fragestellung scheint mir wesentlich, und der Grundtendenz (von Ihnen als Verbindung der rationalen Erkenntnis und des irrationalen Erlebens ausgesprochen) würde ich durchaus zustimmen.

Ich glaube nach dieser Lektüre, daß unsere Tendenzen nicht so weit auseinanderliegen, wie es Ihnen vielleicht erschienen ist. Meine Infragestellung der naturwissenschaftlichen Erkenntnishaltung zielt nicht auf deren Verwerfung (so etwas wäre ja einfach töricht), sondern auf die Feststellung ihrer Grenzen (die Sie ja Ihrerseits als gegeben anerkennen) und ihrer Tragweite in Relation zu einem vielleicht möglichen umfassenderen Wirklichkeitsverständnis, das ich dann das philosophische nennen würde. Daraus könnte sich im weitern vielleicht eine Differenz zwischen uns ergeben (ich weiß es nicht): ich wäre nämlich nicht bereit, was außerhalb des naturwissenschaftlichen Horizontes liegt, einfach als das Irrationale zu bezeichnen.[4] Vielmehr sehe ich auch hier eine eigentümliche, eben philosophische Erkenntnisaufgabe. Aber vielleicht stimmen Sie mir darin sogar zu.

In der Antrittsvorlesung meinte ich, von einer Erschütterung dieser philosophischen Erkenntnishaltung durch die neuzeitliche Wissenschaft als einem Faktum sprechen zu können. Ich meine das immer noch, soweit es sich um die historische Wirklichkeit handelt. Daß solche Erschütterung in der Sache wohl nicht nötig gewesen wäre (obgleich sie in vieler Hinsicht heilsam gewesen sein mag), ergibt sich aus dem kritischen Selbstverständnis, zu dem die Naturwissenschaft neuerdings allmählich kommt und dem ich Sie mit großer Freude prinzipiell zustimmen sehe. Dies Selbstverständnis hat aber nicht von Anfang bestanden.

Ich erlaube mir, einen Abdruck meiner Vorlesung beizulegen.[5] Vielleicht mögen Sie einmal hineinsehen. Daß ich vom „reinen Denken“ gesprochen hätte, habe ich in der Tat nicht bestätigt gefunden (hingegen kommt der Ausdruck bei Ihnen auf Seite 73 beiläufig vor).[6]

Ich wäre Ihnen sehr dankbar, wenn Sie mich gelegentlich auf die Stellen hinweisen wollten, an denen Sie sich prinzipiell zu den Problemen geäußert haben, die Sie in Ihrem Vortrag vor allem historisch beleuchten. Da es wohl unbescheiden wäre, um die Fortsetzung des Gespräches zu bitten, möchte ich

wenigstens genauer kennenlernen, was von Ihnen gedruckt darüber vorliegt. Ich darf mir davon einen beträchtlichen Gewinn für mich versprechen.

Mit vielem Dank und den besten Grüßen

Ihr sehr ergebener Gerhard Huber

[1] Der 1923 in Basel geborene und mit der Schriftstellerin Elfriede Abrahamowicz verheiratete Philosoph Gerhard Huber war nach seinem Studium bei Karl Jaspers in Basel zum Sommersemester 1956 als Professor für Philosophie und Pädagogik an die ETH-Zürich berufen worden. „Es gab an der ETH *schon immer* an der XII. Abteilung (Geistes- und Sozialwissenschaften) eine philosophische Professur," teilt M. Fierz dem Herausgeber mit. „In *meiner Zeit* hieß der Professor Medicus. Mit seiner Tochter ist meine Frau ins Gymnasium gegangen. Sie hieß Lotte, und im Geheimen hieß sie Motte Ledicus. Sie blieb dann in der Tat ledig." Nach Fritz Medicus' (1876–1956) Emeritierung 1946 folgten Pierre Thévenaz (geb. 1913) und – nach dessen Ruf an die Universität Lausanne – Anfang 1949 Raymond Savioz (1903–1955). Die Berufung des 1955 in Basel habilitierten Gerhard Huber erfolgte zum Sommersemester 1956. – Als Schüler der beiden Basler Philosophen Karl Jaspers (1883–1969) und Heinrich Barth (1890–1965) gehörten Metaphysik, Erkenntnistheorie, Ethik und die Geschichte der Philosophie zu Hubers hauptsächlichsten Arbeitsgebieten. Eine Sammlung seiner Vorträge und Aufsätze wurde 1975 unter dem Titel *Gegenwärtigkeit der Philosophie* vom Birkhäuser Verlag in Basel herausgegeben. Seine dort (auf S. 92–102) abgedruckte Antrittsvorlesung hatte er am 24. November 1956 gehalten.

[2] Zusatz von Huber am oberen Briefrand: „Die Stellung der Philosophie in der Gegenwart (Antrittsvorlesung)."

[3] Pauli hatte ihm – wie es der Kontext des Schreibens nahelegt – einen Sonderdruck seines Mainzer Vortrages (1955g) über „Wissenschaft und abendländisches Denken" geschickt.

[4] Besonders auf diese Fragestellung geht Pauli dann in seinem Antwortschreiben [2667] ein.

[5] Die Antrittsvorlesung war 1957 beim *Polygraphischen Verlag A.-G.* in Zürich erschienen.

[6] Auf S. 73 des Mainzer Vortrages hatte Pauli anläßlich einer Charakterisierung der pythagoräischen Lehre gesagt: „Ganzzahlige Verhältnisse, wie sie in den Proportionen der Schwingungszahlen der einfachen musikalischen Intervalle auftreten, sind Harmonie, d. h. das was Einheit in die Gegensätze bringt; als Teil der Mathematik gehört die Zahl auch einer abstrakten, übersinnlichen ewigen Welt an, die nicht mit den Sinnen, sondern nur kontemplativ mit dem Intellekt erfaßt werden kann."

## [2666] Lüders an Pauli

Berkeley, 12. Juli 1957
[Maschinenschrift]

Sehr geehrter Herr Professor!

Ich habe gerade den ersten Entwurf einer Arbeit über die Invarianten im Betazerfall aufgeschrieben.[1] Das genauere Durchdenken des Stoffes hat dabei zu einer Korrektur einer Behauptung im Brief vom 2. Juli[2] geführt: Die dort auf S. 2 oben angegebenen Bedingungen für 2-Komponenten-Theorie sind zwar notwendig, aber nicht hinreichend. Die notwendigen und hinreichenden Bedingungen lauten

$$(K_{ij} \pm L_{ij})(K_{kl} \pm L_{kl}) = (K_{il} \pm L_{il})(K_{kj} \pm L_{kj}),$$

$$(K_{ij} + L_{ij})(K_{kl} - L_{kl}) = (I^*_{ik} + J^*_{ik})(I_{jl} + J_{jl}).$$

Die andere im damaligen Brief angegebene Bedingung ist eine mathematische Folge dieser beiden Bedingungen.

Die von mir am 20. Juli mitgeteilten Bedingungen für Erhaltung der Lepton-Ladung[3] sind sowohl notwendig und hinreichend. Es ist bemerkenswert, daß die nur $K_{ij}$ und $L_{ij}$ enthaltenden Bedingungen in beiden Fällen dieselben sind. Es scheint also äußerst schwer, wenn nicht unmöglich zu sein, aus reinen Betazerfallsdaten zu unterscheiden zwischen einem 4-Komponenten-Neutrino mit Erhaltung der Lepton-Ladung und einem 2-Komponenten-Neutrino, bei dem die Erhaltung der Lepton-Ladung nicht gefordert ist. Es kann allerdings sein, daß die Indentitäten und Ungleichungen zwischen den Invarianten (siehe unten) in beiden Fällen verschieden sind und doch die Fälle zu unterscheiden erlauben; es scheint sich im Augenblick aber nicht zu lohnen, diesen komplizierteren mathematischen Untersuchungen weiter nachzugehen.

Ziemlich lange habe ich mich gemüht zu beweisen, daß zwei Wechselwirkungen, die dieselben Invarianten besitzen, wirklich stets ineinander transformiert werden können. Schließlich hat sich aber gezeigt, daß es ganz einfach ist. Für derartige allgemeine Diskussionen eignen sich Ihre Invarianten am besten in der Gestalt (8) und (9).[4] Definiert man Größn $H_i$ durch

$$H_1 = G_2^*, \quad H_2 = -G_1^*,$$

so gewinnen diese Invarianten eine sehr einfache Gestalt

$$F_1F_1^* + F_2F_2^*,$$
$$H_1H_1^* + H_2H_2^*,$$
$$F_1H_1^* + F_2H_2^*.$$

Sie stellen Skalarprodukte von Vektoren in einem zweidimensionalen komplexen Raum dar. Die Invarianten charakterisieren die unitäre Gruppe in diesem Raum; und das ist genau die Darstellung, die die Transformationen (I) und (II) in diesem Raum induzieren. Damit ist gezeigt, daß die Invarianten wirklich die Transformationsgruppe des Neutrinofeldes charakterisieren, womit eins Ihrer Resultate auf sehr einfache Weise wiedergewonnen wurde.

Aus der Theorie der unitären Gruppe folgt auch, daß dieses System von Invarianten vollständig ist, was mir früher nie ganz klar war.

Schließlich zeigt man mit diesen Hilfsmitteln leicht, daß, sofern die Invarianten gleich sind, stets eine (und meist auch nur eine) Transformation existiert, die die Sätze von Kopplungskonstanten ineinander überführt.

Die geometrische Interpretation der Invarianten liefert auch den Zugang zu Beziehungen zwischen denselben (darauf wurde im zweiten Absatz angespielt). Einmal hat man Ungleichungen, die aus der Cauchy-Schwarzschen Ungleichung

$$(\boldsymbol{A}\cdot\boldsymbol{B})^2 \leq (\boldsymbol{A}\cdot\boldsymbol{A})(\boldsymbol{B}\cdot\boldsymbol{B})$$

folgen. Ein Beispiel (das einzige, das ich untersucht habe) ist

$$(K_{jj})^2 \geq (L_{ii})^2 + 2(I_{ii})^2,$$

was schärfer ist als die ziemlich direkt zu gewinnende Beziehung

$$-K_{ii} \leq L_{ii} \leq +K_{ii}.$$

Ferner hat man Identitäten, die aus der linearen Abhängigkeit irgend dreier Vektoren im zweidimensionalen Raum folgen

$$\begin{vmatrix} \boldsymbol{A}\cdot\boldsymbol{A} & \boldsymbol{A}\cdot\boldsymbol{B} & \boldsymbol{A}\cdot\boldsymbol{C} \\ \boldsymbol{B}\cdot\boldsymbol{A} & \boldsymbol{B}\cdot\boldsymbol{B} & \boldsymbol{B}\cdot\boldsymbol{C} \\ \boldsymbol{C}\cdot\boldsymbol{A} & \boldsymbol{C}\cdot\boldsymbol{B} & \boldsymbol{C}\cdot\boldsymbol{C} \end{vmatrix} = 0.$$

Ich habe keine Beispiele untersucht.
Mit herzlichen Grüßen Ihr G. Lüders

[1] Vgl. Lüders (1958c).
[2] Vgl. den Brief [2660].
[3] Offenbar hatte Lüders hier aus versehen Juli statt Juni geschrieben. Es liegt nämlich nur ein Brief [2649] vom 20. Juni vor, in dem auch das hier angesprochene Thema behandelt ist.
[4] Vgl. Pauli (1957d, S. 209).

## [2667] Pauli an Huber

Zürich, 13. Juli 1957

Sehr geehrter Herr Kollege!

Haben Sie vielen Dank für Ihren Brief[1] und den Sonderdruck. (Gerne habe ich zur Kenntnis genommen, daß das Attribut „rein“ zu Denken sich bei Ihnen nicht findet.)

Sie haben in Ihrem Brief eine wesentliche Frage aufgeworfen, die mein Interesse erregt hat und über die ich nachzudenken begann:

Ist alles, was außerhalb des naturwissenschaftlichen Horizontes liegt, einfach als das Irrationale zu bezeichnen?

Eine mündliche Fortsetzung der Diskussion dieser Frage mit Ihnen nach den Ferien wäre mir sogar erwünscht.[2]

Hier nur einige vorläufige Gesichtspunkte über meinen Standpunkt zu dieser Frage. Was ist rational und was irrational? C. G. Jung hat in seiner Typenlehre zwei rationale Funktionen – Denken *und Gefühl* – und zwei irrationale – Empfindung (Sinneswahrnehmung) und Intuition.[3]

Daß das Gefühl zu den rationalen Funktionen gerechnet wird, mag zunächst als befremdlich erscheinen, hat aber doch viel für sich. Denn *Werte* und *Bewertungen* können wohl auch als rational bezeichnet werden.

Nun können die Naturwissenschaften (Abkürzung Nw.)[4] nicht von sich aus ihren eigenen *Wert* erweisen. Das Problem ihres *Wertes* wäre dann also ein *Rationales außerhalb* jenes „naturwissenschaftlichen Horizontes“ (Abkürzung nw. H.).

Daß die Empfindung zu den irrationalen Funktionen gerechnet wird, ist im Einklang mit einem großen Teil der griechischen Philosophie (Parmenides, Eleaten), welche statt „irrational" „nicht-seiend" gesagt hat (was aber *nicht* einfach bedeutet: schlechthin nicht vorhanden), z. B. von Phänomenen, welche durch das Denken nicht erfaßbar waren und daher zu dem Problem Anlaß gaben, *wie* sie – diese Phänomene – „gerettet werden" können.[5]

Nun gebe ich zu, daß mir von dem, was außerhalb des naturwissenschaftlichen Horizontes liegt, das Irrationale wichtiger ist als das Rationale. Das hat mit der bei mir sehr stark entwickelten *Intuition* zu tun. Sie tritt bei mir natürlicherweise gepaart mit dem Denken auf, und es bedarf für mich schon einiger Anstrengung, das rationale Denken von der irrationalen Intuition sauber zu trennen. (N. B. Ich bin ganz gegen jeden Begriff „unmittelbar gegeben", der einseitig vom Standpunkt einer einzigen Funktion aus definiert ist. Ernst Mach war ein „Empfindungstyp".)

Ich glaube aber, eine – mir wesentliche – Begrenzung des naturwissenschaftlichen Horizontes gegen das Intuitiv-Irrationale mit Hilfe des rationalen Denkens selbst erfassen zu können.

Der Naturwissenschaftler ist darauf aus, *Gesetzmäßigkeiten* zu finden. Deshalb ist er auf das *Reproduzierbare* (einschließlich dessen, was die Natur von selbst reproduziert) eingestellt. Das Einmalige hat daher den Stempel „unwichtig, sinnlos," etc.[6]

Mir persönlich widerstrebt das. Jeder Primitive sowie auch die gesamte klassische chinesische Philosophie (man denke an I-Ging)[7] würde eine solche Einstellung als „verrückt" empfinden.

Wer nichts darum weiß, daß das Einmalige so ist wie ein Bild, das unmittelbar Sinn geben kann, hat meines Erachtens gerade *zur Natur* eine ganz einseitige Haltung.

Der Gegenspieler in mir selber sagt mir also: *die Naturwissenschaft erfaßt gerade die Natur nicht* (ich sage hier: „unvollständig")! Die Forderung nach Gesetzmäßigkeit (verifizierbar, falsifizierbar etc.) bestimmt die Maschen des Netzes, mit denen der Naturwissenschaftler auf die Jagd geht.[8] Er mag dabei sehr interessante Fische fangen, aber wahrscheinlich – der Gegenspieler sagt hier: „selbstverständlich" – gehen ihm noch interessantere Fische dabei durch die Maschen.

Sie sehen, daß mein Gegenspieler gegen den Naturwissenschaftler sein Interesse *nicht* auf das philosophische *Denken* gerichtet hat. Es schiene mir aber wohl möglich, daß das rationale Denken eben diese Situation noch viel genauer und schärfer analysieren könnte. Da[s] meine ich, wenn ich sage, es sei Aufgabe der Philosophie und ihres *Denkens*, die Naturwissenschaft *in ein größeres Ganzes einzuordnen.*

Dazu muß aber die Philosophie die Naturwissenschaft erst einmal *annehmen*. Was man ablehnt, kann man nämlich nicht einordnen, und es ist nur die Liebe, welche die *Mängel* und die Grenzen des geliebten Objektes *richtig* sehen kann (eine altbekannte Paradoxie!).

Ich weiß nicht, ob unsere Zeit für eine solche synthetische Aufgabe schon reif ist und ich zweifle, ob die Philosophie unserer Zeit dieser Aufgabe gewachsen

ist. Eine Gegensatz-Vereinigung ist nämlich eine *Gnade*, vorwegnehmen kann man sie daher *nicht!*

Dies ist die Notlage eines modernen Naturwissenschaftlers.

Mit den besten Grüßen Ihr ergebener W. Pauli

[Zusatz am oberen Briefrand:] Es folgt noch ein Sonderdruck,[9] eine andere Arbeit von mir: „Phänomen und Realität“ ist im Druck.[10]

[1] Vgl. den Brief [2665].

[2] Huber hat Pauli laut seiner Agenda am 22. Oktober 1957 um $17^{15}$ im Physikalischen Institut in seinem Arbeitszimmer 3e in der Gloriastraße 35 aufgesucht.

[3] Vgl. Jung [1921, S. 612–614; 621–624; 624–628; 641–643]. Intuition wie Empfindung haben „den Charakter der Gegebenheit, im Gegensatz zu dem Charakter des *Abgeleiteten*, *Hervorgebrachten* der Gefühls- und Denkinhalte. Die intuitive Erkenntnis hat daher ihren Charakter von Sicherheit und Gewissheit, der Spinoza vermochte, die *scientia intuitiva* für die höchste Form der Erkenntnis zu halten.“ (Wir zitieren im Folgenden aus diesem Werk [1921, S. 565f.; 571; 574; 576], unter Berücksichtigung der von Pauli in seinem Exemplar vorgenommenen Anstreichungen:) Als *Empfindung* bezeichnet Jung hier „kollektiv-unbewußte Voraussetzungen oder Dispositionen, mythologische Bilder, Urmöglichkeiten von Vorstellungen.“ Jung unterscheidet außerdem zwischen *introvertierter* und *extravertierter Empfindung*; wobei erstere „ein Bild vermittelt, welches weniger das Objekt reproduziert, als daß es das Objekt überkleidet mit dem Niederschlag uralter und zukünftiger subjektiver Erfahrung. Dadurch wird der bloße Sinneseindruck entwickelt nach der Tiefe des Ahnungsreichen, während die extravertierte Empfindung das momentane und offen zu Tage liegende Sein der Dinge erfaßt.“ – Die *Intuition* dagegen wird als eine Art instinktives Erfassen gekennzeichnet, ein in der Hauptsache unbewußter Prozeß, der „aus der Empfindung nur den Anstoß zu sofortiger Tätigkeit empfängt, dahinter zu sehen versucht und auch bald das innere Bild [als Inhalt des kollektiven Unbewußten] wahrnimmt, welches die Ausdruckserscheinung … veranlaßt hat.“ Die *introvertierte Intuition* „kann sogar die neuen Möglichkeiten sowohl wie das später tatsächlich Eintreffende in mehr oder weniger klarer Weise voraussehen. Ihre prophetische Voraussicht ist erklärbar aus ihrer Beziehung zu den Archetypen, welche den gesetzmäßigen Ablauf aller erfahrbaren Dinge darstellen. … Im Unbewußten besteht eine kompensierende extravertierte Empfindungsfunktion von archaischem Charakter.“

[4] Pauli ging offenbar weiterhin davon aus, daß Philosophen für ihre Begriffe gerne Abkürzungen verwenden. Wir haben bei unserer Transkription keinen Gebrauch von solchen Abkürzungen gemacht.

[5] Vgl. Band **IV**/2, S. 695. Pauli bezieht sich hier auf die Versuche der antiken Gelehrten, bei ihren Theorien von den Himmelsbewegungen durch fortwährende Ergänzungen – durch künstliche Hinzufügung zusätzlicher Kreisbewegungen – die platonische Forderung nach einer perfekten Kreisbewegung zu erfüllen. Siehe hierzu auch Dijksterhuis [1956, S. 62f.].

[6] Eine derartige Beschränkung allein auf das Reproduzierbare wies Pauli dem Naturwissenschaftler auch schon in seinem Vortrag über *Phänomen und physikalische Realität* während des Züricher Philosophenkongresses vom August 1954 zu: „Hierzu rechne ich auch das, für dessen Reproduktion die Natur von selbst gesorgt hat. Ich behaupte nicht, daß das Reproduzierbare an und für sich wichtiger sei als das Einmalige, aber ich behaupte, daß das wesentlich Einmalige sich der Behandlung durch naturwissenschaftliche Methoden entzieht.“

[7] In Paulis Bibliothek befindet sich die in dem Briefwechsel schon mehrfach erwähnte deutsche Übertragung des *I Ging* von Richard Wilhelm.

[8] Dasselbe Gleichnis verwendete Pauli nochmals in seinem Schreiben [2734] an Sambursky.

[9] Offenbar sandte Pauli seinen 1952 in der Zeitschrift *Dialectica* veröffentlichten Aufsatz über „Theorie und Experiment“.

[10] Pauli (1957f).

## [2668] Pauli an Heisenberg

Zürich, 15. Juli 1957

Lieber Heisenberg!

Heute kam endlich ein Brief vom Källén.[1] Über Deine Arbeit steht nur kurz darin, er habe auf den Seiten 38–40 etwas nicht verstanden. Er sagt:

Diese Überlegung {betreffend Gleichung (126)} zeigt ja nur, daß *bei der Doppelwurzel* alles in Ordnung ist, aber hat mit *der neuen Wurzel* gar nichts zu tun. Man kann es auch so formulieren, daß, weil diese Bedingung für die eventuellen neuen Zustände mit positiver Norm nichts aussagen *darf*, sie für die Zustände, die negative Norm haben, nichts aussagen *kann*.

Er vermutet aber selbst, er habe da etwas mißverstanden. Mir scheint die Antwort auf p. 40 unten zu stehen – dort, wo von der analytischen Fortsetzung die Rede ist. Aber, bitte, schreibe mir zu meiner Orientierung noch kurz Deine eigene Antwort auf Källéns Aussagen. Es ist *nicht* „aufregend". Möglicherweise wird Källén Dir selbst schreiben.

Ich höre, daß Lee auch nach Israel und nach Venedig geht,[2] ich werde ihn also dort sehen. Du hast ihm wohl auch ein preprint geschickt.

Viele Grüße Dein W. Pauli

[1] Vgl. den Brief [2664].
[2] Vgl. hierzu den Kommentar zu den Briefen [2698 und 2701].

## [2669] Pauli an Källén

Zürich, 15. Juli 1957

Lieber Herr Källén!

Dank für Ihren Brief vom 10. Juli.[1]

Bezüglich der Seiten 38–40 der Heisenberg-Arbeit haben Sie, glaube ich, in der Tat etwas mißverstanden.

Neue Geisterzustände mit negativer Norm oder mit komplexen Wurzeln (über diese hat Heisenberg in der letzten Fassung der Arbeit[2] noch einen Zusatz gemacht) können in der Tat existieren. Heisenberg will aber zeigen, daß sie in derjenigen Lösung, die Streuprozesse darstellen, ebensowenig vorkommen wie etwa die Dipolzustände B. Der schwache Punkt hierbei ist die auf p. 40 unten erwähnte analytische Fortsetzung. Wenn man aber das glauben will, scheint mir die Sache in Ordnung.

Es kommt dies aus Heisenbergs Vorschrift, daß $\varphi(\boldsymbol{k})$ und $\chi(\boldsymbol{k})$ nur einfache Pole haben dürfen, und dies führt auf die Gültigkeit von (126) *ohne den* $\varphi_{0i}$*-Term* für $\varphi(\boldsymbol{k}_2 \ldots \boldsymbol{k}_{z-1})$ bei dem speziellen festen $\boldsymbol{k}_1$.

Heisenberg will also *nicht* zeigen, daß weitere diskrete Zustände a) reelle Energie mit negativer Norm, b) komplexe Energien nicht existieren können – sondern, daß sie seinem „Hilbertraum I" nichts schaden können, wenn sie – Darstellung der Streuprozesse – existieren.[3]

Sie können aber gerne Heisenberg noch selbst schreiben.

---

Ich glaube eigentlich, daß die Mathematik bei Heisenberg in Ordnung ist.

Heisenberg war Ende Juni in Zürich[4] und wollte mich überreden, doch mit als *Autor* zu zeichnen![5] Ich war aber standhaft gegenüber diesem Sirenengesang. Und zwar nicht wegen der Mathematik – ich glaube nicht, daß sie einen Fehler enthält – sondern weil ich nicht unterschreiben will, daß die indefinite Metrik etwas mit Physik zu tun hat – besonders nicht, solange diese so sehr mit jener unverständlichen Doppelwurzel gekoppelt ist.

Über den anderen Teil Ihres Briefes will ich noch später schreiben. Über Schwinger hat mir Jost kurz berichtet.[6]

Viele Grüße Ihr W. Pauli

[1] Vgl. den Brief [2664].
[2] Vgl. Heisenberg (1957b).
[3] Zusatz von Pauli: „Die *neue* Wurzel darf *nicht* an *irgendwelchen Stellen* zu [einem] Doppelpol Anlaß geben. Das ist seine Bedingung."
[4] Heisenberg hatte am 29. Juni im Scherrerschen Seminar einen Vortrag gehalten (vgl. das Ende des Briefes [2646]).
[5] Siehe hierzu Paulis Bemerkung in seinem Schreiben [2640] vom 11. Juni. Pauli berichtete nochmals von Heisenbergs Überredungsversuch in seinem Brief [2678] an Lüders.
[6] Vgl. hierzu auch die Bemerkung im Brief [2664].

## [2670] Lüders an Pauli

Berkeley, 15. Juli 1957
[Maschinenschrift]

Sehr geehrter Herr Professor!

Es lohnt sich doch, den Ungleichungen und Identitäten zwischen den Invarianten noch etwas nachzugehen.[1] Die Ungleichungen sind vollständig gegeben durch

$$(K_{ii} \pm L_{ii})(K_{jj} \pm L_{jj}) \geq (K_{ij} \pm L_{ij})(K_{ji} \pm L_{ji}) = |K_{ij} \pm L_{ij}|^2$$

$$(K_{ii} + L_{ii})(K_{jj} - L_{jj}) \geq (I_{ij}^* + J_{ij}^*)(I_{ij} + J_{ij}) = |I_{ij} + J_{ij}|^2.$$

Aus der ersten Ungleichung folgt insbesondere, daß sofern $K_{ii} \pm L_{ii} = 0$ für alle $i$ gilt, daß dann auch $K_{ij} \pm L_{ij} = 0$ (mit überall demselben Vorzeichen). Man kann das noch etwas schwächer formulieren, aber das ist wohl ohne Interesse. Zu der zweiten Ungleichung möchte ich drei Bemerkungen machen:

1. Für $i = j$ erhält man als Spezialfall die im letzten Brief (12. Juli) angegebene Ungleichung; dort war ein Faktor 4 offenbar verkehrt.

2. Falls $I_{ij} = J_{ij} = 0$ (Erhaltung der Leptonladung), ist die Ungleichung identisch erfüllt, da jeder Faktor auf der linken Seite $\geq 0$ ist.

3. Falls $K_{ii} \pm L_{ii} = 0$ (Zwei-Komponenten-Neutrino mit Erhaltung der Leptonladung), so folgt $I_{ij} = J_{ij} = 0$.

Die Identitäten sind offenbar vollständig, wenn man sie etwas allgemeiner schreibt als im letzten Brief

$$\begin{vmatrix} \boldsymbol{D}\cdot\boldsymbol{A} & \boldsymbol{D}\cdot\boldsymbol{B} & \boldsymbol{D}\cdot\boldsymbol{C} \\ \boldsymbol{E}\cdot\boldsymbol{A} & \boldsymbol{E}\cdot\boldsymbol{B} & \boldsymbol{E}\cdot\boldsymbol{C} \\ \boldsymbol{F}\cdot\boldsymbol{A} & \boldsymbol{F}\cdot\boldsymbol{B} & \boldsymbol{F}\cdot\boldsymbol{C} \end{vmatrix} = 0.$$

Sowohl bei Erhaltung der Leptonladung als auch bei zweikomponentigem Neutrino sind alle Ungleichungen und Identitäten identisch erfüllt, so daß man von ihnen keine zusätzlichen Informationen erhält. Insbesondere hat man in beiden Fällen die gleiche Beziehung zwischen den Betazerfallsinvarianten $K_{ij}$ und $L_{ij}$

$$(K_{ij} \pm L_{ij})(K_{kl} \pm L_{kl}) = (K_{il} \pm L_{il})(K_{kj} \pm L_{kj}).$$

Man muß wirklich $I_{ij}$ und $J_{ij}$ kennen, um zwischen den beiden Fällen zu unterscheiden; Ungleichungen und Identitäten helfen einem nicht, im Gegensatz zu einer im letzten Brief ausgesprochenen Vermutung.

Aus der Existenz der Identitäten folgt noch ein interessantes Resultat:

$I_{ij} = J_{ij} = 0$ ist beinahe schon hinreichend für Erhaltung der Leptonladung. Falls nämlich nicht $K_{ij} \pm L_{ij} = 0$ gilt für alle Indexkombinationen, kann man die außer $I = J = 0$ erforderliche Bedingung an $K$ und $L$ (siehe oben) aus den Identitäten ableiten. Im Ausnahmefall ist die eine der $K$-$L$-Bedingungen offenbar identisch erfüllt, die andere muß jedoch ausdrücklich gefordert werden. Herr Enz hat in seiner Arbeit[2] einen solchen Ausnahmefall erwischt.

Für eine Zwei-Komponenten-Theorie mit Erhaltung der Leptonladung sind

$$K_{ij} \pm L_{ij} = 0 \text{ (mit einem Vorzeichen) und } K_{ij}K_{kl} = K_{jl}K_{kj}$$

bereits hinreichend, d. h., $I_{ij} = J_{ij} = 0$ ist eine Folge hiervon (siehe obige Diskussion der Ungleichungen). Eigentlich braucht man sogar nicht einmal all dies zu fordern (siehe wiederum Diskussion der Ungleichungen).

Ich glaube, die Rolle Ihrer Invarianten ist damit wirklich ziemlich vollständig aufgeklärt. Mir scheint, daß sie nicht nur theoretisch interessant sind, sondern daß sie auch sehr nützlich sein können für die Ordnung und Auswertung experimenteller Resultate. Ich bin Ihnen sehr dankbar, daß Sie mich durch Ihre Arbeit zu diesen Untersuchungen angeregt haben.

Mit herzlichen Grüßen Ihr G. Lüders

[1] Vgl. den vorangehenden Brief [2666]. Die folgenden Ergebnisse reichte Lüders (1958a) im September 1957 bei der Zeitschrift *Il Nuovo Cimento* zur Veröffentlichung ein.
[2] Vgl. Enz (1957).

## [2671] Pauli an Lüders

[Zürich], 16. Juli 1957

Sehr geehrter Herr Lüders!

Dank noch für Ihre Briefe vom 2. und 12. Juli.[1] Sie sagen, daß „vollinvariante Produkte der relativen Invarianten sich auch durch die bilinearen Ausdrücke der ursprünglichen Invarianten ausdrücken lassen". Ich fand aber, schon im Frühling, daß das nicht immer geht. Bilden Sie z. B. den vollinvarianten Ausdruck

$$M^*_{ij} = N_{I,kl}\,, \qquad \{\text{preprint (18), (18a)}\}$$

so ist es mir *nicht* gelungen, ihn *bilinear* durch (8a), (9a) auf p. 9 meines preprints auszudrücken.[2] (In anderen Fällen wie $|N_{I,ij}|^2$ geht es.)

Dies ist mein größter Kummer mit den relativen Invarianten. Ich glaube, man muß manchmal zu einem *höheren* als dem 2. Grad gehen, um alles auf die Vollinvarianten zurückzuführen. Was meinen Sie dazu?

Mit dem anderen Inhalt Ihrer Briefe war ich einverstanden.

Mit herzlichen Grüßen (auch von Herrn Enz, der Ihnen bald wieder schreiben wird) Ihr W. Pauli

[1] Vgl. die Briefe [2660 und 2666].
[2] Vgl. Pauli (1957d, S. 211). – Pauli korrigierte seine Aussage in dem folgenden Brief [2675].

## [2672] Pauli an Pallmann[1]

[Zürich], 18. Juli 1957
[Maschinenschrift]

Sehr geehrter Herr Präsident!

Leider komme ich erst heute dazu, Ihren Brief vom 27. Juni[2] betreffend einer Feier anläßlich der Enthüllung der Einstein Büste von Hermann Hubacher zu beantworten.[3]

Einen Vortrag über die Bedeutung der Einsteinschen Arbeiten, wie Sie es vorschlagen, würde ich bei dieser Gelegenheit wohl halten können. Es fragt sich dabei, bis zu welchem Grade der Vortrag populär sein sollte (ich nehme an, er sollte auch für Nichtphysiker bestimmt sein) und wie er sich inhaltlich zu verschiedenen Reden verhalten soll, die ich 1955 an dem Relativitätskongreß in Bern[4] gehalten habe.

Als Zeitpunkt für die Feier kommt wohl der November in Frage. Das genaue Datum bliebe noch zu bestimmen.

Mit vorzüglicher Hochachtung W. Pauli

[1] Auch abgedruckt bei Enz, Glaus und Oberkofler [1997, S. 297].
[2] Dieses Schreiben ist nicht erhalten.
[3] Anläßlich der Übergabe der durch eine Initiative des Einstein-Biographen Carl Seelig erschaffenen Einstein-Büste des Künstlers Hermann Hubacher sollte an der ETH-Zürich eine Übergabefeier

stattfinden, bei der Pauli vom Schulratspräsidenten um einen Vortrag gebeten worden war. Die Feier wurde schließlich am 7. Januar im großen Hörsaal des Physikalischen Institutes der ETH abgehalten, – mit einem in einem engeren Kreise veranstalteten anschließenden Abendessen im *Zunfthaus zur Saffran*. Die bei dieser Gelegenheit enthüllte Einstein-Büste ist auch in der englischen Ausgabe von Paulis allgemeinverständlichen Schriften [1994, S. 117] abgebildet. Pauli behandelte in seinem (am 12. Januar 1958 auch in der *Neuen Zürcher Zeitung* abgedruckten) Vortrag (1958a) „Einstein und die Entwicklung der Physik". Vgl. hierzu auch das 1956 von Carl Seelig zu Einsteins Gedächtnis herausgegebene Büchlein *Helle Zeit – dunkle Zeit* mit den Stellungnahmen berühmter Gelehrter zu Einstein und seinen pazifistischen Bemühungen.

[4] Eine Beschreibung dieses Berner Relativitätskongresses findet man im Band **IV**/3, S. 300f.

## [2673] Jaffé an Pauli

[Zürich], 18. Juli 1957
[Maschinenschriftliche Durchschrift]

Lieber Herr Pauli!

Hier sende ich Ihnen die Abschrift Ihres Briefes an Professor Jung.[1] Der Brief ist schon für mich außerordentlich spannend und interessant, wie ich Ihnen ja schrieb. Um so mehr denke ich, wird er Professor Jung interessieren. In dem physikalischen Teil habe ich vielleicht Fehler gemacht, da ich verschiedene Ausdrücke nicht kenne. So weiß ich nicht, ob nicht vielleicht etwelcher Unsinn (respektive Unsinn!)[2] hineingekommen ist und bitte Sie, diesen noch zu korrigieren.

Daß sich in einer tieferen Schicht die Irregularitäten der Symmetrie wieder aufheben, hat mich sehr fasziniert, insbesondere natürlich Ihre psychologische Analogie.

Ich bin von jetzt an immer in Zürich und würde mich freuen, Sie wieder einmal bei mir zu sehen.

Inzwischen wünsche ich Ihnen für Ihre kürzeren und längeren Reisen alles Gute.

Ihre [A. Jaffé]

[1] Vgl. den Brief [2682].

[2] Was Jaffé mit dieser Wiederholung gemeint hat, ist nicht erkennbar. Das in Klammern gesetzte Wort *Unsinn* lautet im Manuskript zwar *Unsirm*, doch das scheint nur ein Tippfehler zu sein, weil er in ähnlicher Weise auch an einer anderen Stelle ihrer Maschinenskripte auftritt.

## [2674] Källén an Pauli

Kopenhagen, 18. Juli 1957
[Maschinenschrift]

Lieber Professor Pauli!

Vielen Dank für Ihren Brief.[1] Leider verstehe ich im wesentlichen kein Wort davon. Die Schwierigkeit ist doch die folgende. Nehmen wir an, daß es im Sektor $\{N + n\theta, V + (n-1)\theta\}$ einen neuen Zustand $|X\rangle$ mit negativer

Norm gibt. Dieser Zustand $|X\rangle$ kann im allgemeinen kein Dipol sein, denn alle freien Parameter der Theorie sind schon ausgenützt, um in den früheren Sektoren Dipolgeister zu erzeugen. Da es nur eine endliche Zahl von Parametern gibt, aber beliebig viele Sektoren, muß es früher oder später so sein, daß die neuen Geisterzustände (angenommen, daß sie nicht auch aufhören) keine Dipolzustände sind. Dann haben wir im Sektor $\{N + (n+1)\theta, V + n\theta\}$ das folgende Streuproblem

$$N + \theta_1 + \ldots + \theta_{n+1} \rightarrow \begin{array}{ll} & \text{Wahrscheinlichkeit} \\ N' + \theta_1' + \ldots + \theta_{n+1}' & \omega_1 \\ \text{Dipol} + \theta_1' + \ldots + \theta_n' & \omega_2 \\ X + \theta' & \omega_3 \end{array}$$

(Der Einfachheit halber habe ich hier nur die ursprüngliche Doppelwurzel angedeutet. Wenn noch eine oder zwei dabei sind, oder wenn eine beliebige Zahl von neuen Zuständen mit positiver Norm vorkommen, ändert das nichts Wesentliches im Argument.) Es scheint mir jetzt, daß die Bedingung (126) von Heisenberg[2] diese Streuung so einrichtet, daß die Wahrscheinlichkeit $\omega_2 = 0$ ist, d. h., *die ursprüngliche Doppelwurzel* trägt zur Streuung nichts bei. Weiter ist die Wahrscheinlichkeit $\omega_3$ negativ und damit sie nichts beiträgt, muß die Amplitude $\psi$ in (127) bei der neuen Wurzel verschwinden. Ich kann gar nicht sehen, daß dies aus (126) folgt, denn diese Bedingung zeigt ja nur, daß *bei der Doppelwurzel* alles in Ordnung ist, hat aber mit *der neuen Wurzel* nichts zu tun. Nur wenn die neue Wurzel auch eine Doppelwurzel ist, verstehe ich, daß man eine zu (126) ähnliche Gleichung niederschreiben kann, die $\omega_3 = 0$ macht. Wenn das in einem Sektor erreicht ist, dann bin ich auch damit einverstanden, daß es in den höheren Sektoren *für diese Wurzel* auch gelten muß. Die Schwierigkeit ist aber der Fall mit *neuen Wurzeln, die keine Doppelwurzeln sind.* Wie kann Gleichung (126) dann helfen? Es ist wohl durchaus möglich, daß im Lee-Modell neue Geisterzustände dieser Art nicht vorkommen, weshalb man diese Schwierigkeit vielleicht gar nicht hat. Das muß aber zuerst gezeigt werden.

In der letzten Zeit gibt es furchtbare Gerüchte, daß neue Messungen von Lattes einen Spin von „wenigstens zwei“ bei dem positiven $\pi$-Meson gezeigt haben. Haben Sie etwas davon gehört? Ich verstehe, daß diese Sache bei einer Konferenz über kosmische Strahlung in Varenna berichtet wurde,[3] aber ich weiß überhaupt nicht, wie zuverlässig das alles ist. Wenn es richtig wäre, gäbe es z. B. kein $\theta$-$\tau$ Rätsel mehr, weshalb die ganze Nichterhaltung der Parität vielleicht doch durch die Zweikomponententheorie des Neutrinos beschrieben werden könnte. Besonders muß man aber warten und sehen, wie dies mit den alten Experimenten über die zwei Reaktionen

$$p + p \rightarrow D + \pi^+ \quad \text{und} \quad D + \pi^+ \rightarrow p + p$$

zusammenhängen kann. Ich weiß nicht, ob eine fast vollständige Polarisation der $\pi$-Mesonen in der zweiten Reaktion wirklich vorhanden sein könnte. Ich habe den Eindruck gehabt, daß die Experimentatoren das für sehr unwahrscheinlich

hielten. Weiter muß auch erklärt werden, warum die Feinstruktur bei den „$\pi$-mesic atoms“ so klein ist, daß sie noch nicht beobachtet wurde. Wegen dieser zwei Sachen bin ich gegen diese Gerüchte ein wenig skeptisch. Es wäre aber amüsant, wenn es richtig wäre.

Ihr sehr ergebener Gunnar Källén

P. S. Vgl. auch Physica **23**, 551.[4]

[1] Vgl. den Brief [2669].
[2] Vgl. Heisenberg (1957b).
[3] Siehe hierzu Telegdis Hinweis in seinem Brief [2686].
[4] Vgl. Bruin und Bruin (1957). Siehe hierzu auch den Hinweis in Telegdis Brief [2686].

## [2675] Pauli an Lüders

[Zürich], 19. Juli 1957

Sehr geehrter Herr Lüders!

Dank für Ihren Brief vom 15.[1]

Erfreulicherweise ist der Inhalt meines letzten Briefes an Sie[2] *Unsinn*: Die Gleichung (17), p. 10 meines preprint muß heißen

$$M'_{ij} = M_{ij} e^{+2i\alpha}$$

(nicht: $e^{-2i\alpha}$).

Die vollinvarianten Produkte sind also

$$M_{ij} N^{I}_{kl}, \quad M_{ij} N^{*II}_{kl}, \quad N^{I}_{ij} N^{II}_{kl} \tag{1}$$

(neben den Skalarprodukten $MM^*$, etc., die mir *nie* Schwierigkeiten machten). Ich sehe nun, daß sich die Produkte (1) *auch* durch die anderen Voll-Invarianten bilinear ausdrücken lassen.* Hiermit ist die ganze Sache wohl abgerundet.

Viele Grüße Ihr W. Pauli

## Anlage zum Brief [2675]

### Enz an Lüders

Zürich, 19. Juli 1957
[Maschinenschriftliche Durchschrift]

Sehr geehrter Herr Dr. Lüders!

Vielen Dank für Ihre verschiedenen Briefe,[3] zu denen ich einige Bemerkungen machen möchte.

Eine Charakterisierung Ihrer zwei Fälle von P-Invarianz

$$\text{alle } L_{ij} = I_{ij} = 0 \tag{1}$$

$$\text{alle } L_{ij} = J_{ij} = 0 \tag{2}$$

ist in der Fußnote 7 meines letters enthalten,[4] welche aber wohl noch einen Kommentar verträgt: Im Fall (1) bzw. (2) ist eine mögliche Normalform für das Neutrinofeld in $H_{\text{int}}$

$$g_I^* \psi + f_{II}^* \gamma_5 \psi^C; \quad \psi_C \equiv C^{-1} \bar{\psi} \tag{1}$$

$$g_I^* \psi - g_{II}^* \psi^c. \tag{2}$$

Die Normalform der P-Transformation ist

$$P_0 \psi \equiv i \eta_P \beta \psi; \quad |\eta_P| = 1 \tag{3}$$

(Es ist zweckmäßig, die Transformation nicht als $P_0 \psi P_0^{-1}$ zu schreiben. D. h. $P_0$ soll eine lineare Transformation auf $\psi$, $\psi^*$ sein, nicht auf den Zustandsvektor. Die simultane Transformation

$$\boldsymbol{x} \to -\boldsymbol{x}, \quad t \to -t$$

schreibe ich nicht aus.)

Invarianz von $H_{\text{int}}$ gegen (3) verlangt nun bei (1) bzw. (2), daß $\gamma_5 \psi^C$ bzw. $\psi^C$ unter $P_0$ gleich transformiert wie $\psi$, was eben die Aussage der Fußnote

$$\eta_P = \pm i \tag{1}$$

$$\eta_P = \pm 1 \tag{2}$$

zur Folge hat. Diese Fixierung der Phase hängt natürlich mit der Nichtexistenz einer Eichgruppe zusammen und ist insbesondere, in der Form (2), auch für das Majorana-Feld zuständig (Racah).[5] Der Punkt, der nicht in der Fußnote steht (er stand in der ursprünglichen Fassung, doch schien es mir dann zu kompliziert, die Transformation (3) auch noch explizit hereinzubringen), ist nun aber, die obige Aussage invariant zu formulieren, nämlich

$$P_0^2 = \pm 1; \quad \text{für } \begin{cases} (1) \\ (2) \end{cases} \tag{3'}$$

Dies gilt auch noch für

$$P = R P_0 R^{-1}$$
(R = Element der Pauli-Gruppe)

da es sich um eine Charakterisierung der Eigenwerte von P handelt. {Es ist jetzt auch klar, warum ich (3) nicht als

$$P_0 \psi P_0^{-1}$$

schreibe, da so die invariante Eigenschaft (3′) verlorengeht.}

Eine physikalische Charakterisierung von (1) und (2) durch Doppelprozesse ist zwar sicher möglich, aber wohl nicht von praktischem Interesse. Z. B. ist für einen reinen Fermi- (oder G T-) Doppelprozeß die Wahrscheinlichkeit im Fall (1) sicher viel kleiner als im Fall (2), da bei (1) wegen der schiefen Symmetrie von $J_{ij}$ nur Fierz-Terme kommen.

Nun noch ein paar kleinere Bemerkungen.

Meine Untersuchungen zur Neutrinoabsorption sind leider immer noch sehr provisorisch. Doch betrachte ich sie eigentlich nicht, wie Sie sagen, als Modellrechnungen. Warum ich in meinem letzten Brief Lepton-Erhaltung voraussetzte, war lediglich zur Vereinfachung, aber natürlich keineswegs wesentlich.

Daß im $Cl^{37}$-Experiment der $\beta^+$-Prozeß in der Pile (der sicher möglich ist) einen Effekt hat, ist wohl ebenso unwahrscheinlich wie ein Effekt der Neutrinos von der Sonne.

Ihre Ungleichung im letzten Brief an Prof. Pauli lautet wohl richtig

$$K_{ii}^2 \geq L_{ii}^2 + |I_{ii}|^2 .$$

(Ihre Größen $H_1$, $H_2$, die sich zur Herleitung solcher Ungleichungen besonders eignen, waren mir auch bekannt.)

In meinen Notizen über die Neutrino-Absorption kommen, wie Sie richtig vermutet haben, die Größen

$$m_\nu K'_{ij}, \quad m_\nu L'_{ij}$$

tatsächlich vor. Ich finde Ihre invariante Charakterisierung dieser Größen hübsch.

Herzliche Grüße Ihr [Ch. Enz]

[1] Vgl. den Brief [2670].
[2] Vgl. den Brief [2671].
* Dabei sind übrigens lhre Größen $H$ nützlich.
[3] Vgl. die in den Anlagen zu den Briefen [2647, 2649 und 2660] wiedergegebenen Schreiben.
[4] Vgl. Enz (1957).
[5] Vgl. Racah (1937). Siehe auch die Anlage zum Brief [2681].

## [2676] Spitzer an Pauli

Berkeley, 19. Juli 1957
[Maschinenschrift]

Dear Professor Pauli!

Thank you for your letter of 2 July[1] regarding my paper „Commutation Relations of Interacting Spinor Fields."[2] At the time I wrote the paper I did not realize that the condition that the canonical commutation rules give rise to Lorentz invariant field equations is more restrictive than the one of microscopic causality. As you point out, of course, the former condition is not satisfied for the case of two commuting spinor fields.

At the end of your letter you mention that it is possible to consider a large variety of commutation relations, but that they are all equivalent to the normal form because the latter can be obtained from the former by harmless Klein transformations. I should like to consider, however, commutation relations related to symmetry classes in such a way that the wave functions that characterize the quantized wave fields belong to irreducible representations of the permutation groups ($S_m$) other than the one-dimensional ones. I do not believe, although I have not proved this, that such commutation relations can be obtained from the normal form by Klein transformations.

The possibility of such a description first occurred to me when I read your lecture „Exclusion Principle and Quantum Mechanics," given in Stockholm in 1945,[3] in which you stated that an ensemble of *identical* particles could be a mixture of all symmetry classes which would never be transformed into each other, but that this assumption was not realized in nature. For particles that are not identical transitions between different symmetry classes would, of course, be possible, and I am now trying to show that a classification of elementary particles (both fermions and bosons) in terms of the irreducible representations of $S_m$ will lead in a natural way to selection rules that correspond to the ones that are obtainable from the isotopic spin and strangeness formalisms.

The mathematical problem appears to be well defined: An irreducible representation of $S_m$ – since it is not, in general, an irreducible representation of a subgroup of $S_m$ – must be decomposed into irreducible representations of $S_n (n < m)$, and the direct product of three such representations of $S_n$ must be reduced and examined as to whether it contains the identical representation. The success of this formulation will depend, however, on the resolution of several conceptual difficulties, and I hope to be able to give an interpretation of the physical results that is not invariant under a permutation of the particle indices.

I would be very interested to know what your opinion is regarding the above proposal.

Very sincerely, Richard Spitzer

[1] Vgl. den Brief [2659].
[2] Spitzer (1957).
[3] Pauli (1947a).

## [2677] Heisenberg an Pauli

z. Z. Urfeld am Walchensee, 20. Juli 1957

Lieber Pauli!

Dein Brief[1] erreichte mich hier im Urlaub erst nach einigen Umwegen. Die Frage Källéns ist mir in der Form, in der sie ausgesprochen ist, nicht ganz verständlich. Jedenfalls hast Du recht damit, daß die Antwort auf S. 40 steht und mit der Frage der analytischen Fortsetzung zu tun hat. Aber die hier notwendige Funktionentheorie, die recht umständlich zu sein scheint, ist noch nicht durchgeführt, und insofern kann Källén mit Recht behaupten, daß noch

nicht alles klar sei (die Formulierung in der endgültigen, an Nuclear Physics geschickten Fassung,[2] war schon entsprechend vorsichtig).

Im Grunde läuft es auf folgendes Problem hinaus: Nehmen wir an, es handle sich um die Streuung eines Teilchens in einem anziehenden Potential, bei dem es auch gebundene Zustände gibt (z. B. Elektron und Proton). Dann sagt die $S$-Matrix zunächst nichts über die gebundenen Zustände aus. Wenn sie aber analytisch ist (das ist fast immer der Fall), so geben die Pole auf der imaginären $k$-Achse die gebundenen Zustände an, und die Norm jedes gebundenen Zustands ist aus dem Residuum um den Pol zu berechnen. Nehmen wir weiter an, es handle sich um die Streuung *zweier* Elektronen an einem Proton. Wenn man dann die Eigenfunktionen nach den Impulsen $k_1$, $k_2$ entwickelt und den Møllerschen Beweis für die Unitarität der $S$-Matrix[3] anschreibt, so erhält man zwar eine Relatio $\sum_l |S_{il}|^2 = 1$, aber die so definierte „$S$-Matrix“ ist noch nicht die $S$-Matrix im gewöhnlichen Sinn, wie man sofort daraus sieht, daß man nur über die „End“zustände $dk_1 dk_2$ integriert, daß aber die diskreten Endzustände ($dk_i \sum$ diskreter Zustand) dabei weggelassen sind. Man muß also noch eine Transformation vornehmen, bei der etwa für eins der beiden Elektronen vom Impulsraum zum Raum der Wasserstoffzustände transformiert wird.

Wenn man den Raum der $k_1$, $k_2$ ins Komplexe erweitert, so zeigen sich die diskreten Zustände in der $S$-Matrix (d. h. ihrer Møllerschen Form) wieder als Pole, man kann also auch hier die diskreten Zustände durch die imaginären $k$-Werte zu den Polen definieren. Nach der Transformation gilt natürlich auch wieder $\sum_l |S_{il}|^2 = 1$, nur sind die Zustände $l$ jetzt die richtigen Endzustände, enthalten also auch die diskreten Zustände.

Wenn ich diese Transformation und die zugehörige Funktionentheorie im Falle der Streuung der beiden Elektronen anständig anschreiben könnte, so könnte ich, glaube ich, das Entsprechende sofort auch für das Lee-Modell tun.

Denn bei der $S$-Matrix handelt es sich nur um die Gesamtheit der Zustände $k_i$, $\bar{g}$ und $k_i$, 0 unter *Ausschluß* von $k_i$, $D$. Wenn die $S$-Matrix analytisch ist (und das trifft beim Lee-Modell sicher zu), so kann man die gebundenen Zustände wieder durch die Pole der $S$-Matrix charakterisieren, für die wenigstens ein $k$-Wert imaginär ist. Da nun *vor* der Transformation (wegen des Auschlusses von $k$, $D$) auch $\sum_l |S_{il}|^2 = 1$ gilt – das $S$ bedeutet dann auch noch nicht die gewöhnliche Form der $S$-Matrix – so wird es auch *nach* der Transformation richtig sein, denn die gefährlichen Zustände $k$, $D$ kommen ja gar nicht mehr ins Spiel.

Leider ist aber die Durchführung im einzelnen schon bei den beiden Elektronen, die am Proton gestreut werden, reichlich kompliziert, Källén würde sich Verdienst erwerben, wenn er ein derartiges Beispiel vorrechnen könnte.

Vielleicht kann man das, was ich will, Källén am leichtesten in folgender Form klarmachen: Die Helden der Feldtheorie behaupten doch immer, man könne (eine) unitäre $S$-Matrix durch einen Feldoperator (im *positiven* Hilbert-Raum) interpolieren. Wenn nun die $S$-Matrix analytisch ist und die Interpolation auch im Komplexen noch funktioniert (ich weiß nicht, ob das auch noch behauptet wird und bewiesen werden kann), so können die stationären Zustände, die durch die Pole der $S$-Matrix gegeben sind, nur positive Norm haben, da die

interpolierenden Feldoperatoren ja nur im Hilbert-Raum mit positiver Metrik operieren.

So einfach wird der Beweis wohl nicht sein, aber Källén kann daraus genau sehen, was gemeint ist.

Die nächsten vier Wochen will ich mich hier in Urfeld erholen. Auch Euch alles Gute für die Ferien und viele Grüße! Dein W. Heisenberg

[1] Vgl. den Brief [2668].
[2] Heisenbergs Publikation (1957b) war am 14. Juli bei der Redaktion eingegangen.
[3] Vgl. Møller (1945/46).

## [2678] Pauli an Lüders

[Zürich], 21. Juli 1957

Sehr geehrter Herr Lüders!

Mit meinem Brief von vorgestern[1] scheint mir das engere Thema Ihrer Ergänzungen zu meiner letzten Arbeit zu einem gewissen Abschluß gekommen zu sein. Heute will ich mehr einen in die Zukunft weisenden Brief schreiben, dessen Beantwortung Zeit bis nach den Ferien hat (d. h. bis etwa 1. Oktober).

Es ist mit diesen Invarianten noch ein Problem zurückgeblieben, das eine größere Rechenarbeit erfordert, nämlich die Anwendung auf den *μ-Meson Zerfall* $\mu \to e + \nu + \bar{\nu}$ oder $\mu \to e + \nu + \nu$, falls man auch hier zwar Ruhmasse 0 des Neutrinos, aber weder Zweikomponententheorie noch Erhaltung der Leptonladung voraussetzt. Ich weiß, daß die sehr zahlreichen Kopplungskonstanten des allgemeinen Falles sich hier bei meinen Transformationen der $\nu$-Wellenfunktionen nach denjenigen Darstellungen der unitären Gruppe transformieren, die Spin 0 und 1, d. h. Skalaren und Vektoren des dreidimensionalen Raumes, entsprechen. Das kommt natürlich daher, daß hier *zwei* Neutrinos emittiert werden.

Die Durchführung im einzelnen erfordert einige Rechenarbeit. Ich will es nicht mehr selber machen und habe den Plan, dies einem Anfänger unter der Leitung von Dr. Enz anzuvertrauen. Doch würde ich vorher gerne wissen, ob *Sie* vielleicht sich für dieses Problem interessieren, Sie können es natürlich schneller machen. Das brauche ich aber, wie gesagt, erst nach den Ferien zu wissen.

---

Mit Heisenberg hatte ich sehr lange mündliche und schriftliche Diskussionen (seit Januar) über den besonderen Fall des Lee-Modells, der einer Doppelwurzel für den Energiewert des V-Teilchens entspricht. In diesem Fall kann Heisenberg eine Interpretation des Modells geben, für welche trotz indefiniter Metrik die *S*-Matrix für alle physikalischen Prozesse unitär bleibt. (Etwa ähnlich wie bei Bleuler-Gupta in der Quantenelektrodynamik.) Es scheint mir jetzt, daß die Mathematik bei ihm in Ordnung ist. (Herr Haag hat da übrigens auch mitgewirkt.) Ende Juni war Heisenberg hier und wollte mich gerne überreden, bei seiner Arbeit über das Lee-Modell auch als Autor zu zeichnen.[2] Das habe ich

aber doch nicht getan, weil ich nicht unterstreichen wollte, daß eine indefinite Metrik im Hilbertraum etwas mit Physik zu tun hat.

Falls aber Heisenbergs Mathematik sich im Falle des Lee-Modells als richtig bewährt – was ich eigentlich annehme – bleibt bei mir ein starker Wunsch zurück, die ganze Sache noch anders und besser zu verstehen: Ich kann mir nicht denken, daß die Doppelwurzel so wesentlich ist, und die indefinite Metrik möchte ich am liebsten ganz hinauswerfen. Darüber will ich nach den Ferien, im Herbst, weiter nachdenken; ob mir aber ein Fortschritt gelingen wird, weiß ich natürlich vorher nicht.

Grüße auch an Dyson, den diese Probleme vielleicht auch interessieren, und seien Sie selbst herzlich gegrüßt Ihr W. Pauli

[Zusatz am oberen Briefrand:] Im September bin ich erst bei einem Kongreß in Israel, dann bei einem zweiten in Venedig. Lee wird auch dort sein. Yang war hier.

[1] Vgl. den Brief [2675].
[2] Eine entsprechende Bemerkung machte Pauli bereits in seinem Brief [2669] an Källén.

## [2679] Lüders an Pauli

Berkeley, 22. Juli 1957
[Maschinenschrift]

Sehr geehrter Herr Professor!

Haben Sie vielen Dank für Ihren Brief vom 16. Juli.[1] Inzwischen sind zwei Briefe an Sie unterwegs, durch die [die] Frage der Invarianten wohl vollständig aufgeklärt wird. In Ihrer Argumentation sind Sie leider das Opfer eines Schreibfehlers in Ihrer eigenen Arbeit geworden (ich hatte ihn früher auch leider nicht bemerkt). Gleichung (17) auf S. 10 des Preprints muß richtig lauten[2]

$$M'_{ij} = M_{ij} e^{+2i\alpha} .$$

Dann ist aber $M_{ij} N_{Ikl}$ statt $M^*_{ij} N_{Ikl}$ durch die bilinearen Invarianten auszudrücken. Man findet in der Tat

$$M_{ij} N_{Ikl}$$
$$= (F^*_{1i} F_{1l} + F^*_{2i} F_{2l})(F_{1k} G_{2j} - F_{2k} G_{1j}) - (F^*_{1i} F_{1k} + F^*_{2i} F_{2k})(F_{1l} G_{2j} - F_{2l} G_{1j}),$$

wobei ich [wegen] der einfacheren Nachprüfbarkeit bei Ihren ursprünglichen Invarianten stehenbleibe.

Die Rolle Ihrer relativen Invarianten wird durch die folgende gruppentheoretische Bemerkung voll aufgeklärt: Ihre volle Gruppe ist isomorph zur unitären Gruppe in zwei Dimensionen, dabei ist (II) isomorph zur Gruppe der Multiplikation aller Vektoren der zweidimensionalen Ebene mit einem gemeinsamen Phasenfaktor, während (I) isomorph ist [zur] unimodularen unitären Gruppe in

zwei Dimensionen (ich kenne die exakte orthodoxe Nomenklatur nicht). Genau diese Darstellung der Gruppe wird induziert, wenn man Kopplungsvektoren wie in meinem Brief vom 12. Juli* einführt. Setzt man wieder wie dort

$$H_1 = G_2^*, \quad H_2 = -G_1^*,$$

so sind Ihre relativen Invarianten genau die Invarianten der unimodularen unitären Gruppe, genauer diejenigen Invarianten, die nur von der Unimodularität Gebrauch machen, nämlich

$$F_{1i}F_{2j} - F_{2i}F_{1j}, \quad H_{1i}H_{2j} - H_{2i}H_{1j}, \quad H_{1i}F_{2j} - H_{2i}F_{1j}.$$

Dies sind gerade Ihre $N_{Iij}$, $N^*_{IIji}$, $M_{ij}$. Um das Verhalten dieser Ausdrücke bei Transformationen der Gruppe (II) zu erfahren, hat man dann nur noch Ihre Gleichung (7) zu konsultieren; auf diese Weise habe ich den Fehler in Ihrer Transformationsgleichung für $M$ gefunden.

Ich möchte gern noch einmal betonen, daß ich überzeugt bin, daß Ihre absoluten Invarianten vollständig sind. Ich glaube, daß mein Brief vom 12. Juli[3] die vollen Argumente gibt.

Ich fahre im September nach Europa zurück. Da ich höre, daß Sie nächstes Jahr in den USA sein werden, sieht es nicht sehr so aus, als ob die Gelegenheit bestünde, Sie irgendwo zu sehen und die Dinge in Ruhe mündlich zu diskutieren.

Mit herzlichen Grüßen, bitte auch für Herrn Enz, Ihr G. Lüders

[1] Vgl. den Brief [2671].
[2] Diese Korrektur hatte Pauli ihm inzwischen auch schon (in seinem Brief [2675]) mitgeteilt.
* Ich sehe gerade beim Schreiben, daß Sie den Brief vom 12. Juli schon haben. Dann ist also außer diesem nur noch ein weiterer an Sie unterwegs.
[3] Vgl. den Brief [2666].

## [2680] Thirring an Pauli

Seattle, 23/25. Juli 1957[1]

Lieber Herr Pauli!

Vielen Dank für Ihren Brief vom 13. Juli.[2] Ich möchte Ihnen einen weiteren Löffel meiner Phantasien verabreichen, wozu mich Ihre Zustimmung zu meiner Formulierung A des Ausschließungsprinzips ermutigt.[3] Tatsächlich wäre es sonderbar, wenn es identische Teilchen gäbe, die sich nur durch „verborgene Parameter“ unterscheiden, die nirgends aufscheinen. Ich will nun sogar die entgegengesetzte Annahme machen, daß es gerade die inneren Freiheitsgrade sind, die bei den starken Wechselwirkungen die Hauptrolle spielen, so daß ich eine Permutationsinvarianz von $L$ verbieten möchte, wenn man nur die starken Wechselwirkungen einführt. Natürlich folgt dies nicht logisch aus einem bekannten Gesetz, aber was man bisher über die $\pi$-Meson Wechselwirkung weiß, scheint mir anzudeuten, daß die inneren Freiheitsgrade eine größere Rolle spielen

als die Raum-Zeit (translatorischen) Freiheitsgrade. Dies legt nahe, zu sehen, was für Wechselwirkungen zwar das Massenspektrum nicht aufspalten (sonst ist die Unterscheidung der Teilchen ja kein Problem), aber dennoch gestatten, alle eingeführten Teilchen auch wirklich zu identifizieren. Dabei beschränke ich mich auf die Diskussion der Kopplungen „quadratisch im Fermifeld, linear im Bosefeld", ohne Ihnen allerdings die üblichen fadenscheinigen Argumente dafür zu wiederholen. Allerdings will ich nicht den Unterschied renormalisierbar – nichtrenormalisierbar machen, ich glaube, daß sich das Problem der inneren Freiheitsgrade getrennt von den Schwierigkeiten der Raum-Zeit-Struktur im kleinen betrachten läßt.* Hat man $N_F$ Majoranafelder** und $N_B$ Bosefelder $\psi_1 \dots \psi_{N_F}$ und $\phi_1 \dots \phi_{N_B}$, dann sieht die allgemeine Wechselwirkung der betrachteten Form so aus

$$L' = \sum_{ijk} \psi_i M_{ik}^j \psi_k \phi_j , \tag{I}$$

wobei ich Spinorindizes (und allfällig Vektorindizes) weglasse.

$$(\text{Explizite} \sum_{\alpha\beta\mu} \sum_{ijk} \psi_i^\alpha \gamma_\mu^{\alpha\beta} M_{ik}^j \psi_k^\beta \phi_j^\mu) .$$

(Dazu kommt natürlich noch $L_0$, indem ich die Massen der Fermi- und Bose-Teilchen untereinander gleichsetze.)

Fortsetzung 25. Juli

(Inzwischen wurde ich durch allerlei unterbrochen, vor allem durch die Geburt unseres Sohnes Peter.)

Dabei ist nun $M_{ik}^j$ in $ik$ symmetrisch oder antisymmetrisch, je nachdem, ob die Kopplung s, p s, p v oder v, t ist. Sieht man sich nun die Möglichkeiten mit kleinen Zahlen $N_F$ und $N_B$ an (etwa $N_F \leq 4$, $N_B \leq 3$), dann findet man folgende Typen von Theorien. (Nach steigender Symmetrie geordnet.)

1. Es sind nicht alle (Bose oder Fermi) Teilchen durch eine Symmetrie-Operation miteinander verbunden. Dann sind die Massen der physikalischen Teilchen verschieden, und das Problem der Identifikation tritt nicht auf.

*Beispiel:* $N_F = 1$, $N_B = 2$, $L' = \psi_1 \psi_1 (\phi_1 + \phi_2)$.

Tatsächlich zerfällt diese Kopplung bei Einführung der Felder

$$\varphi_\pm = \frac{1}{\sqrt{2}} (\varphi_1 \pm \varphi_2),$$

aus $L$'s dieser Art lernt man nichts. Interessant sind nur die, welche so viel Symmetrie haben, daß die Massen gleich bleiben, aber die Teilchen dennoch unterscheidbar sind.

2. Die Symmetrie-Operation(en) bilden keine kontinuierliche, sondern eine endliche Gruppe.

*Beispiel:* $N_F = 2$, $N_B = 1$, $L' = (\psi_1 \psi_1 - \psi_2 \psi_2) \phi$

Invarianz: $\psi_1 \leftrightarrow \psi_2, \quad \phi \to -\phi$

Hier kann man die $\psi_1$ und $\psi_2$-Teilchen in einem äußeren $\phi$-Feld unterscheiden. Die Invarianzeigenschaft von $L'$ gestattet es aber nicht, eine lorentzinvariante erhaltene Größe von der Art einer Ladung zu definieren.

3. Die Symmetrie-Operation besteht aus einer kombinierten Rotation von Bose- und Fermi-Feldern. (Da die Hermitezität von $\phi$ und $\psi$ erhalten bleiben soll und $L^0$ eine definite Form ist (ich habe mir noch nicht überlegt, was aus der Unbestimmtheit des Vorzeichens von $m$ für ein Fermifeld folgt), handelt es sich um die orthogonale Gruppe.)

*Beispiel:* $N_F = 2$, $N_B = 2$ $\quad L' = \psi(\tau_1\phi_1 + \tau_3\phi_2)\psi$. ($\tau$ sind Pauli-Matrizen)
$M_{\underline{ik}}$

Invarianz: $\psi \to e^{i\tau_2\alpha/2}\psi, \quad \phi \to \begin{pmatrix} \cos\alpha & \sin\alpha \\ -\sin\alpha & \cos\alpha \end{pmatrix}\phi$

4. Die Theorie ist auch invariant unter Rotationen der Fermi-Felder allein.

*Beispiel:*

1) $N_F = 2$, $N_B = 1$ (Elektrodynamik)

$M_{\underline{ik}}$ $\qquad L' = \psi i\tau_2\psi\phi$

Invarianz: $\psi \to e^{i\tau_2\alpha/2}\psi,$ aber nicht $\psi_1 \leftrightarrow \psi_2$

Im äußeren $\phi$-Feld kann man zwei Sorten Fermiteilchen unterscheiden. Allerdings nicht $\psi_1$ von $\psi_2$ (wegen Rot-Invarianz), aber

$$\frac{\psi_1 + i\psi_2}{\sqrt{2}} \quad \text{von} \quad \frac{\psi_1 - i\psi_2}{\sqrt{2}}$$

2) $N_F = 4$, $N_B = 3$, $\quad \boldsymbol{M} = (\tau_1, \rho_2\tau_2, \tau_3)$ (Das ist äquivalent zu $\bar{\psi}\boldsymbol{\tau}\psi\boldsymbol{\phi}$)
$M_{\underline{ik}}$

Invarianz: Rotation von $\psi$ und $\phi$. Ferner $\psi \to e^{i\tau_2\alpha/2}\psi$.

In äußerem $\boldsymbol{\phi}$-Feld lassen sich 4 Sorten Fermi-Teilchen unterscheiden. (Die Fiktion eines äußeren $\boldsymbol{\phi}$-Feldes ist vielleicht fraglich.)

5. Die Theorie enthält Permutations-Invarianzen

*Beispiel:*

1) $N_F = 4$, $N_B = 1$, $\qquad M = \begin{pmatrix} 1 & & & \\ & 1 & & \\ & & 1 & \\ & & & 1 \end{pmatrix}$ (konventionelle neutrale Theorie)

$M_{\underline{ik}}$

Invarianz: $\psi_i \to \psi_j$

2) $N_F = 4$, $N_B = 2$,

$$M = \begin{pmatrix} 1 & & & \\ & -1 & & \\ & & 1 & \\ & & & -1 \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} & 1 & & \\ 1 & & & \\ & & & 1 \\ & & 1 & \end{pmatrix}$$ (konventionelle geladene Theorie)

$M_{ik}$

Invarianz: Rotation und $\psi_{1/2} \leftrightarrow \psi_{3/4}$.

In diesen Theorien lassen sich auch in äußeren $\phi$-Feldern nicht alle Sorten von Fermiteilchen unterscheiden.

Es ist nun auffallend, daß alle in der Natur realisierten Theorien*** zur Gruppe $\psi$ gehören und umgekehrt für $N_F \leq 4$ und $N_B \leq 3$ alle Theorien der Art vier realisiert sind (wenn $\bar{\psi}\boldsymbol{\tau}\psi\boldsymbol{\phi}$ stimmt). Gruppe 5 ist nach meinem Postulat ausgeschlossen, die Frage ist, warum gibt es 2 und 3 nicht. Die Frage hängt mit der Existenz eines Erhaltungssatzes für Fermiteilchen allein zusammen, aber ich kann eigentlich keine Ursache für einen solchen sehen. Der einzige brauchbare Unterschied zwischen Bose- und Fermiteilchen, der aus der Form der Kopplung folgt, ist die Invarianz $\psi_i \to -\psi_i$, aus der die W W W-super selection rule[4] folgt. Aber ich kann nicht sehen, warum man diese Reflexion zu einer kontinuierlichen Operation erweitern soll. Ich möchte Sie nun fragen, ob Sie Ihre Abneigung gegen die Majorana-Theorie auf eine rationale Basis bringen können, die bei der Frage weiterhilft. Über die Gruppentheorie – (die ich noch zu wenig kann) und die strange particles ein anderes Mal.

Von Frankfurt habe ich noch nichts gehört. Von Bern habe ich ein recht günstiges Angebot, das ich wahrscheinlich annehmen werde.

Mit den besten Grüßen Ihr Walter Thirring

P. S. Über neue experimentelle Ergebnisse gibt es die haarsträubendsten Gerüchte.[5] Ich glaube, es ist am besten, man hört da einmal ein Jahr lang nicht zu.

[1] Zusatz von Pauli: „Beantwortet 6. August."

[2] Dieser Brief ist nicht erhalten.

[3] Siehe hierzu den Brief [2662]. – Auf eine Nachfrage über das weitere Schicksal dieser Überlegungen antwortet Walter Thirring: „Meine damalige Bemerkung war, daß die Spin-Statistik Relation in der Quantenfeldtheorie nur in einer Richtung [gilt]. Ich kann durch Einführung mehrerer Felder, ohne ein Axiom zu verletzen, ununterscheidbare Fermionen haben, welche nicht dem Pauli-Prinzip gehorchen. Ich hatte verschiedene Vorschläge, diese axiomatische Lücke zu schließen, aber eine überzeugende Lösung steht noch aus."

* Auch die Lorentz-Gruppe hat nichts damit zu tun, wenn ich will, kann ich nichtrelativistisch abschneiden. Allerdings nehme ich natürlich den Zusammenhang von Spin und Statistik von relativistischen Theorien.

** Ich nehme absichtlich nicht Diracfelder, um nicht die Unterscheidung Teilchen-Antiteilchen vorwegzunehmen.

*** Über Hyperon K-Meson Wechselwirkung will ich noch nichts hier sagen.

[4] Vgl. Wick, Wightman und Wigner (1952).

[5] Siehe hierzu auch die Bemerkung in Källéns Brief [2674].

## [2681] Lüders an Pauli

Berkeley, 25. Juli 1957
[Maschinenschrift]

Sehr geehrter Herr Professor!

Haben Sie vielen Dank für Ihre letzten beiden Briefe vom 19. und 21. Juli.[1] Ich bin wie Sie der Meinung, daß die Betazerfallsprobleme zu einem gewissen Abschluß gekommen sind. Mein Manuskript mit den Ergänzungen zu Ihrer Arbeit wird noch etwas zum Altern in meinem Schreibtisch liegen und dann vermutlich an das Nuovo Cimento abgeschickt werden.[2]

Ein Punkt ist mir noch nicht ganz klar, aber er ist physikalisch nicht bedeutungsvoll. Ist, wenn die Bedingungen für beispielsweise P-Invarianz erfüllt sind, es immer möglich, die Wechselwirkung in eine Standardform zu transformieren, die $P$-invariant im gewöhnlichen naiven Sinn ist? Die physikalische Definition der $P$-Invarianz ist offenbar: die konventionelle $P$-Transformation führt die ursprüngliche Wechselwirkung in eine über, die der ursprünglichen äquivalent im Sinne Ihrer Gruppe ist. Hierfür sind die Bedingungen an die Invarianten notwendig und hinreichend. Aber ist auch die schärfere Formulierung richtig, daß es dann immer eine Standardform im obigen Sinne gibt?

Daß man Ihre Überlegungen auch auf andere Zerfälle, bei denen Neutrinos auftreten, anwenden sollte, habe ich mir auch überlegt. Explizite Rechnungen habe ich aber bald aufgegeben, nachdem mir klar wurde, daß die fünf Kopplungstypen in vier Klassen zerfallen je nach den Vorzeichen $\varepsilon_i$ und $\eta_i (= \pm 1)$ in den folgenden Relationen

$$C O_i C^{-1} = \varepsilon_i O_i^T \quad \gamma_5 O_i = \eta O_i \gamma_5 .$$

Diese Vorzeichen bestimmen, ob man für einen Kopplungstyp sechs Kopplungskonstanten (entsprechend $\bar{\nu} O_i \nu$, $\bar{\nu} \gamma_5 O_i \nu$, $\nu C O_i \nu$, $\nu C \gamma_5 O_i \nu$, $\bar{\nu} O_i C^{-1} \nu$, $\bar{\nu} \gamma_5 O_i C^{-1} \nu$) oder nur vier hat. Sie sind ferner verantwortlich für das Transformationsverhalten der Kopplungskonstanten. Die Sache wurde mir zu kompliziert, obwohl ich mit etwas Anstrengung natürlich mich durcharbeiten könnte.

Inzwischen hat aber Gatto hier das Problem aufgegriffen und arbeitet seit einiger Zeit daran.[3] Auch er hat natürlich Mühe mit den genannten Komplikationen. Er setzt auch die Elektronenmasse gleich null; das hat man in den Endresultaten stets gemacht, z. B. erhält man die einfachen Michelschen Spektren nur bei Vernachlässigung der Elektronenmasse. Er hat dann eine unabhängige $\gamma_5$-Transformation für die Elektronen.[4]

Ich habe ihn gebeten, Ihnen zu schreiben, wenn er Resultate hat.

Ihre Bemerkungen über Heisenbergs Dipolgeister interessieren mich sehr. Dann ist also wohl eine Art Waffenstillstand zustande gekommen. Leider habe ich selbst den Kontakt mit der aktuellen Entwicklung der Feldtheorie etwas verloren, als ich mich für mehr als ein Jahr intensiv mit Beschleunigerproblemen beschäftigte und anschließend versuchte, Kernphysik zu lernen. Ich bin dabei, die Muße in der noch verbleibenden Zeit hier in Berkeley zu benutzen, um intensiv aufzuholen.

Speziell die Heisenbergsche Theorie habe ich nie wirklich verstanden.

Leider werde ich zur Venediger Konferenz noch nicht wieder in Europa sein; ich wäre sonst auch hingefahren.

Mit herzlichen Grüßen Ihr G. Lüders

## Anlage zum Brief [2681]

## Lüders an Enz

Berkeley, 25. Juli 1957
[Maschinenschrift]

Sehr geehrter Herr Enz!

Haben Sie vielen Dank für Ihren Brief vom 19. Juli.[5] *Diese* Unterscheidung der beiden Fälle von $P$-Invarianz war mir wohlbekannt. Ich weiß aber nicht, ob man verschiedenes Transformationsverhalten der Felder bereits als eine physikalische Charakterisierung der beiden Fälle betrachten darf. Jedenfalls war es nicht eine Unterscheidung dieser Art, die ich meinte, als ich mich mit meiner Frage an Sie wandte.[6] Ich halte es immer noch für möglich, daß etwa bestimmte Winkelkorrelationen oder andere meßbare Größen im doppelten Betazerfall in charakteristisch verschiedener Weise von den Invarianten $I$ und $J$ abhängen. Da man aber doppelten Betazerfall (falls es ihn gibt) bestenfalls als Tatsache wird beobachten können, vermutlich aber kaum weitere Größen an ihm messen wird, sind solche Überlegungen nicht von großer praktischer Bedeutung. In Wirklichkeit ist $P$ ja doch auch nicht erhalten.

Sie scheinen der Meinung zu sein, daß, sofern die Invarianzbedingungen erfüllt sind, man stets in eine Standardform transformieren kann {Ihre zweiten Gleichungen (1) und (2)}. Das mag richtig sein; ich kann es aber nicht beweisen (siehe gleichzeitigen Brief an Prof. Pauli). Ich bin an der Beantwortung dieses Problems gegenwärtig nicht sehr interessiert, da sie mir für die physikalische Interpretation der Invarianz nicht erheblich zu sein scheint. Die logische Situation ist aber wohl die folgende: Entweder man beweist, daß die Bedingungen an die Invarianten hinreichend sind für Transformierbarkeit in eine Ihrer Standardformen oder man findet ein Gegenbeispiel (vermutlich hat das komplizierter zu sein, mit mehreren Kopplungstypen $O_i$), in dem die Bedingungen an die Invarianten erfüllt sind, eine Transformation in die entsprechende Standardform jedoch nicht möglich ist.

Ihre verschiedenen Bemerkungen auf S. 2 oben in Ihrem Brief sind mir nicht richtig klar. Allerdings ist mein Begriff von $P$-Invarianz etwas weiter als der übliche. Aus meinen verschiedenen gedruckten Äußerungen (etwa der neuen pädagogischen Arbeit über das TCP-Theorem)[7] sehen Sie, daß ich keine Bedenken habe, ganz allgemeine Phasenfaktoren $\eta_P$ zu erlauben. Ich unterscheide gern zwischen *starker* und *schwacher P-Invarianz*; das habe ich aber nirgendwo drucken lassen. In jedem der beiden Fälle fordere ich Unitarität des Paritätsoperators

$$P P^* = P^* P = 1;$$

Orthogonalität und Normalisierung von Zustandsvektoren im Hilbertraum scheint mir eine so fundamentale Begriffsbildung zu sein, daß jede vernünftige Symmetrieoperation wie die räumliche Spiegelung sie erhalten sollte. (Außerdem fordere ich Linearität dieses Operators, was so etwas wie Erhaltung des Superpositionsprinzips bedeutet.) Ich spreche von *starker P-Invarianz*, wenn

$$P^2\psi \sim \psi,$$

wobei hier $\sim$ bedeuten soll: gleich bis auf einen Phasenfaktor. Eine noch etwas stärkere Forderung würde sein

$$P^2 = 1$$

Das würde bedeuten $\eta_P = \pm 1$ für Bosefelder und $\psi_P = \pm i$ (bei Ihrer Definition dieser Größe) für Diracfelder. Die Gleichung oben auf dieser Seite erlaubt auch die Racahsche Festlegung der Paritätsoperation ($\eta_P = \pm 1$ bei Ihnen),[8] *wenn man an die WWW-Superselection rules glaubt:* die relative Phase zwischen Bosezuständen (superponierbar aus Zuständen mit ganzzahligem Drehimpuls) und Fermizuständen (superponierbar aus Zuständen mit halbzahligem Drehimpuls) ist eine physikalisch bedeutungslose Größe; das Superpositionsprinzip kann nur in den entsprechenden Teilräumen des Hilbertraums getrennt angewandt werden. Diese Interpretation verlangt dann aber denselben Transformationstyp für alle Spin-$\frac{1}{2}$-Felder (falls man nicht auch noch Superselection rules für die Ladung und andere strenge Erhaltungsgrößen postuliert).

Bei der *schwachen Invarianz* bleibt $\eta_P$ ganz beliebig (außer den Einschränkungen, die aus der Unitarität von P folgen). Man kann sich überlegen, daß auch die schwache P-Invarianz wesentliche Eigenschaften hat, die für den Begriff Parität kennzeichnend sind. Insbesondere zeigen die verschiedenen neuen Experimente, daß auch Paritätserhaltung im schwachen Sinne in den betreffenden schwachen Wechselwirkungen nicht richtig ist.

Nur die starke P-Invarianz hat die Eigenschaft, daß man Eigenparitäten von Teilchen nach gerade und ungerade (oder wenigstens gleich und entgegengesetzt) klassifizieren kann. Bisher ist in der Natur kein Fall bekannt geworden, der die Einführung des Begriffs der schwachen P-Invarianz erfordert hätte; auf dem Papier kann man aber leicht Beispiele konstruieren.

Im Sinne dieser Überlegungen würde ich sagen, daß sich die Fälle $I = 0$ und $J = 0$ nur darin unterscheiden, daß die Bedingungen an die Produkte der Phasenfaktoren für Proton, Neutron, Elektron und Neutrino in beiden Fällen verschieden sind; die vollständige exakte Formulierung braucht nicht hingeschrieben zu werden.

Ich bin etwas leid geworden, die Paritätsoperation und die übrigen Operationen für freies Vakuum und freie Felder zu formulieren. Wenn man das tut, so folgt bei Verletzung der P-Invarianz, daß bereits das physikalische Vakuum und die physikalischen Einteilchenzustände die Paritätsoperation nicht erlauben, was begrifflich doch wohl ein Unding ist. Ich bin dabei, mir über diese Dinge besser klar zu werden und auch zu verstehen, was das TCP-Theorem bedeutet, wenn es im Sinne dieser wohl physikalischeren Definition der Operationen interpretiert wird.

Meine Größen $H_i$ habe ich nicht so sehr als Rechenhilfsmittel betrachtet, die das Aufstellen von Relationen zwischen Invarianten erleichtern. Ihre Hauptbedeutung scheint mir darin zu bestehen, daß sie die Transformationen der Kopplungskonstanten sehr durchsichtig machen und z. B. das Problem der Vollständigkeit der bilinearen Invarianten schon „by inspection" zu lösen gestatten.

Ich freue mich darauf, Sie gelegentlich bei irgendeiner Tagung in Europa zu treffen.

Mit herzlichen Grüßen Ihr G. Lüders

[1] Vgl. die Briefe [2674 und 2678].
[2] Vgl. Lüders (1958c).
[3] Siehe hierzu auch den Brief [2691].
[4] Gatto und Lüders (1958) veröffentlichten ihre Ergebnisse über die Invarianten beim Müonen-Zerfall anschließend gemeinsam in *Il Nuovo Cimento*. Der am *Istituto di Fisica dell'Università di Roma* ausgebildete Physiker R. Gatto war damals Gast bei der von D. Judd geleiteten *Theoretical Group* am *Radiation Laboratory* der *University of California* und anschließend bei Heisenberg in Göttingen, bevor er wieder nach Italien zurückkehrte.
[5] Vgl. das in der Anlage zum Brief [2675] wiedergegebene Schreiben.
[6] Vgl. das als Anlage zum Brief [2660] wiedergegebene Schreiben von Lüders.
[7] Vgl. Lüders (1957c).
[8] Vgl. Enz (1957, S. 252, Anm. 7).

## [2682] Pauli an Jung[1]

[Zürich], 5. August 1957
[Maschinenschriftliche Durchschrift,
von A. Jaffé getippt, Juli 1957][2]

Lieber Herr Professor Jung!

Nach Ihrem Brief vom 15. Juni[3] will ich nun versuchen, Ihnen über Spiegelsymmetrien eine etwas seltsame Mischung von Physik und Psychologie zu schreiben.

### *1. Physik*

Man war gewohnt, daß die Naturgesetze eine exakte Symmetrie zeigen in bezug auf

a) Links-Rechts-Vertauschung = Raumspiegelung (oft mit $P$ bezeichnet, abgekürzt von „parity"),

b) Änderung des Vorzeichens der elektrischen Ladung (positive wird mit negativer vertauscht = Ladungskonjugation $C$ von „charge"),

c) Umkehr der Zeit, ohne Änderung des Vorzeichens der Ladung (mit $T$ bezeichnet).

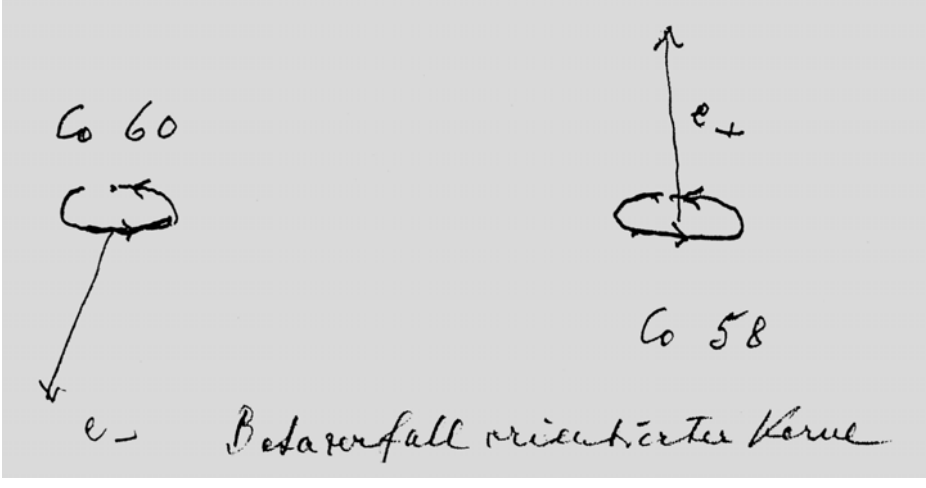
Yang und Lee haben 1956 darauf hingewiesen, daß für das Vorhandensein dieser 3 Symmetrien *einzeln* gerade bei den sogenannten schwachen Wechselwirkungen, welche die Betaradioaktivität (spontane Elektronenemission aus Kernen, kommt mit beiden Vorzeichen $e^+$ und $e^-$ vor)[4] und die Reaktionen des

Neutrinos bestimmen, ungenügend empirische Evidenz vorhanden ist. Sie gaben ferner Experimente an, die zur Prüfung dieser Symmetrie geeignet sind. Ich selbst wußte, daß sie ausgeführt werden, wollte aber nicht an ein Versagen dieser sonst so allgemein bewährten Symmetrie glauben, zumal kein theoretischer Grund zu sehen war (das ist auch heute noch so), warum gerade die *schwachen* Wechselwirkungen eine geringere Symmetrie aufweisen sollten.

Da bin ich nun froh, daß ich doch nicht so weit gegangen war, über den Ausgang der Experimente zu wetten (was einige Physiker taten). Da hätte ich nämlich Gelegenheit gehabt, viel Geld zu verlieren. Denn die Experimente haben endgültig die Verletzung der Symmetrieoperationen $P$ und $C$ einzeln gezeigt. Ob die kombinierte Operation $CP$ (es wird *zugleich* rechts mit links *und* $+e$ mit $-e$ vertauscht) noch erhalten ist, das ist eine noch offene Frage. Wenn $CP$ gilt, sollte aus theoretischen Gründen auch $T$ noch möglich sein (siehe unten).

Über die Experimente lege ich einen Zeitungsbericht bei (New York Times, Januar 16),[5] der von Physikern verfaßt und authentisch ist. Man hat diese erste Veröffentlichung damals als die „chinesische Revolution“ in der Physik bezeichnet, da die nicht-chinesischen Beteiligten (Lederman und Mitarbeiter)[6] bei einem chinesischen Lunch von Lee überredet worden waren, das Experiment zu machen.[7] Frau C. S. Wu habe ich 1941 in Berkeley kennengelernt und war von ihr sehr beeindruckt (sowohl als Experimentalphysikerin als auch als intelligentes und schönes chinesisches Mädchen. Inzwischen hat sie einen Chinesen geheiratet und hat einen Sohn).[8]

Die in diesem Report geschilderten Experimente sind inzwischen durch andere mit ähnlichen Ergebnissen ergänzt worden. Am eindrucksvollsten (aber keineswegs am einfachsten) sind vielleicht die an orientierten Kernen. Auf diese beziehen sich folgende zwei Figuren (Co = Kobalt): Die Kreisfläche ist horizontal zu denken[9]




und, wenn von oben betrachtet, den Umlaufsinn des Spins (= Drall) der orientierten Kerne im entgegengesetzten Sinne des Uhrzeigers darstellend. Spiegelung an der horizontalen Ebene läßt den Umlaufsinn (Drall-Sinn) der

Kerne ungeändert. Demnach existiert eine *Vorzugs*richtung der ausgesandten Elektronen, für Negatronen ($e_-$) nach unten, für Positronen ($e_+$) nach oben. Die letzteren Experimente (Positron-Emission von Co 58) stehen nicht in dem Zeitungsreport und sind später von C. Gorter und Mitarbeitern in Leiden durchgeführt und publiziert worden.[10]

So ist es also nun sicher, daß „Gott *doch* ein schwacher Linkshänder ist" – wie ich das gerne ausdrücke – es ist aber möglich, daß Er in der linken Hand das Positron ($e_+$), in der rechten das Negatron ($e_-$) hält. Aber „Seine Gründe" kennen wir nicht.

An eine solche Möglichkeit hatte ich vor Januar dieses Jahres nicht im entferntesten geglaubt. Jedoch hatte ich 1954 eine theoretische Arbeit über Spiegelungen verfaßt (sie ist 1955 in einer Festschrift für Niels Bohr erschienen),[11] worin ich u. a. einen von einem jüngeren deutschen theoretischen Physiker G. *Lüders* zuerst klar erkannten mathematischen Sachverhalt[12] diskutiert und verallgemeinert habe: die Kombination *CPT* von allen drei oben erläuterten Symmetrieoperationen ist unter viel allgemeineren Annahmen richtig (d. h. deduzierbar, beweisbar) als die Operationen $C$, $P$ und $T$ einzeln, für sich genommen.

Meine Arbeit in der Bohrfestschrift wurde seit dem Coup von 1957 sehr modern, und das „CPT-Theorem" ist nun in aller Munde.

### *2. Psychologie*

Nach diesen Ereignissen des Januar, die mir und anderen Physikern (z. B. auch Fierz)[13] einen starken Schock versetzt haben, richtete Herr Fierz die Frage an mich, wieso ich denn eigentlich 1954/55 darauf gekommen sei, mich mit der Mathematik der Spiegelungen zu beschäftigen, da seien doch wohl psychologische Hintergründe bei mir im Spiel gewesen.[14] Ich antwortete, daß ich das auch für sehr wahrscheinlich halte, denn einerseits war in den Ereignissen innerhalb der Physik seit 1952 (als ich begann, mich wieder mit Spiegelungen zu beschäftigen) bis 1956 kein rechter Anlaß für die Aufmerksamkeit auf dieses besondere Thema zu sehen, andererseits erinnerte ich mich an einen sehr eindrucksvollen Traum, der nach Fertigstellung meiner Arbeit stattfand, die mir bewußt als eine überaus nüchterne Tätigkeit erschien:

Traum vom 27. November 1954[15]

Ich bin mit der „dunklen Frau" in einem Raum, wo Experimente gemacht werden. Diese bestehen darin, daß „Reflexe" erscheinen. Die anderen Leute im Raum halten die Reflexe für „wirkliche Gegenstände", während die Dunkle und ich wissen, daß sie „nur Spiegelbilder" sind. Es entsteht dadurch ein Geheimnis, welches uns beide von den übrigen Leuten trennt. Dieses Geheimnis erfüllt uns mit *Angst*.

Nachher gehen die Dunkle und ich allein einen steilen Berg herunter.

Voraus gingen Träume mit Beziehung zur Biologie, nachher (Januar 1955) folgte ein Traum, „die Chinesin" habe ein Kind, „die Leute" aber wollen es nicht anerkennen. Die „Chinesin" ist ein spezieller, vielleicht parapsychologischer Aspekt der „Dunklen", während „die Leute" wie im Traum vom 27. November 1954 die Kollektivmeinung, d. h. auch meine eigenen konventionellen

Widerstände, darstellen. Deutlich ist in diesem Traum, daß *keine* Symmetrie von „Gegenständen“ und „Reflexen“ vorhanden war, da es sich ja gerade darum handelte, den Unterschied beider zu erkennen.

Kehren wir nun wieder zur Zeit am Anfang dieses Jahres zurück, als ich einen starken *Schock* durch die neuen Experimente über Verletzung der Spiegelsymmetrie erlitten hatte. In folgenden Diskussionen mit Fierz war ich eine Zeitlang sehr emotional und irrational, worauf er mir sagte, ich hätte einen „Spiegelkomplex“.[16] Damit hatte er bestimmt ganz recht, was ich auch zugab. Mathematik ist eine objektive Wissenschaft, und so haben wir uns bald über alles rein Mathematische völlig geeinigt. Aber die Aufgabe, die Natur meines „Spiegelkomplexes“ zu erkennen, blieb für mich bestehen.

Zunächst fällt mir zu Spiegelung immer das psychophysische Problem ein. (Siehe hierzu auch den Traum in „Psychologie und Alchemie“, 2. Auflage 1952, 26. Traum, p. 239,[17] der in meinem letzten Brief[18] bereits zitiert wurde.) Der Nous im Mythos erblickt ja im Wasser sein gespiegeltes Bild, worauf er von der Physis verschlungen wird. Und im März, also *nach* Erscheinen der Paritätsexperimente, erhielt ich eine Arbeit von meinem Freund Max Delbrück zugeschickt über einen einzelligen lichtempfindlichen Pilz, genannt *Phycomyces*.[19] Das Problem der Beziehung von Physik und Biologie wird darin als noch offen festgestellt. In der Arbeit lag eine Karte, worin Delbrück mich als Gegengabe um meinen Kepler bittet. Das war selbst eine Art Spiegelung.

Später, etwa zu Ostern, ist es Herrn Kerényi auf sonderbare Weise gelungen, mich zum psychophysischen Problem zurückzuführen.[20] Bei „Spiegelung“ und „Angst“ fielen mir zunächst frühere Träume ein, wonach ich längere Zeit im Sternbild des Perseus verweilen müsse. Dort ist die Bedeckungsveränderliche (Doppelstern) „Algol“ (Rhythmus, Periodizität von hell und dunkel), und Perseus hat ja seine Heldentat der Enthauptung der Medusa mit einem Spiegel vollführt.[21] Nun fand ich im Band II der „Studien zur Analytischen Psychologie C. G. Jungs“ (Rascher 1955) einen Aufsatz von Kerényi,[22] ausgerechnet gerade über Perseus (p. 199). Ich las ihn mit Interesse und fand ihn mit einem Wortspiel der alten Griechen über die Gründung der Stadt *Mykenae* durch Perseus enden: diese heiße so nach einem Pilz mit dem Namen *Mykes*, den der Held dort beim Suchen nach einer Quelle gefunden haben soll. Jetzt war ich also wieder beim gleichen griechischen Wort, das in Delbrücks Arbeit über *Phycomyces* vorgekommen war.

Offenbar sind hier Beziehungen zu synchronistischen Phänomenen wesentlich im Spiel. Um die Sprache des angeführten Traumes von 1954 zu verstehen, könnte man annehmen, daß allgemein alle multiplen Erscheinungsweisen eines Archetypus sehr wohl als „Reflexe“ sich bezeichnen lassen, während dieser selbst als unsichtbarer Spiegler im Hintergrund bleibt; weshalb er auch von der rationalistisch-naturwissenschaftlich-konventionellen Kollektivmeinung als nicht-existent angesehen wird, während dagegen „die Dunkle“ um ihn weiß. Ich möchte aus der geschilderten Situation schließen, daß dies auch für das psychophysische Problem von Wichtigkeit ist.

In diesem Zusammenhang füge ich noch zwei Träume an, von denen der erste unmittelbar nach Lektüre der Arbeit von Delbrück stattfand.

Traum vom 12. März 1957[23]

Ein jüngerer dunkelhaariger Mann, der von einer schwachen Lichthülle umgeben ist, überreicht mir das Manuskript einer Arbeit. Da schreie ich ihn an: „Was fällt Ihnen eigentlich ein, mir zuzumuten, diese Arbeit zu lesen? Wie kommen Sie dazu?“ Ich erwache in starkem Affekt und Ärger.

*Bemerkung:* Der Traum zeigt wieder meine konventionellen Widerstände gegen gewisse Ideen. Auch meine Angst davor; denn nur wer Angst hat, kann so schreien wie ich im Traume. (Vgl. hierzu das „trennende Geheimnis“ des Traumes vom November 1954.)[24] Aber mit solchen Methoden, wie der in diesem Traume angewendeten, verliert mein Ich gegenüber dem Unbewußten stets mit Sicherheit. Dieses reagiert sofort weiter mit folgendem

Traum vom 15. Mai 1957

Ich fahre mein Auto (N. B: In Wirklichkeit habe ich keines mehr)[25] und parkiere es an einer Stelle, wo mir das Parkieren erlaubt zu sein scheint. Es befindet sich dort ein Warenhaus. Als ich aussteigen will, steigt von der anderen Seite eben jener jüngere Mann ins Auto ein, der mir im Traum vor drei Tagen das Manuskript überreicht hatte. Er erscheint mir nun als Polizist: „Sie kommen mit!“ sagt er zu mir in scharfem Kommandoton, setzt sich ans Steuer und fährt mit mir ab. (Einfall: der Wagenlenker Krischna.) Er hält vor einem Haus, das mir eine Polizeistation zu sein scheint und stößt mich in das Haus hinein.

„Jetzt werden Sie mich wohl von einem Büro ins andere schleppen“, sage ich zu ihm. „Oh nein“, sagt er. Wir kommen zu einem Schalter, an welchem eine „unbekannte, dunkle Dame“ sitzt. Zu ihr gewendet, sagt er im gleichen Kommandoton wie früher: „Den Direktor *Spiegler*, bitte!“

Bei diesem Wort „Spiegler“ werde ich von einem solchen Schreck erfaßt, daß ich aufwache.

Aber ich schlafe wieder ein und träume weiter: Die Situation ist sehr verändert. Ein anderer Mann kommt mir entgegen, der eine entfernte Ähnlichkeit mit C. G. Jung hat und den ich für einen Psychologen halte. Ich erkläre ihm lange die Situation in der Physik – eben diejenige, die durch die neuen Experimente über die Abweichungen von der Spiegelsymmetrie entstanden ist – da ich nämlich annehme, daß ihm diese Situation nicht bekannt ist. Seine Antworten sind sehr spärlich, und beim Erwachen erinnere ich mich nicht an sie.

Soweit der Traum. Die Beziehung von Physik und Psychologie ist bei mir selbst die einer Spiegelung, das Erscheinen des Psychologen im Traum daher das Werk des „Direktors Spiegler“, der unsichtbar im Hintergrund bleibt.

Am Ende des Traumes ist eine gewisse Dissoziation meiner Geistigkeit dargestellt, in ein engeres Ich, das Physik kann, aber die archetypischen Hintergründe der in dieser eingetretenen Situation ungenügend realisiert und in eine zweite Phantasiefigur eines Psychologen, der charakteristischerweise nichts von Physik weiß. Offenbar will „der Spiegler“ beide zusammenbringen, und im Manuskript des jüngeren Mannes, das ich nicht lesen wollte, ist offenbar darüber etwas gestanden.

Wenn ich nun heute nochmals die Situation in der Physik im Zusammenhang mit diesen Manifestationen des Unbewußten betrachte, so fällt mir auf, daß die mehr in die Tiefe gehenden Phänomene keine Partial-Spiegelungen mehr zulassen, während die Spiegelsymmetrie dann wieder hergestellt ist, wenn man genügend viele, das Phänomen charakterisierende Variable dabei mitberücksichtig (wie z. B. beim „*CPT*-Theorem“ Rechts-Links + Ladungsvorzeichen + Zeitrichtung). Die parapsychologischen Phänomene gehen noch mehr in die Tiefe, dann muß man auch die Psyche mitberücksichtigen, um die volle Symmetrie des Phänomens zu sehen. Beim dem Licht entgegenwachsenden Pilz Phycomyces handelt es sich um ein „pattern“, dessen chemischer Aspekt in einem komplizierten Zusammenspiel verschiedener Enzyme besteht, das aber meines Erachtens eben qua Zusammenspiel sich vom Archetypus einer Phycomyces-Kollektivpsyche prinzipiell nicht unterscheiden läßt.

Für den Instinkt der „Dunklen“ scheint zwischen Spiegelsymmetrien beim radioaktiven Betazerfall und multiplen Erscheinungen eines Archetypus kein wesentlicher Unterschied zu bestehen. Die letzteren sind für sie nur „Reflexe“ des „Einen unsichtbaren“ oder „unus mundus“, der dann auch für die Symmetrie dieser Reflexe verantwortlich wäre. In diesem Zusammenhang ist es auch wichtig, daß meine Traumsprache radioaktiv immer synonym mit numinos oder mit synchronistisch verwendet, es ist jedenfalls etwas, *das sich ausbreitet* (wofür ich auf frühere Briefe verweisen kann). Das Numinosum des Archetypus ist ja auch die Ursache der Angst des Ichbewußtseins, die eine Angst um seine eigene Integrität ist.

Die Frage, „wie tief oder weit muß man gehen, um zur vollen Symmetrie zu kommen?“, scheint so letzten Endes wieder – in Ihrer Terminologie – zum Problem der Abtrennung des Selbst vom Ich zu führen.

---

So weit bin ich bis heute gekommen. Da die Frage nach diesen Spiegelungsproblemen von Ihnen ausging, hielt ich es für gerechtfertigt, Ihnen sowohl die objektiv-physikalischen Daten als auch mein subjektives Material zu schreiben. Ihr Interesse zeigt ja, daß Sie ebenfalls einen Zusammenhang von physikalischen und psychologischen Spiegelungsfragen ahnen. Ich bin deshalb auf Ihre Reaktion sehr gespannt und ich zweifle nicht, daß das Nebeneinanderstellen der Standpunkte eines Physikers und eines Psychologen sich selbst wieder als eine Art von Spiegelung erweisen wird.

Mit vielem Dank im voraus und herzlichen Grüßen und Wünschen

Ihr ergebener W. Pauli

[1] Auch abgedruckt bei Meier [1992, S. 159–164].
[2] Der Brief ist überschrieben: „Eigentum A. J.“
[3] Vgl. den Brief [2645].
[4] In dem von A. Jaffé abgetippten Manuskript steht an dieser Stelle „c und c“.
[5] Diesen Bericht aus den *New York Times* von Harold M. Schmeck (1957) hatte Pauli auch schon in seinen Briefen [2461 und 2464] erwähnt.

[6] Lederman hatte seine Experimente zusammen mit Richard L. Garwin und Marcel Weinrich durchgeführt. Garwin hat später in seiner „Discovery story“ (1973) im $\gamma$ *Volume* von *Adventures in experimental physics* über seine Zusammenarbeit mit Lederman und Weinrich berichtet.
[7] Vgl. hierzu die Anm. zum Brief [2526].
[8] Siehe hierzu auch die Bemerkungen im Brief [2484].
[9] Die folgende Figur wurde von Pauli in das Maschinenskript eingezeichnet.
[10] Postma et al. (1957). Vgl. auch Gorter (1957).
[11] Pauli (1955d).
[12] Vgl. Lüders (1954).
[13] Siehe auch den Brief [2461]. – Fierz teilte hierzu am 9. November 2001 dem Herausgeber mit: „Ich möchte nun noch darauf hinweisen, daß ich von der ‚Paritätsverletzung‘ nicht ‚erregt‘ war, da ja z. B. in der Biologie rechts und links drehende Stoffe oft ganz verschieden wirken. – Was mich aber sehr erschreckt hat, war der Zustand Paulis, der ‚ganz aus dem Häuschen war‘ – wie wir sagen. Pauli schloss von sich auf mich: ‚auch der Fierz ist erschüttert.‘ “
[14] Siehe den Brief [2469].
[15] Diesen Traum, der nicht in der im Band **IV**/3, S. 958 zusammengestellten Liste der Träume enthalten ist, hatte Pauli bereits in seinem Schreiben [2471] an Fierz dargestellt.
[16] Siehe hierzu die Briefe [2497, 2502, 2510 und 2516].
[17] Vgl. Jung [1952, S. 203f.]. Der dort beschriebene Traum lautet: „Es ist Nacht, Sternenhimmel. Eine Stimme sagt: ‚Jetzt wird es beginnen.‘ Der Träumer fragt: ‚Was wird beginnen?‘, worauf die Stimme antwortet: ‚Der Kreislauf kann beginnen.‘ Es fällt nun eine Sternschnuppe in eigentümlicher, linksläufiger Kurve. Die Szene verändert sich, der Träumer ist in fragwürdigem Vergnügungslokal. Ein Wirt, der als skrupelloser Ausbeuter erscheint, und Mädchen in herabgekommenen Zustand sind da. Es entsteht ein Streit über Rechts und Links. Dann geht der Träumer hinweg und fährt mit einem Taxi auf dem Umfang eines Quadrates herum. Dann wieder die Bar. Der Wirt sagt: ‚Was die Leute über Links und Rechts geredet haben, konnte mein Gefühl nicht treffen. Gibt es denn wirklich einen rechten und einen linken Teil der Gesellschaft?‘ Der Träumer antwortet: ‚Die Existenz des Links widerspricht nicht der des Rechts. In jedem Menschen sind beide. Links ist das Spiegelbild von Rechts. Immer, wenn es von mir so, als Spiegelbild, gefühlt wird, bin ich mit mir einig. Es gibt keinen rechten und einen linken Teil der menschlichen Gesellschaft; wohl aber gibt es symmetrische und schiefe Menschen. Die schiefen sind die, welche nur eine Seite, die linke oder die rechte, in sich erfüllen können. Sie sind noch im Kindheitszustand.‘ Der Wirt sagt nachdenklich: ‚Das ist schon viel besser‘ und geht wieder seiner Beschäftigung nach.“
[18] Vgl. den Brief [2644].
[19] Vgl. Delbrück und Reichardt (1956).
[20] Diesen Vorfall berichtete Pauli auch in seinem (in der Anlage zum Brief [2586] wiedergegebenen) Gespräch mit Bender und in seinem Brief [2588] an Fierz.
[21] Siehe die Anmerkung zum Brief [2583].
[22] Vgl. Kerényi (1955).
[23] Meiers Ausgabe [1992, S. 163] des Pauli-Jung-Briefwechsels datiert diesen Traum auf den 15. März 1957. Die diesem Briefe zugrunde liegende Durchschrift als auch Jungs folgender Antwortbrief [2683] nennt jedoch das oben genannte Datum.
[24] Dieser Traum wurde in dem vorangehenden Text auf S. 508 erwähnt.
[25] Pauli besaß in den dreißiger Jahren einen Ford, mit dem er und seine Mitarbeiter zuweilen abenteuerliche Fahrten unternahmen (vgl. hierzu Casimirs Bericht (1933) und die Bemerkung in Band **II**, S. 122). Dieser Wagen ist auch auf einer Photographie vom Sommer 1933 in Selva Gardena zu sehen (vgl. die Fig. 5 in der von Salemijn und Spaarnay herausgegebenen *Casimir-Festschrift* [1989, S. 116]).

## [2683] Jung an Pauli

[Küsnacht-Zürich], August 1957[1]
[Maschinenschriftliche Durchschrift]

Lieber Herr Pauli!

Ihr Brief[2] ist mir unglaublich wichtig und interessant. Schon seit mehreren Jahren beschäftigt mich ein Problem, das einem verrückt erscheinen könnte, nämlich die Ufos (Unidentified Flying Objects) = flying saucers. Ich habe den größten Teil der entsprechenden Literatur gelesen und kam zum Schluß, daß die Ufolegende die projizierte, d. h. konkretisierte Symbolik des Individuationsprozesses darstellt. Ich habe dieses Frühjahr darüber eine Arbeit begonnen und eben beendigt.[3]

Das *Selbst* ist heutzutage infolge der allgemeinen Desorientierung, der politischen Weltspaltung und der entsprechenden individuellen Separation von Bewußtsein und Unbewußtem in *archetypischer Form* (d. h. im Unbewußten) allgemein konstelliert, welche Tatsache mir bei meinen Patienten immer wieder begegnet ist. Da ich nun aus Erfahrung weiß, daß ein konstellierter, d. h. aktivierter Archetypus, zwar nicht die Ursache, wohl aber eine Bedingung synchronistischer Phänomene ist, so zog ich den Schluß, daß eigentlich heutzutage Ereignisse, die dem Archetypus als eine Art von Spiegelung entsprechen, erwartet werden müßten. Ich habe die Ufos daraufhin untersucht. (Berichte, Gerüchte, Träume, Bilder etc.). Es hat sich ein in dieser Hinsicht eindeutiges Resultat ergeben, das befriedigend durch Kausalität erklärt werden könnte, wenn die Ufos nicht unglücklicherweise *real* wären (gleichzeitig visuelle und Radarbeobachtung!). Dafür, daß sie Maschinen wären, liegt bis jetzt kein vertrauenswürdiger Beweis vor. Sie könnten ebensogut Tiere sein. Die Beobachtungen sprechen eher für etwas, das von fragwürdiger Stofflichkeit zu sein scheint.

Ich habe mir darum die Frage vorgelegt, ob es möglich wäre, daß archetypische Imaginationen nicht nur, wie im synchronistischen Phänomen, ihre Entsprechung in einer unabhängigen materiellen Kausalkette hätten, sondern auch in etwas wie Scheinereignissen oder Illusionen, die trotz ihrer subjektiven Natur mit einem ähnlichen physischen Arrangement identisch wären? D. h., der Archetypus bildet sich einerseits psychisch, andererseits physisch ab. Dies ist natürlich auch die Formel der Synchronizität, mit dem Unterschied allerdings, daß im letzteren Fall die psychische Kausalkette von einer sinnähnlichen physischen Ereigniskette begleitet ist. Im Unterschied dazu scheinen aber die Ufos Ereignisse zu sein, die unerklärlich entstehen und verschwinden und ihre Existenz nur durch ihre Sinnbeziehung zum psychischen Vorgang legitimieren. Ich wäre deshalb glücklich und aller Schwierigkeit enthoben, wenn ich deren objektive Existenz mit Überzeugung leugnen könnte. Das aber eben ist mir aus verschiedenen Gründen unmöglich. Es ist mehr als ein zwar interessanter, aber auf gewöhnliche Art erklärbarer Mythos.

Es scheint mir nun, daß das physikalische Problem der Symmetrie bzw. Asymmetrie, das so merkwürdig mit meiner Präokkupation koinzidiert, etwas Analoges oder Paralleles wäre. Abgesehen von dem Spiegelungscharakter des Phänomens weisen die Aussagen des Unbewußten (repräsentiert durch Ufo-

legende, Traum und Bilder) auf eine „leichte Linkshändigkeit Gottes", also auf ein statistisches Überwiegen der *Linksrichtung*, d. h. auf ein *Prävalieren des Unbewußten*, ausgedrückt durch „Gottesaugen", „superiore intelligente Wesen", Rettungs- bzw. Heilandsabsichten der „höheren Welten" und dergleichen hin. Diese Symbole repräsentieren das Unbewußte und bekunden dessen Überlegenheit. Dies entspricht der Zeitlage, indem das gegenwärtige Bewußtsein sich in einem vorderhand unlösbaren Dilemma befindet und daher dem Unbewußten insofern die stärkere Position zukommt, als es das erlösende Dritte wenigstens potentiell besitzt. Das Dritte ist ein *Archetypus,* der die Vereinigung respektive Überwindung der Gegensätze ermöglichen könnte. Die Ufolegende läßt deutlich erkennen, daß das latente Symbol versucht, das kollektive Bewußtsein über das Niveau des Gegensatzkonfliktes in eine noch unbekannte Sphäre, in eine Art von Weltganzem und Selbstwerden (Individuation) hinaufzuheben. Dadurch sollen die Spiegelungseffekte, die uns verblenden, aufgehoben und die Gegensätze der zwei Seinsaspekte depotenziert werden, und zwar durch ein Drittes „Asymmetrisches", das *eine* Richtung bevorzugt, nämlich laut Legende die Richtung zu höherer Bewußtseinsdifferenzierung im Gegensatz zum Gleichgewicht von bewußt – unbewußt. Das $\mu$ Meson entspräche also dem Archetypus, der für diese psychische Operation verantwortlich ist.

Die *Raumspiegelung* entspricht dem psychologischen Gegensatz („Rechts" und „Links" im politischen Sinne, bewußt und unbewußt im psychologischen etc.),

$e_+$ und $e_-$ entspricht den Energien der Gegensätze,
$T$, Umkehr der Zeit, entspricht der Zukunftsrichtung des Bewußtseins und der Vergangenheitsrichtung des Unbewußten.

Daß es gerade die *schwachen* Wechselwirkungen sind, die Asymmetrie aufweisen, bildet eine nahezu komische Parallele zu der Tatsache, daß es gerade die infinitesimalen, psychologischen Faktoren sind, welche von allen übersehen, die Fundamente unserer Welt erschüttern. Die „chinesische Revolution" kommt sozusagen von den Antipoden, d. h. vom Unbewußten ein symbolischer esprit d'escalier der Weltgeschichte! Ihr Traum von der „Chinesin" scheint dies antizipiert zu haben, d. h., Ihre Anima hatte bereits Witterung von der Asymmetrie.

In Ihrem Traum vom 27. November 1954 nehmen Sie die Depotenzierung der Spiegelung, d. h. der Gegensätze, voraus. Sie wissen nun das, was allen anderen ein Geheimnis ist, nämlich, daß sich im Unbewußten das Dritte vorbereitet und bereits die Spannungsenergie der Gegensätze aufzuheben beginnt: d. h. die Illusion, daß die Gegensätze wirklich Gegenstände seien, schwindet, damit auch die Axiomatik der Symmetrie. Dieser Vorgang ist typisch „östlich", denn die Lehre von Mukti (Befreiung) und Tao bedeutet die Überwindung der gegenständlichen Gegensätze (Samsara) und die Einsicht in die Illusion (Māyā) der Welt.[4]

Ihre Assoziation des *psychophysischen Problems* liegt auf der richtigen Linie als ein weiterer Gegensatz (Psyche und Körper), der zugunsten eines Dritten suspendiert bzw. entkräftet wird.

Die Koinzidenz „Phycomyces“ und „Perseus“ ist unverkennbar synchronistisch und weist auf die geheime Kooperation des das Dunkelheitsmonstrum (Unbewußtes) bekämpfenden Helden (Bewußtsein), also auf den Archetypus hin. Während ich an den Ufos arbeitete, ergaben sich auch einige auffallende Synchronizitäten, welche mich auf die archetypische Natur des Phänomens aufmerksam machten.

Traum 12. März 1957: Der Mann mit dem Manuskript ist zwar der *Schatten*, aber mit einem Halo, d. h. der unerkannte Held. Daher Einfall „Krishna“[5] im folgenden Traum. „Spiegler“ ist ein dominierender Archetypus, der Erzeuger der Spiegelung, der Punkt, in dem sich zwei Seiten spiegeln, eine kleinste Größe. Hier kommt im Traum der Psychologe hinein als (symmetrischer) Vertreter der psychischen Seite, d. h., hier weist das Unbewußte auf einen psychischen Aspekt des Kleinsten hin, vermutlich auf das Selbst, das im psychischen Bereich das Größte darstellt.

In der Welt der $\mu$ Mesonen, d. h. des Allerkleinsten, scheint die Spiegelung zu Ende zu kommen, denn man hat es diesmal mit dem „Spiegler“ selbst zu tun, nämlich mit dem psychoiden Archetypus, wo „psychisch“ und „stofflich“ als Attribute nicht mehr verwendbar sind, oder wo die Gegensatzkategorie obsolet wird und jedes Ereignis nur noch asymmetrisch sein kann, denn ein Ereignis kann jeweils nur dieses oder jenes sein, wenn es aus einem ununterscheidbar Einem hervorgeht. Das $\mu$ Meson ist natürlich nur eine Approximation an das kleinste Eine.

Die Ufolengende kommt zum Schluß, daß das „Selbst“ der „Spiegler“ ist. Die Symbolik charakterisiert es als mathematischen Punkt und Einheit einerseits, andererseits durch den Kreis als Allheit, d. h. unendliche Vielheit, personifiziert als Anthropos, Gott und Menschheit (Hiranya-garbha = a conglomerate soul),[6] ewig und zeitlich, seiend und nichtseiend, verschwindend und auferstehend etc.

Ich bin Ihnen für Ihre Mitteilung aufrichtig dankbar. Sie hat mir eine Reihe von Lichtern aufgesteckt, und ich bin aufs tiefste beeindruckt von der „Übereinstimmung“ physikalischer und psychologischer Gedankengänge, die man nicht anders als synchronistisch verstehen kann. Wenn schon bei der „chinesischen Revolution“ anscheinend derselbe Archetypus im Spiele war wie bei meiner Ufofaszination, so handelt es sich doch um zwei voneinander sicher getrennte Kausalketten, welche aber sinngemäß koinzidieren, wobei das Ansehnliche, Weite und Breite und Weltöffentliche dem Kreis der Physik zufallen, der unansehnliche und verborgene Punkt dagegen der Psychologie, darin sich die Physik spiegelt. Die Unansehnlichkeit der Psychologie dagegen hat die Prärogative, sogar am Himmel der ganzen Erde zu erscheinen (worüber man sich die Haare ausreißen könnte). Es ist ganz unzweifelhaft, daß es die Individuationssymbolik ist, welche dem Ufophänomen psychologisch zugrunde liegt.

Die Schwierigkeit fängt erst dann an,wenn man die Möglichkeit in Betracht zieht, daß die Ufos real sein könnten. Sie scheinen schon immer vorhanden gewesen zu sein (historische Nachrichten!), aber erst heute sind sie zu einem Mythos geworden. (Gehäuftes Auftreten?) Weiß die Physik einen Rat?

Mit herzlichstem Dank Ihr ergebener C. G. Jung

[1] Dieser Brief ist auch bei Meier [1992, S. 165–168] abgedruckt. Es ist zugleich das letzte Schreiben, das Pauli von Jung empfangen hatte.
[2] Vgl. den Brief [2682].
[3] Vgl. Jung [1958a]. – Siehe hierzu auch die Zuschrift über *fliegende Untertassen*, die Jung am 9. Juli 1954 in der *Weltwoche* publizieren ließ.
[4] *Mukti* bedeutet Erlösung durch Erkennen des Scheincharakters der Verschiedenheit von Geist und Materie. Eine besonders übersichtliche Darstellung der indischen *Sāmkhya-Lehre* findet man in Friedrich Heilers Werk [1959, S. 236ff.] *Die Religionen der Menschheit*. Vgl. auch Band **IV**/2, S. 805, Anm. 18 und 19.
[5] Der Heilige Krishna (= Ordner) gilt als Inkarnation des Gottes Vishnu.
[6] Dieser Begriff aus den dem jenseitigen Leben gewidmeten Lehrgesprächen der Upanischaden wird u. a. auch in Heinrich Zimmers Darstellung [1961/73, S. 251] der *Philosophie und Religion Indiens* erläutert.

## [2684] Pauli an Källén

Zürich, 5. August 1957

Lieber Herr Källén!

Ich war 2 Wochen in Ferien,[1] fand daher erst heute Ihren Brief vom 18. Juli![2] Am 23. August fahre ich nach Italien (dann im September nach Israel) und werde Sie wohl in Venedig sehen.[3]

Jetzt habe ich leider keine Zeit mehr, mich mit der Heisenberg-Arbeit[4] zu beschäftigen. Ich lege aber einen Brief von Heisenberg[5] bei (bitte, ihn gelegentlich wieder zurückzuschicken). Ich möchte Ihnen sehr empfehlen, direkt an Heisenberg zu schreiben, seine jetzige Adresse ist:

Urfeld am Walchensee, Oberbayern

(er hat dort ein Landhaus).

Zu Ihrem Brief vom 10. Juli:[6] Jost und ich waren ganz einig mit dem, was Sie über Axiom IV und Quantenelektrodynamik (bzw. neutrale Vektormesonen) geschrieben haben.

Das, was Sie vorher über den Term $ie\gamma A(x)\psi(x)$ gesagt haben, schien uns aber nicht ganz logisch, da ja im Sinne der diskutierten Axiome die Wechselwirkungsenergie nicht explizite angeschrieben werden *soll*. Es wird sich dann diese Schwierigkeit eben anders äußern, z. B. in der Nicht-Existenz von Lösungen.

Viele Grüße, ich hoffe, wir können in Venedig die Heisenberg-Frage klären, nachdem Sie von ihm direkt gehört haben werden. Ihr W. Pauli

P. S. Über Lattes und den $\pi$-Meson-Spin weiß ich auch nur Gerüchte.[7]

[1] Pauli war mit seiner Frau am 25. Juli nach Italien gereist (vgl. den Brief [2663]).
[2] Vgl. den Brief [2674].
[3] Siehe den Kommentar zu den Briefen [2698 und 2701].
[4] Vgl. Heisenberg (1957b).
[5] Wahrscheinlich den Brief [2677].
[6] Vgl. den Brief [2664].
[7] Siehe hierzu die Bemerkungen in den Briefen [2674 und 2680].

## [2685] Pauli an Källén

Zürich, 6. August 1957

Lieber Herr Källén!

Ich fand noch einen alten Brief von Heisenberg, wo die Sache noch etwas deutlicher (weil weniger allgemein) dargestellt ist als in dem paper.

Der auf S. 3 des beiliegenden Briefes stehende Satz, daß die Norm des Zustandes positiv sein muß, wird jedoch eine analytische Fortsetzung gemacht.[1] Denn – soviel ich mich erinnere – entspricht die „kritische Stelle“,[2] Gleichung (2), S. 1 des Briefes unten, *nicht* notwendig reellen $k_1$, $k_2$.

Da könnte also noch ein „Schwindel“ sein. Ich hoffe aber, Sie können nunmehr sehen, was Heisenberg gemeint hat.

Wenn Sie ihm dann direkt schreiben würden, wäre ich froh.

Nochmals viele Grüße Ihr W. Pauli

[1] Dieser unzusammenhängende Satz steht so im Manuskript und ist wahrscheinlich nur durch den Bezug auf Heisenbergs Brief verständlich.
[2] Vgl. die Briefe [2500, 2560 und 2594].

## [2686] Telegdi an Pauli

Chicago, 7. August 1957
[Maschinenschriftliche Durchschrift]

Sehr geehrter lieber Herr Pauli!

Erst mit Verspätung danke ich Ihnen für Ihren Brief an Maria und mich bezüglich der Twin-Neutrino-Theorie.[1] Wir haben Ihre Anregung an Mr. Libby weitergeleitet. Er hat reagiert, denn ich weiß, daß Herr Davis von nun an in Brookhaven in unbeschränkter Weise unterstützt werden wird. Wie er Ihnen bereits wohl selbst berichtet hat, scheint sein Experiment gegenwärtig zum ersten Mal ein *positives* Ergebnis zu liefern. Er wird es nun mit 5–10mal mehr Ausgangsmaterial wiederholen. Dieses Ergebnis wäre an sich für unsere Theorie erfreulich, doch scheinen ihr einige Korrelationsversuche von Böhm und Wapstra[2] zu widersprechen, bei denen ein endlicher GT-F-Interferenzterm gefunden wird. Noch bemerkenswerter ist das Resultat der beiliegenden Arbeit,[3] das man vielleicht als Verletzung der T-Invarianz interpretieren könnte. Die gleiche Apparatur soll demnächst für einen Versuch (siehe den Vorschlag von Jackson, Treiman und Wyld)[4] benutzt werden, der unmittelbar diese Invarianz prüft {Korrelationsterm: $\sigma_n \cdot (p_e \times p_\nu)$}.

Der Vorschlag, einige Diskrepanzen mit Erhaltung der Parität bei Fermi-Wechselwirkung zu erklären (Alder, Stech, Winther),[5] ist auf Grund neuerer Versuche an erwiesenen Spiegelübergängen nicht haltbar. Es scheint fast, als wäre die Wechselwirkung bei negativen und positiven Betazerfällen anders. Im Rahmen üblicher Theorien ist dies nicht möglich: vielleicht aber doch mit zwei verschiedenen Neutrinos, siehe Teil I unserer Arbeit.

Die Konfusion ist nicht nur auf dem Gebiete des Betazerfalls maximal. Wie Lattes in Varenna[6] mitteilte, scheint eine $\pi$-$\mu$-Winkelkorrelation zu existieren![7]

Zumindest auf statistischer Grundlage sind Lattes' Ergebnisse unantastbar. Wir versuchen hier, sowohl in Platten wie auch mit Zählern, seine Resultate zu prüfen.

Ich hoffe, im Herbst nach Padua-Venedig fahren zu können. Vielleicht kann ich Sie dann irgendwo sehen und mit Ihnen über alle diese Dinge sprechen.

Mit herzlichen Grüßen

Ihr stets ergebener Valentin Telegdi

[1] Vgl. den Brief [2636].
[2] Vgl. Boehm und Wapstra (1957a, b). – Siehe hierzu Boehm (1958) und seine Darstellung des $\beta$-Zerfalls in seinem Beitrag (1960) zur Scherrer-Festschrift.
[3] Es handelte sich, wie Telegdi dem Herausgeber erklärte, um die Untersuchung des asymmetrischen Betazerfalls polarisierter Neutronen von Burgy et al. (1957).
[4] Vgl. Jackson, Treiman und Wyld (1957a, b).
[5] Alder, Stech und Winther (1957).
[6] Vom 21.–26. Juni 1957 hatte in Varenna eine internationale Tagung über kosmische Strahlung stattgefunden. (Die Tagungsberichte erschienen im Supplemento al Volume **VIII**, Serie X, S. 125–804 von *Il Nuovo Cimento*.) – In den vorangehenden Briefen [2674 und 2684] war auch von Gerüchten die Rede, Lattes habe beim $\pi^+$-Meson wenigstens einen Spin 2 gemessen.
[7] Vgl. Fowler, Freier, Lattes, Ney und Perkins (1957). Siehe hierzu auch die Bemerkungen in den Briefen [2680 und 2684].

## [2687] Pauli und Enz an Källén

[Rüschlikon],[1] 9. August [1957]
[Postkarte]

*Referenz: Axiom IV*

Eben sah ich eine lange Arbeit von Nishijima im Juni-Heft des japanischen ‚Progress'.[2] Ist sie ein Fortschritt, oder krankt sie an den gleichen Übeln (für Vektorfelder) wie die Gleichungen des Feldvereins?

Viele Grüße Ihr W. Pauli

Viele Grüße Charl Enz

[1] Die Ortsangabe erfolgte aufgrund des Poststempels.
[2] Vgl. Nishijima (1957b).

## [2688] Pauli an Schrödinger

[Zürich, 9. August 1957]
[Entwurf]

Lieber Schrödinger!

Wie schön, daß Deine gefährliche Lungenentzündung schließlich gut von Dir überstanden wurde und daß ich auch rechtzeitig von Deinem 70. Geburtstag am 12. August erfahren habe! Es ist ein wichtiger Tag, zu dem ich Dir nun meine

allerherzlichsten Glückwünsche sende. (Ein wenig überrascht hat mich, daß ich nichts von einer Festschrift Dir zu Ehren bei diesem Anlaß vernommen habe.)[1]

Auf die lange Zeitstrecke zurückblickend, in welcher mich Dein Werk begleitet hat, sehe ich, daß die beiden Hauptthemen allgemeine Relativitätstheorie und Quantentheorie unsere Arbeiten für immer verbinden. Gerne gebe ich zu, daß ich Deine Gesichtspunkte besser verstehen konnte, bevor Du Poes „Maske des roten Todes“[2] nostrifiziert hast, und als Du noch so gerne den „greisen Franz Exner“ – in einem bestimmten Zusammenhang – zitiert hast.[3] Aber ich bin sicher, daß die Zukunft uns nicht nach den Meinungsverschiedenheiten darüber beurteilen wird, ob man in der Wissenschaft mehr zurück (vor das Jahr 1927) oder mehr vorwärts blicken soll. Auch unser Altersunterschied von 13 Jahren wird bald als unwesentlich erscheinen, und man wird uns zur selben Physiker-Generation zählen: zu derjenigen, der z. B. eine Synthese der beiden genannten Themen – allgemeine Relativitätstheorie und Quantentheorie – nicht gelungen ist und die so wesentliche Probleme wie Atomistik der Elektrizität (Feinstrukturkonstante), Selbstenergie des Elektrons (und der übrigen sogenannten „Elementar“-Teilchen) – um nur einiges zu nennen – ungelöst zurückließ.[4] Die „Quantisierung der Felder“ erweist sich ja immer mehr als ein Problem mit Dornen und Hörnern, und allmählich gewöhne ich mich an den Gedanken, einen wirklichen Fortschritt bei all diesen Problemen nicht mehr zu erleben. (Meine, wenn auch unbefriedigte Neugierde ist allerdings unverändert geblieben) und es erscheint mir – vielleicht anders als Dir – als die Wurzel der Schwierigkeit, daß wir alle, Alte *und* Junge, noch viel zu sehr in alten, überlieferten Denkgewohnheiten stecken. Eine regressive Sehnsucht in die Zeit vor 1927 verspüre ich allerdings nicht.[5]

Daß wir zur gleichen Generation zu rechnen sind, erweist sich nicht nur in der Gemeinsamkeit der wissenschaftlichen Interessen – ich will heute nicht näher auf Details eingehen wie z. B., daß Verschiedenes aus Deinen weniger bekannten Arbeiten längst in *meine* Vorlesungen eingegangen ist – sondern auch in der Ähnlichkeit des zeitgebundenen äußeren Schicksals. Wir beide sind ja im politischen Wirrwarr unseres Jahrhunderts – mit oder ohne „Papierln“ – viel hin und her getrieben und geworfen worden, um schließlich wieder dort zu landen, wo wir vor 1938 gewesen sind.

Für Dich ist dieser ruhende Pol Österreich, und ich hoffe, daß Du und Anny dort noch einen frohen Lebensabend verbringen werdet.[6] (Für mich ist jener Platz auf diesem technisch immer kleiner werdenden Planeten das Dir gleichfalls nicht unbekannte Zürich. Was seit 1918 existiert – vielleicht kann man auch sagen seit 1914 – ist für mich nicht Österreich.)

Zwei Dinge wünsche ich Dir von ganzem Herzen zu Deinem 70. Geburtstag: eine gute Gesundheit und das Fehlen weiterer störender politischer Verwicklungen (von denen unsere Generation wohl genug hat), das heißt auch den äußeren Frieden. Wem dies zuteil wird, der muß in unserer Zeit schon sehr zufrieden sein.

In diesem Sinne, mit herzlichen Grüßen auch an Anny von uns beiden,

Dein getreuer, alter W. Pauli

[1] Schrödinger hat weder zu seinem 60. noch zu seinem 70. Geburtstag eine Festschrift erhalten!

[2] In Anlehnung an die 1842 erschienene Kurzgeschichte von Edgar Allan Poe [1842] hatte Schrödinger 1948 in seinem Aufsatz „Die Besonderheit des Weltbilds der Naturwissenschaft“ zur Illustration des Leib-Seele-Problems auf die bemerkenswerte Tatsache hingewiesen, daß der Leib auch „bloß symbolisch der Sitz der Seele war, die wir jetzt [im entseelten Leib] vermissen“. In dem gleichen Aufsatz hatte Schrödinger auch den Wiener Physiker Franz Exner erwähnt, der in seinen 1919 veröffentlichten Vorlesungen auf die unnötige Voraussetzung kausal determinierter Einzelereignisse für die Herleitung der statistischen Gesetzmäßigkeiten in der Wärmelehre aufmerksam machte (siehe hierzu auch Band **I**, S. 70). Insbesondere kritisierte Schrödinger, daß ohne Hinweis auf ihren Urheber „dieselbe Vermutung einige Jahre später von Seite der Quantenmechanik lanciert und bald in deren Credo aufgenommen wurde“. – Vgl. hierzu auch Paulis Kommentar in Band **III**, S. 522f.

[3] Gegen die ihm hier unterstellte Äußerung, von einem *greisen* Franz Exner gesprochen zu haben, erhob Schrödinger in seinem Antwortschreiben [2692] energischen Einspruch. – Eine Beschreibung des Verhältnisses zwischen Schrödinger und seinem ehemaligen Lehrer Exner findet man u. a. bei von Meyenn (1992, S. 199ff.).

[4] In seinem Schreiben [2709] an Fierz weist Pauli darauf hin, daß er in dieser noch unbewältigten Synthese von Quantentheorie und allgemeiner Relativitätstheorie eine Fortsetzung des antiken Konfliktes zwischen Atomismus und den von den Stoikern vertretenen Kontinuumsauffasungen erblickt.

[5] Sein von Schrödinger abweichendes Urteil über die Quantentheorie hatte Pauli schon in seinem Schreiben vom 27. Januar 1955 dargelegt (vgl. Band **IV**/3, S. 65f.).

[6] Schrödinger hatte seit seiner Entlassung 1938 aus der Grazer Universität als Direktor des *Institute for Advanced Studies* in Dublin gewirkt. Anfang 1956 war er wieder mit großen Feierlichkeiten in seine österreichische Heimat zurückgekehrt, um hier ein an der Universität Wien für ihn eingerichtetes persönliches Ordinariat anzutreten. Born, der sich mit seiner Frau Hedwig ebenfalls wieder nach Deutschland begeben hatte, gratulierte ihm am 25. März 1956 zu dieser Entscheidung: Es ist „höchste Zeit, Dich und Frau Anny in Wien willkommen zu heißen und unsere besten Wünsche für eine glückliche Zeit im alten-neuen Österreich auszusprechen, auch in Hedis Namen. Wir würden uns sehr freuen, auch zu hören, wie die Übersiedlung vor sich gegangen ist und wie es Euch in der neuen Umgebung gefällt. Der Name Eurer Straße hat schon so etwas anheimelndes, so ein Anklang an Apfelstrudel und damit an gutes Wiener Essen überhaupt. Wir hoffen Euch in diesem Sommer zu sehen; denn ich fand Deinen Namen auf der Liste der Leute, die zum Lindau-Treffen kommen.“ An dieser Veranstaltung in Lindau hatte u. a. auch Pauli teilgenommen (vgl. Band **IV**/3, S. 600f.).

## [2689] Källén an Pauli

Kopenhagen, 10. August 1957
[Maschinenschriftliche Durchschrift]

Lieber Professor Pauli!

Vielen Dank für Ihre zwei Briefe[1] und für die Briefe von Heisenberg, die ich hier zurücksende. Ich kann mich von dem Eindruck nicht befreien, daß Heisenberg (und vielleicht auch Sie) sehr viel von gelehrten Sachen spricht, die übrigens wahrscheinlich in Ordnung sind, die *elementare* und *fundamentale* Schwierigkeit des Problems aber ganz übersehen hat. Alles, was er vom Wasserstoffatom sagt, ist vielleicht richtig, und ich glaube schon, daß gebundene Zustände sich im allgemeinen so benehmen, wie er vermutet, aber eben *deshalb* muß er erklären, warum die Zustände mit negativer Norm, die keine Dipolzustände sind, keinen Beitrag zur Streuung geben. Seine Bedingung (126)[2] kann, soweit ich sehen kann, nicht hier helfen, da sie nur für Dipolzustände etwas aussagt. Übrigens habe ich schon vor einiger Zeit an Heisenberg geschrieben, den Brief aber nach Göttingen geschickt. Früher oder später soll er ihn wohl

bekommen. Es eilt wohl nicht so viel, denn ich habe doch nicht die Hoffnung, seine Arbeit zu beeinflussen.

Leider sieht es so aus, als ob ich nicht nach Venedig kommen könnte. Diesmal ist es nicht so, daß wir ein neues Kind erwarten, sondern die Schwierigkeiten sind finanzieller Art, da CERN eben um diese Zeit nach Genf umsiedelt und das nordische Institut noch nicht ordentlich funktioniert.[3]

Viele Grüße Ihr sehr ergebener [G. Källén]

P. S. Daß die Axiomenleute eine lokale Wechselwirkung nicht niederschreiben *wollen*, habe ich schon verstanden, und das ist es eben, das ich kritisiere. Es scheint mir nämlich durchaus möglich oder sogar wahrscheinlich, daß diese Axiome Lösungen haben, die furchtbar nicht lokalen Wechselwirkungen entsprechen, die kaum in der Natur auftreten. Ich bin nämlich nicht überzeugt, daß die Vertauschbarkeit der Feldoperatoren wirklich alle lokalen Eigenschaften der Theorie beschreibt. Ganz sicher bin ich wohl nicht, aber als Indikation kann ich vielleicht erwähnen, daß der Vakuumerwartungswert von *zwei* Feldoperatoren auch für eine nicht lokale Wechselwirkung für raumartige Abstände verschwindet, wenn nur das Massenspektrum in Ordnung ist. Das ist für den Erwartungswert von n Operatoren ja nicht der Fall, aber ich bin nicht so sicher, daß die Vertauschbarkeit mit einer lokalen Wechselwirkung vollständig gleichwertig ist. G. K.

[1] Vgl. die Briefe [2685 und 2687].
[2] Heisenberg (1957b, S. 558). Siehe hierzu auch den folgenden Brief [2699].
[3] Vgl. hierzu Band **IV**/3, S. 452, Anm. 8.

## [2690] Källén an Pauli

Kopenhagen, 14. August 1957
[Maschinenschriftliche Durchschrift]

Lieber Professor Pauli!

Vielen Dank für die Postkarte.[1] Das Juniheft von Progress of Theoretical Physics habe ich noch nicht gesehen, aber ich habe seit längerer Zeit ein dickes Manuskript von Nishijima über „On the Asymptotic Conditions in Quantum Field Theory“,[2] und ich vermute, daß diese Arbeit jetzt erschienen ist. Sie ist *keine* Verbesserung der Asymptotenbedingung des Feldvereins, denn schon auf Seite 5 in Paragraph 2 wird in Gleichung (2.5) eine Normierungsbedingung für die Einteilchenzustände eingeführt, die für die Quantenelektrodynamik nicht richtig ist. Trotzdem benützt er später diese Technik für die Quantenelektrodynamik, aber sein Ergebnis (7.25), das richtig ist, ist mit dieser Bedingung nicht konsistent. Wenn er zur vierten Näherung gegangen wäre, hätte er das vielleicht gesehen.

Viele Grüße Ihr sehr ergebener [G. Källén]

[1] Vgl. die Karte [2687].
[2] Nishijima (1957b).

## [2691] Lüders an Pauli

Berkeley, 15. August 1957
[Maschinenschrift]

Sehr geehrter Herr Professor!

Kürzlich (25. Juli) schrieb ich Ihnen,[1] daß Herr Gatto hier das Problem der Invarianten im $\mu$-$e$-Zerfall aufgegriffen hat.[2] Auf seine Bitte habe ich mich dann an den Untersuchungen etwas beteiligt.[3] Sehr wertvoll war uns Ihr Hinweis auf Produktdarstellungen der unitären Gruppe in zwei Dimensionen. Zur Gewinnung der irreduziblen Darstellungen scheint ein zweidimensionaler Tensorkalkül sehr zweckmäßig zu sein. Sei

$$T = e^{-i\alpha} \begin{pmatrix} a & -b^* \\ b & a^* \end{pmatrix}$$

die Transformationsmatrix der unitären Gruppe mit Ihrer Parametrisierung, so sollen sich ungepunktete Indizes mit dieser Matrix, gepunktete dagegen mit der (hiervon ja verschiedenen) komplex-konjugierten Matrix transformieren, also z. B.

$$a'_\mu = a_\nu T_{\nu\mu}, \quad a'_{\dot\mu} = a_{\dot\nu} (T_{\nu\mu})^*.$$

Es ist ziemlich klar (und wird durch die expliziten Rechnungen bestätigt), daß die Kopplungskonstanten in Wechselwirkungen, in denen zwei Neutrinos auftreten, wie die verschiedenen Typen von Tensoren zweiter Stufe transformieren. Zur Gewinnung irreduzibler Darstellungen kann man entweder (wenn beide Indizes gepunktet oder beide ungepunktet sind) Symmetrieforderungen erheben (Weyl), oder man verjüngt über je einen gepunkteten und einen ungepunkteten Index (Ausnutzung der Grundinvarianz der unitären Gruppe). Auf diese Weise erhält man folgende Typen irreduzibler Tensoren zweiter Stufe:

1. Antisymmetrische Tensoren

$$A_{[\mu\nu]} = -A_{[\nu\mu]}, \text{ bzw. } A_{[\dot\mu\dot\nu]}.$$

Diese Tensoren haben nur *eine* nicht verschwindende Komponente; man erhält also eine Darstellung ersten Grades. Übrigens transformieren Ihre relativen Invarianten nach dieser Darstellung.

2. Symmetrische Tensoren

$$A_{(\mu\nu)} = -A_{(\nu\mu)}, \text{ bzw. } A_{(\dot\mu\dot\nu)}.$$

Wegen der Symmetrieforderung erhält man Darstellungen dritten Grades.

3. Verjüngte gemischte Tensoren $A_{\mu\dot\mu}$. Man erhält eine Darstellung ersten Grades, und zwar die identische Darstellung. Beim $\mu$-$e$-Zerfall (genauer: bei der Tensorwechselwirkung) gibt es Kopplungskonstanten, die bereits selbst invariant sind.

4. Gemischte Tensoren mit verschwindender Spur $A_{\mu\dot\nu}$ mit $A_{\mu\dot\mu} = 0$. Man gewinnt eine weitere Darstellung dritten Grades.

Die verschiedenen Darstellungen sind natürlich, wie stets, durch ihre Spuren eindeutig charakterisiert. Insbesondere ist bemerkenswert, daß die Größen 1 und 2 bei Transformation (II) einen Faktor $\exp(\pm 2i\alpha)$ aufnehmen, während 3 und 4 gegenüber dieser Transformation invariant sind.

Das Verfahren zur Konstruktion von Invarianten ist jetzt sehr einfach: Durch Multiplikation von Tensoren bildet man Größen, die eine gleiche Anzahl gepunkteter und ungepunkteter Indizes enthalten, und verjüngt dann über derartige Indexpaare. Das Problem der Aufstellung eines vollständigen Systems solcher Invarianten scheint etwas kompliziert zu sein; es ist sicher wesentlich komplizierter als beim Betazerfall. Wir haben uns deshalb beschränkt auf die Aufstellung derjenigen Invarianten, die in erster Ordnung bereits im $\mu$-$e$-Zerfall vorkommen können, d. h. die bilinearen Ausdrücke, die aus Produkten von Kopplungskonstanten und komplex-konjugierten Kopplungskonstanten bestehen.

Die allgemeine Wechselwirkung lautet

$$H=\sum_i(\bar{\mu}\,O_i\,e)\{(\bar{\nu}\,O_i\,(a_i+a_i'\gamma_5)\nu)+(\bar{\nu}^C\,O_i\,(b_i+b_i'\gamma_5)\nu)+(\bar{\nu}\,O_i\,(c_i+c_i'\gamma_5)\nu^C)\}$$
$$+\text{ h.c.}$$

Dabei kommen nur bei S und P (skalare und pseudoskalare Kopplung) alle sechs Kopplungskonstanten wirklich vor, bei V und A nur vier und bei T sogar nur zwei. Alle oben angegebenen irreduziblen Darstellungen treten wirklich auf, und zwar # 1 bei T, # 2 bei S und P und # 3 und 4 bei V und A. Ehe man die angegebenen bilinearen Invarianten explizite bildet, sieht man bereits, daß man drei Gruppen von Kopplungskonstanten hat (T; S & P; V & A), so daß man zwischen den verschiedenen Gruppen niemals Interferenzterme erhält. Diese Feststellung geht etwas weiter als die von Pursey, der nur zwei Gruppen angibt (T & S & P; V & A).[4] Unser weitergehendes Resultat rührt nicht daher, daß unser Kopplungsausdruck allgemeiner ist als Purseys, sondern daß Pursey übersehen hat, daß bereits in seinem Fall die Transformationsgruppe allgemeiner gewählt werden kann, indem Ladungskonjugation der Neutrinos eingeschlossen wird {spezielle Kombination Ihrer Transformationen (I) und (II)}.[5]

Wie ich bereits schrieb, ist von der Näherungsannahme verschwindender Elektronenmasse Gebrauch gemacht worden. Bei Prozessen, bei denen man den Elektronenspin überhaupt nicht oder nur seine Komponente parallel zur Flugrichtung beobachtet, ist daher auch eine $\exp(i\beta\gamma_5)$-Transformation der Elektronen erlaubt, die die beiden Tensor-Kopplungskonstanten nur unter sich mischt, dagegen die S- und P-Konstanten in charakteristischer Weise vertauscht, ebenso die V- und A-Kopplungskonstanten. Die erste Gruppe von Invarianten auf den beiliegenden Blättern[6] bezieht sich auf diesen Fall (z. B. ist Michels $\rho$ allein durch diese K ausdrückbar). Die zweite Gruppe von Invarianten ist gegenüber der Elektronengruppe nicht invariant und tritt daher bei der Beschreibung anderer Polarisationen des Elektrons auf.

Ich möchte nochmals betonen, daß diese Liste von (immerhin 20!) Invarianten im Gegensatz zum Fall des Betazerfalls keineswegs vollständig ist. Sie reichen also nicht aus, um die betreffende Zerfallswechselwirkung bis auf Äquivalenzen eindeutig zu charakterisieren. Zur vollständigen Charakterisierung, d. h. zur experimentellen Bestimmung aller Invarianten, sind beim Betazerfall ja auch

Doppelprozesse mit Emission zweier Elektronen gleicher Ladung erforderlich. Ähnlich ist es wohl beim $\mu$-$e$-Zerfall, nur daß entsprechende Experimente gegenwärtig noch ganz aussichtslos sind.

Leider gibt es beim $\mu$-$e$-Zerfall viel weniger meßbare Größen als beim Betazerfall, und diese meßbaren Größen sind dann durch wenige Parameter gekennzeichnet (z. B. das Spektrum bei Vernachlässigung der Elektronenmasse allein durch $\rho$). Das liegt teilweise daran, daß man hier nur ein einziges geladenes Sekundärteilchen, also keine Rückstoßprozesse wie im Betazerfall, messen kann, und auch daran, daß eben immer nur freie $\mu$-Mesonen zerfallen. Hätte man nur den Betazerfall des Neutrons, und nicht auch den komplexer Kerne, so würde man zum Beispiel nie Fermi- und Gamow-Teller-Beiträge zu erlaubten Übergängen entwirren können.

Wir beabsichtigen, die für die wenigen Experimente charakteristischen Parameter durch die 20 Invarianten auszudrücken. Es scheint, daß die Zahl der experimentellen Parameter nur etwa 10 ist, so daß man nicht hoffen kann, die Invarianten vom Experiment vollständig zu bestimmen. Man sollte sich dann vielleicht überlegen, wie gut die experimentellen Belege für die Zwei-Komponenten-Theorie des Neutrinos eigentlich sind.

Mit herzlichen Grüßen, auch von Herrn Gatto, Ihr G. Lüders

[1] Vgl. den Brief [2681].
[2] Vgl. Gatto (1958b).
[3] Die folgenden Überlegungen sind auch in einem Appendix zu Gatto und Lüders (1958) wiedergegeben.
[4] Vgl. Pursey (1957a).
[5] Vgl. Pauli (1957d).
[6] Im *Pauli-Nachlaß* 2/522-524 befinden sich drei mit der Überschrift „Invariants in $\mu$-$e$ decay (state of 8-7-57)“ versehene Blätter, auf denen die genannten 20 Fälle für verschiedene Kombinationen von Kopplungskonstanten zusammengestellt sind.

## [2692] Schrödinger an Pauli

[Wien], 15. August 1957

Lieber Wolfi!

Dein lieber Brief vom 9. August[1] hat mich herzlich gefreut, weit über die Geburtstagswünsche hinaus, die er mir gebracht hat. Du ziehst darin so eine Art Lebensbilanz für Dich und mich (die freilich für mich zeitgerecht, für Dich aber noch etwas verfrüht ist).

Natürlich hast du recht, daß wir zu derselben Physikergeneration gehören; auch dem, wie Du sie kennzeichnest, stimme ich bei. Nur pflegt die Nachwelt milder zu sein, sie pflegt eine Epoche zu charakterisieren nach dem, was sie geleistet hat, viel seltener nach dem, was sie nicht fertig gebracht hat. Überdies stellt sich dann meistens heraus, daß der Fehler in der Zielsetzung lag, nicht in der Art, wie das Ziel verfolgt wurde. Falsche Zielsetzung läßt sich aber *in der Epoche selbst* gar nicht beurteilen (damit ziehe ich meine obige Beistimmung *beinahe* zurück). Ein Beispiel: Kepler suchte natürlich sehr heftig nach einer

*Erklärung* der von ihm aus Tychos Beobachtungen abgeleiteten Planetenbahnen. Wenn ich recht berichtet bin, so schwebte ihm der Gedanke vor, daß der Zentralkörper (vielleicht vermöge seiner eigenen Rotation?) eine Art tangential fegender Wirkung auf die Trabanten oder Planeten ausübt. Newtons Lösung lag aber bekanntlich gar nicht in dieser Richtung – gerade die Tangentialbewegung wurde überhaupt nicht erklärt, nur die Abweichung davon. Übrigens war ja schon den griechischen Atomisten vorgeworfen worden: das sei alles vielleicht ganz schön und gut, aber wie die Bewegung der Atome entstehe (oder entstanden sei) und aufrecht erhalten werde, davon wüßten sie nichts zu sagen – folglich hänge ihre ganze Vorstellung in der Luft. Und doch, wie recht hatten jene, sich durch diesen Einwand nicht ängstigen zu lassen!

Nur in solchem Sinne blicke ich „mehr in die Vergangenheit". Wir sind, sagst Du mit Recht, alle noch viel zu sehr in überlieferten Denkgewohnheiten befangen. Ich glaube das stimmt. Aber werden wir sie loswerden, indem wir uns um sie und ihre Entstehung nicht kümmern? Hier möchte ich mich für einmal auf die Psychoanalyse berufen. Die Fälle, die hier der Heilung zugänglich sind, haben die größte Ähnlichkeit mit „falschen Theorien". Sucht nun der Arzt die Heilung etwa so, daß er den Kranken von dem, was ihn bedrückt, abzulenken versucht, es mit anderen Vorstellungen überkleistert? Das genaue Gegenteil! Er bohrt in die Tiefe, sucht die Ätiologie nicht nur selbst herauszufinden, sondern dann auch den Kranken herausfinden zu lassen. Du weißt darüber mehr als ich, vermute ich.

Dem „greisen Franz Exner" (das Beiwort stammt übrigens sicher nicht von mir) stimme ich auch heute noch voll bei, in der Form: die Frage Determinismus oder Indeterminismus ist *grundsätzlich* nicht entscheiddbar, weil man *jeder* deterministischen Theorie einen indeterministischen Unterton geben kann, wenn man will, und umgekehrt jeder indeterministischen einen deterministischen. Die Entscheidung erfolgt jeweils durch „Occam's razor" (Entia non sunt multiplicanda praeter necessitatem).[2]

Ich fürchte, mein Bild, das ich dem E. A. Poe entlehnte, war doch nicht sehr gut (wofür ich es freilich immer hielt). Ich glaube nämlich nicht, daß Du dem, was ich damit meinte, widersprechen willst. Es ist ja keineswegs neu. Gerade dem Wiener Kreis ist es durch Mach, Richard Avenarius u. a. wohlbekannt[3] – kurz gesagt: die Auflehnung gegen die Introjektion. Mit Physik hat es wenig oder nichts zu tun, außer vielleicht einer Grenzsetzung (vgl. Du Bois-Reymonds berühmte Ignorabimusrede).[4] Aber auch das Wort *Grenz*setzung mag ich nicht sehr; jedenfalls handelt es sich *nicht* um die Grenze zwischen zwei *Gegenständen* (etwa das Physische und das Psychische oder Materie und Geist oder dergleichen), nur etwa zwischen zwei Betrachtungsweisen (N. Bohr würde sie wohl *komplementär* nennen). Sehr ausführlich, immer wieder und wieder, handelt Bertrand Russell davon. Man müßte gar nicht so viel davon reden, wenn nicht die Erfahrung zeigte, daß der Versuchung, Begriffe und Zusammenhänge aus der einen in die andere hinüberzunehmen, sie hoffnungslos zu vermengen, auch sehr bedeutende Denker immer wieder erliegen. (Hier liegt übrigens eine *äußerliche* Ähnlichkeit, eine *Analogie* vor mit dem *rein physikalischen* Fall: Korpuskel und Feld. Aber bitte beachte die Unterstreichungen!)

Nochmals vielen herzlichen Dank für Deine guten Wünsche, die ich herzlich erwidere, und zwar vielleicht mit größerer Aussicht auf Erfüllung meiner Wünsche!

Herzlichst grüßt Dich Dein sehr alter Erwin Schrödinger
Viele liebe grüße Euch beiden Herzlichst Anny

[1] Vgl. den Brief [2688].
[2] „Entitäten dürfen nicht unnötig vervielfacht werden." Vgl. Band **IV**/3, S. 539, wo dieses Prinzip auch von Fierz herangezogen wurde.
[3] Der dem Machschen Positivismus nahestehende Richard Avenarius (1843–1896) war Professor der induktiven Philosophie an der Universität Zürich und gilt als Begründer einer Philosophie der *reinen Erfahrung* (Empiriokritizismus), deren alleinige Aufgabe es ist, – unter Vermeidung jeglicher metaphysischer Zutaten – eine Beschreibung der Tatsachen zu liefern (vgl. Avenarius [1888/90]). Unter anderem wandte er sich auch gegen eine Spaltung der Wahrnehmungen (Introjektion) in eine Innen- und in eine Außenwelt.
[4] Während der Leipziger Naturforscherversammlung hatte der Physiologe Emil Du Bois-Reymond in einer vielumstrittenen Rede „Über die Grenzen des Naturerkennens" (1872) versucht, der Erkenntnis unüberschreitbare Grenzen zu setzen.

## [2693] Pauli an Källén

Zürich, 17. August 1957

Lieber Herr Källén!

Dank für Ihre beiden Briefe über Heisenberg und Nishijima.[1] Was den letzteren betrifft – seine Arbeit haben Sie richtig identifiziert – so glaube ich, daß Sie oder der Autor selbst eine kurze Berichtigung publizieren sollten. Hatte der Göttinger bzw. Hamburger Feldverein (Lehmann, Symanzik et alii) im Laufe seiner systematischen Drückebergerei noch die Ausrede, daß ihre Arbeiten nur für Skalarfelder gelten, so ist dies – wie Sie ganz richtig sagen – bei Nishijima nicht mehr der Fall, da er ausdrücklich Anwendungen auf Quantenelektrodynamik macht. Man sollte also, glaube ich, den Leser des „Progress" aufklären[2] und anderen unnütze Arbeit sparen.

Nun zu Heisenberg. Die von Ihnen aufgeworfene Frage – ob eventuelle diskrete Zustände negativer Norm (reelle Energie) oder solche mit komplexen Energiewerten Heisenbergs Rezept zur Beschreibung „physikalischer" Streuvorgänge beim Lee-Modell über den Haufen werfen – diese Frage ist wichtig und interessant. Ich hoffe, im Oktober zu einer endgültigen Entscheidung darüber kommen zu können. Doch möchte ich noch hören, was Heisenberg Ihnen antwortet* und mich dann im Oktober, wenn nötig, wieder mit ihm direkt darüber in Verbindung setzen.

Selbst wenn sich herausstellen sollte, daß Sie recht behalten, bleibt aber bei mir der Wunsch bestehen, die ganze Sache noch besser zu verstehen: Gibt es einen systematischeren Weg zur Konstruktion von „Heisenberg-Modellen"? (Vorausgesetzt, daß solche mathematisch überhaupt „existieren", was ich auch gerne entscheiden möchte.) Darunter verstehe ich – im lorentzinvarianten Fall – solche, bei denen eine indefinite Metrik der Feldoperatoren zugelassen

wird, aber dennoch die Unitarität der *S*-Matrix für „physikalisch zulässige“ Lösungen bestehen bleibt. Ferner wird verlangt die übliche Mikrokausalität = Vertauschbarkeit (oder Antivertauschbarkeit bei Spinoren) der Feldoperatoren für raumartige Punkte und Regularität aller Erwartungswerte von Produkten von Feldern auf dem Lichtkegel. Die Schwäche der letzteren – für Heisenberg Modelle charakteristischen – Forderung ist die, daß für sie kein direkter physikalischer Grund angebbar ist; die Stärke, daß dadurch immerfreie Teilchen a priori ausgeschlossen sind.

Aber ich weiß nicht, ob sich mein Wunsch nach größerer Einsicht in die mathematische Struktur der quantisierten Feldtheorien je wird erfüllen lassen und ob nicht auch diese Fragen über Heisenberg-Modelle für immer unbeantwortet bleiben werden. Im Moment bin ich sehr skeptisch hinsichtlich der Ergiebigkeit der Arbeiten sowohl von Ihnen und Wightman[3] als auch derjenigen von Lehmann und Jost.[4] Die letzteren beiden wollen ja im Herbst in Princeton zusammenarbeiten, aber es bleibt abzuwarten, ob dabei irgend etwas herauskommen wird. Jedenfalls meine ich, daß man in der Physik *Modelle* mathematisch *konstruieren* muß und daß es in der Physik nicht die geringste Chance hat, von Axiomen auszugehen, deren mathematische Erfüllbarkeit nicht von vornherein evident ist. Wightman und der Feldverein haben da sehr gesündigt, bei letzterem gehört die sogenannte „Verschiebung der Diskussion der Existenzfragen“ zur bereits erwähnten wohlorganisierten Drückebergerei. Ich bin aber auch skeptisch, daß Sie selbst mit Ihrem Programm noch weiterkommen werden. Vielleicht muß man erst alle Fragestellungen verändern, und die Fragen betreffend das Heisenberg-Modell könnten sich auch wieder als unzugänglich herausstellen.

Am 21. August fahre ich in Ferien und bin bis etwa 1. Oktober wieder in Zürich.[5]

Viele Grüße Ihr W. Pauli

[Zusatz am oberen Briefrand:] Schade, daß Sie nicht nach Venedig kommen. Man kann mir dorthin (ab 22. September) oder auch nach Israel (8. bis 14. September) schreiben.

[1] Vgl. die Briefe [2689 und 2690].
[2] Auf Nishijimas Publikation (1957b) in der japanischen Zeitschrift *Progress of Theoretical Physics* hatte ihn Pauli aufmerksam gemacht (vgl. den Brief [2687]). Källén kam auf diese Angelegenheit nochmals in seinem Brief [2699] zurück.
* Ihren Brief wird er sicher irgendwie bekommen haben. [Diese Nachfrage wurde ebenfalls in Källéns Antwortbrief [2699] bestätigt.]
[3] Vgl. Källén und Wightman (1958).
[4] Vgl. Jost und Lehmann (1957).
[5] Siehe hierzu auch die Angaben in den Briefen [2610, 2663 und 2684].

## [2694] Enz an Reines und Cowan

Zürich, 24. August 1957

Dear Dr. Reines and Dr. Cowan!

I have started an investigation of the theoretical absorption cross section for the reaction $\nu + p \rightarrow \beta^+ + n$, for the general situation of parity violation and of non-conservation of lepton number. For this reason I am interested in your experiment which I know from comments by Prof. Pauli and from your paper in Science **124**, 103 (1956).[1] What Prof. Pauli and I are missing in this paper is a number (with errors) for the measured absorption cross section $\sigma_{\text{exp}}$. Only the „theoretical" value $\sigma_{\text{theor}} = 6{,}3 \cdot 10^{-44}\,\text{cm}^2$ calculated by Muehlhause[2] is quoted there. As you know, a comparison of $\sigma_{\text{exp}}$ and $\sigma_{\text{theor}}$ would be a good test for or against the two component neutrino theory if both values were known to sufficient accuracy.

I would like to ask you if by now a value for $\sigma_{\text{exp}}$ is available and also if the more complete report refered to in the quoted paper has appeared.

We have heared from Prof. C. N. Yang[3] that you are planing an experiment which directly determines the neutrino spectrum (not through the $\beta$-spectrum as in the experiment by Muehlhause and Oleksa). Prof. Pauli and I would appreciate very much if you could give us further information on this subject. Also I would be interested to hear your comment on the accuracy of the neutrino spectrum as determined by Muehlhause and Oleksa.

I shall send you a preprint of my own work,[4] as soon as it is ready.

Sincerely yours, Ch. Enz

[1] Vgl. Cowan, Reines, Harrison, Kruse und McGuire (1956).
[2] Vgl. Muelhause und Oleksa (1957).
[3] Yang hatte am 11. Juli in der Züricher Physikalischen Gesellschaft über das Problem der Paritätsverletzung vorgetragen (vgl. die Briefe [2661 und 2695]).
[4] Enz (1957).

## [2695] Pauli an Oppenheimer

Ronchi (Italien), 2. September 1957[1]

Dear Robert!

After my plans for next spring have finally matured, I want to answer your last letter. Your good idea of my going to Princeton meets difficulties, since the spring term in Berkeley is starting February 1st and ending May 20th. Before this period I am still busy in Zurich and after it there are vacations in Princeton. Therefore I gather, the next possibility for us of seeing both of you will be in Europe, in Switzerland or on the Solvay Congress in Brussels. Franca and I are looking forward to it.

Now a few words about physics. In the moment the experimental situation is very confused, so that nothing is proved or disproved regarding a) T-Invariance, b) conservation of a leptonic charge and c) two component theory. Yang gave a

good report in July in Zurich on the situation[2] and it was a great pleasure for us to see him and to talk with him.[3] My difference of attitude from you and other Princetonians is this, that I am *not* in favour of the two-component theory.

Indeed I never liked the whole Majorana proposal and always found it more satisfactory, if this reduction to one half of the states would only hold for boson-fields with a classical limit (as, for instance, photons) and *never* for fermions. Moreover the assumption [a)][4] *alone* is not enough to conclude, that parity *must* necessarily be violated, nor that the neutrino-restmass *must* be zero. At least one needs one further assumption of the type b). Therefore, for me, it looks more satisfactory, *if c) would not hold at all and we would have a full 4-component-theory*. Regarding a) and b) I have *not* so outspoken feelings.

I go soon (September 7th) to Israel (and after that to Venice, where I hope to see C. S. Wu and Lee among others)[5] and perhaps the experimental situation will then look already a bit clearer.

With our love to both of you, Yours Wolfgang

[1] Zusatz von Pauli: „In Ronchi (Italy) in vacations."
[2] Wie Pauli in seinem Schreiben [2619] an Fierz bemerkte, hielt sich Yang im Frühjahr 1957 in Paris auf. Am 26. Mai hatte Pauli ihn dann zu Vorträgen im Juli nach Zürich eingeladen (vgl. die Briefe [2625 und 2653]).
[3] Von einem anschließenden Restaurantbesuch im Freien hat Paulis Assistent Charles Enz auch verschiedene Aufnahmen gemacht (vgl. Enz [2002, S. 521]).
[4] Ergänzung nach Textverlust.
[5] Siehe hierzu den Kommentar zum Brief [2698].

## [2696] Reiners an Enz

Los Alamos, 6. September 1957

Dear Dr. Enz!

Thank you for your letter of 24 August[1] informing us of theoretical work in progress on the cross section for the reaction $\nu_- + p \to \beta^+ + n$. The current experimental situation is as follows:

1. The four component cross section „$\sigma_{\text{theor}}$", based on the Muehlhause-Oleksa spectrum[2] is very poorly known because of the large experimental errors associated with their measurement of the $\beta^-$ spectrum from fission fragments. Muehlhause tells me that the cross section is

$$\sigma_{\text{theor}} = 6 \pm 3 \times 10^{-44}\,\text{cm}^2$$

with the $\pm 3$ not well determined.

2. An experimental number for this cross section determined in a more accurate experiment performed subsequent to that reported in Science **124**, 103 (1956)[3] is

$$\sigma_{\text{expt}} = 4 \pm 1 \times 10^{-44}\,\text{cm}^2\,.$$

A report of this experiment is being written, as is a more complete report of the work described in the Science article.

3. A direct measuremnt of the $\beta^+$ spectrum in the $\nu_-$, $p$ reaction has been made but the data are not yet completely analyzed.

We plan to compare our results with the spectrum of Muehlhause and Oleksa, recognizing that it will be possible to compare shapes but not the absolute scale.

It appears to us that the accuracy of the above experimental information is such as to make it difficult to decide between neutrino theories on this basis at the present time.

Sincerely yours, Frederick Reines

[1] Vgl. den Brief [2694].
[2] Vgl. Muehlhause und Oleksa (1957).
[3] Cowan, Reines, Harrison, Kruse und McGuire (1956).

## [2697] Pauli an Rosbaud

Zürich, 7. September 1957
[Auszug][1]

...

2. Reine Unterhaltungslektüre: Ein Bericht über Wotan,[2] etc. mit weiteren Decknamen. (Alberich schien mir ganz gut zu passen, denn der betreffende nordische Herr ist von kleinem Wuchs. Eine Kopie seiner Äußerung liegt bei; ich bin „zersprungen“ vor Lachen, aber irgendwie finde ich sie „klein“.) In diesem Moment[3] ist jedoch noch kein Schlußwort von Walhall eingetroffen. Fortsetzung 8. November.

Dies ist auch heute morgen nicht anders. Vielleicht wartet Walhall ab, ob ich = Hagen etwas unternehme. Das will ich aber gar nicht. Nun könnte Giselher's Vermittlung weiter nützlich sein. Habe ihm daher gestern noch eine andere Kopie meines beiliegenden „Werkes“ geschickt.

...

[1] Der vorliegende Auszug wurde von Rosbaud für Rosenfeld angefertigt. Das vollständige Schreiben befindet sich zusammen mit anderen Briefen aus der Korrespondenz Pauli-Rosbaud im Besitz von Vincent Frank-Steiner in Basel, die noch nicht für eine Veröffentlichung freigegeben sind (vgl. **IV**/2, S. 731f. und Band **IV**/3, S. 428f.).
[2] Pauli (= Hagen) und Jensen (= Giselher) hatten bei ihren Verhandlungen mit (Siegfried =) Flügge und (Wotan =) Ferdinand Springer bzw. dem *Springer-Verlag* (= Walhalla) über den sich in die Länge ziehenden Druck des Handbuchartikels von Källén (= Alberich) den beteiligten Personen Namen aus dem Nibelungenlied zugewiesen, die Pauli auch in seinem Briefwechsel mit Rosbaud verwendete. Siehe hierzu auch die Anlage zum Brief [2718] und das Brieffragment [2763].
[3] Einfügung: „Donnerstag Abend“.

## *Die Reise nach Israel und Griechenland. Rehovoth, 9.–16. September 1957*

Schon im Frühjahr hatte Pauli seinen ehemaligen Assistenten Robert Schafroth über seine diesjährigen Ferienpläne unterrichtet [2610]: „Am 22. August gehen wir in Ferien nach Italien, vom 9. bis 16. September ist eine internationale Physiker-Konferenz in Rehovoth, Israel, ‚On Nucleon Structure', vom 22. bis 28. September eine zweite in Padua und Venedig on ‚Mesons and recently discovered particles'. Ich möchte gerne zu beiden gehen. *Könnten Sie wenigstens zu einer der beiden Konferenzen kommen?* Ab 1. Oktober (etwa) bin ich wieder in Zürich bis etwa Mitte Januar 1958. Nach Berkeley soll ich erst vom 1. Februar bis etwa 20. Mai 1958."

Eine internationale Zusammenarbeit der Schweiz mit den israelischen Forschern des Weizmann-Institutes war schon in den vorangehenden Jahren unter Paulis Mitwirkung angebahnt worden. Insbesondere hatte Pauli im Oktober 1956 seinem ehemaligen Schüler Giulio Racah versprochen, sich auch „um die Organisation des physikalischen Kolloquiums zu kümmern," das als sog. *Swiss wing* die Aktivitäten des Weizmann-Institutes ergänzte.[1] Im Rahmen dieses Kolloquiums wurde auch „eine Art von Weizmann-Institut-Festspiel" geplant, welches nun in Form einer internationalen Konferenz über Kernstruktur vom 8. bis 14. September in Rehovoth verwirklicht werden sollte.

Weil die Veranstalter dieser unter den Auspizien der *International Union of Pure and Applied Physics* stattfindenden und mit Hilfe der UNESCO finanzierten Konferenz nur über knappe Mittel für Reisekosten verfügten, war auch Pauli gebeten worden, um eine Unterstützung seiner Hochschule nachzusuchen [2616]. Das Flugbillet „Zürich-Jerusalem retour" kostete damals in der Touristenklasse 1365.– und in der 1. Klasse 1979 Schweizer Franken.

Unter den 220 registrierten Gästen befanden sich 155 Ausländer; das Schweizer Kontingent war diesmal gut vertreten, unter ihnen auch zahlreiche Schüler und Kollegen Paulis. Außer Pauli sind in der ersten Reihe der bei dieser Gelegenheit angefertigten Aufnahme der Teilnehmer H. Staub, L. Rosenfeld, T. D. Lee, C. S. Wu, Aage Bohr, M. Goldhaber und B. Mottelson abgebildet. In den hinteren Reihen sind noch R. Peierls, H. Jensen, M. Goeppert-Mayer, R. M. Steffen, N. Kemmer, H. Schopper, H. Frauenfelder und H. Lehmann zu erkennen.

Harry J. Lipkin, der anschließend auch die *Proceedings of the Rehovoth Conference* herausgab, veröffentlichte im Januar-Heft 1958 von *Physics Today* einen ausführlichen Bericht über die am 8. September eröffnete Veranstaltung:[2] „The conference opened with a reception and dinner given by the Weizmann Institute and the Municipality of Rehovoth, at which the Israel Prime Minister Mr. David Ben Gurion welcomed the participants on behalf of the Government of Israel. Prof. G. Racah was in the chair and the Chairman of the Institute's Executive Council, Mr. Meyer W. Weisgal, joined in the welcome to the delegates. The sessions began the following morning and lasted from 9:15 A. M. to 6:00 P. M. for four full days, with additional evening session on the first day." Wegen des warmen Wetters waren besonders die aus dem Norden kommenden

Besucher nur leicht gekleidet und selbst Pauli ist auf einigen der erhaltenen Aufnahmen im sommerlichen Dress abgebildet.

„The high point was reached in the session on Monday evening, with Pauli as Chairman," berichtete Lipkin weiter, als G. Racah das Wort ergriff und über die Einführung der „Seniority number und its applications" sprach. Obwohl die Konferenz den Problemen der Kernstruktur gewidmet war, wurden anläßlich der Aktualität auch zwei *parity sessions* abgehalten. Sie waren „less turbulent than had been expected a few weeks before, when different laboratories had obtained contradictory results for parity experiments, particularly the measurement of beta-ray polarization. The parity experimentalists succeeded in settling their differences among themselves just before the conference and presented a *united front*, to the great disappointment of certain theorists who had hoped to see a big scrap." Nach Alders zusammenfassendem Beitrag über Experimente mit $\beta$-Zerfällen, bei denen eine Paritätsverletzung beobachtet wird, verlas Pauli ein Statement zur Parity non-conservation.[3]

Im Anschluß lieferte Eric Jan Konopinski einen „excellent survey on the present state of beta decay" und zeigte die aus dem Ausbleiben der Fierz-Terme folgenden theoretischen Konsequenzen auf. In T. D. Lees Vortrag wurde der Begriff der Helizität eingeführt und der Zusammenhang der Vierkomponenten- mit der Zweikomponententheorie des Neutrinos dargestellt, falls der Leptonen-Erhaltungssatz gilt.

Mit dem Verlauf der Konferenz war Pauli sehr zufrieden, wie er gegenüber dem Schulrat äußerte [2702]: „Es waren die besten Fachleute aus den beiden Gebieten der $\beta$-Radioaktivität und des Schalenmodells der Kerne aus den verschiedensten Ländern anwesend. So war die Möglichkeit einer überaus regen Diskussion und des Austausches von Ideen ermöglicht, und es war mir sehr wichtig, dabei anwesend zu sein."

Dies war die erste und einzige Reise, die Pauli nach Israel und Griechenland unternahm und auch von den persönlichen Erlebnissen zeigte er sich tief beeindruckt. „Anregend fand ich auch Jerusalem, von dem aber nur die Hälfte diesseits des eisernen Vorhanges zugänglich ist," teilte er seiner Schwester Hertha mit [2707]. „Dieser geht quer durch die Stadt und läßt die Omar-Moschee (wo früher der Tempel der Juden gestanden ist), den Berg Gethsemane und Bethlehem außerhalb, ebenso die Altstadt. ... Am 18. September sah ich den Sonnenaufgang in Jerusalem und den Sonnenuntergang auf der Akropolis in Athen! Es wird mir immer ein Gegensatz-vereinigendes Symbol bleiben (übrigens zeitlich so nahe dem Äquinoktium am 21. September). Welche 3 Tage waren das in Athen. So viel Vergangenheit in beiden Ländern, Griechenland und Israel."

In Jerusalem lernte er auch den jüdischen Religionsphilosophen Gershom Scholem und den 1923 in Königsberg promovierten Wissenschaftshistoriker Shmuel Sambursky kennen, der ihm sein soeben erschienenes Werk über *The physical world of the Greeks* verehrte [2704]: „Am meisten neu war mir daran die ausführliche Behandlung der Stoa .... Daß das Pneuma – das laut Apostelgeschichte wehet, woher es will – der Vorläufer unseres Feldbegriffes ist, das ist sehr schön bei Ihnen herausgekommen. Es ist mir schon lange klar, daß

*alle* unsere physikalisch-naturwissenschaftlichen Begriffe von mythologischen Vorstellungen abstammen, die *später* empirisch korrigiert wurden."

Mit Sambursky hat Pauli daraufhin auch noch mehrere Briefe [2704, 2734 und 3108] ausgetauscht.

[1] Vgl. Band **IV**/3, S. 737ff.
[2] Lipkin (1958)
[3] Pauli (1958c).

## [2698] Heisenberg an Pauli

Göttingen, 13. September 1957

Lieber Pauli!

Mit der gleichen Post bekommst Du die Kopie einer kurzen Notiz über Tamm-Dancoff-Methode und Lee-Modell.[1] Ich hab' sie Dir damals in Zürich[2] in einem handgeschriebenen Manuskript gezeigt, und seitdem hat sich fast nichts an ihr geändert.[3] Also enthält sie für Dich nichts Neues.

Sonst bin ich nur an einer Stelle wesentlich weitergekommen, und das wird Dich vielleicht interessieren. Es hat sich herausgestellt, daß es in den Sektoren der Form

$$\begin{pmatrix} N + z\theta \\ V + (z-1)\theta \end{pmatrix}$$

diskrete stationäre Zustände des Hilbert-Raums I überhaupt nicht gibt (von dem trivialen: $N$ und $\theta$ abgesehen). Der Beweis ist so einfach, daß ich ihn hier vorrechnen kann. Man geht aus von Gleichung (122) der Lee-Modell-Arbeit:[4]

$$\varphi(k_1 \ldots k_{z-1}) h^+\left(E - \sum_1^{z-1} \omega_i\right) = \frac{1}{4\pi} \int \frac{d^3 k_z}{\sqrt{2\omega_z}(E - \sum_1^{z} \omega_i + i\gamma)}$$

$$\sum_{l=1}^{z-1} \frac{\varphi(k_1 \ldots k_{l-1} k_{l+1} \ldots k_z)}{\sqrt{2\omega_l}} - \varphi_{0i}(k_1 \ldots k_{z-1}). \tag{1}$$

In einem diskreten Zustand des Hilbertraumes I gilt

$$E_0 + (z-1)m_\theta \leq E \leq z m_\theta \,. \tag{2}$$

Daher kann $i\gamma$ im Nenner weggelassen werden; außerdem verschwindet das inhomogene Glied $\varphi_{0i}$; ferner kann $h^+(E - \sum_1^{z-1} \omega_i)$ durch $h(E - \sum \omega_i)$ ersetzt werden. Aus (1) wird:

$$\varphi(k_1 \ldots k_{z-1}) h(E - \sum_1^{z-1} \omega_i)$$
$$= -\frac{1}{4\pi} \int \frac{d^3 k_z}{\sqrt{2\omega_z}(\sum_1^{z} \omega_i - E)} \sum_{l=1}^{z-1} \frac{\varphi(k_1 \ldots k_{l-1} k_{l+1} \ldots k_z)}{\sqrt{2\omega_i}} \,. \tag{3}$$

Multipliziert man Gleichung (3) mit $\varphi^*(k_1 \dots k_{z-1})$, ersetzt auf der rechten Seite

$$\sum_1^z \frac{1}{\omega_i - E} \quad \text{durch} \quad \frac{1}{\sum_1^z \omega_i - E} = \int_0^\infty d\alpha e^{-\alpha(\sum_1^z \omega_i - E)} \tag{4}$$

und integriert über $dk_1 \dots dk_{z-1}$, so entsteht aus (3)

$$\int d^3k_1 \dots d^3k_{z-1} h(E - \sum_1^{z-1} \omega_i) |\varphi(k_1 \dots k_{z-1})|^2$$

$$= -\frac{1}{4\pi} \sum_{l=1}^{z-1} \int d\alpha \int d^3k_1 \dots d^3k_{l-1} d^3k_{l+1} \dots d^3k_{z-1}$$

$$\cdot e^{\alpha(E - \sum_1^{l-1} \omega_i - \sum_{l+1}^{z-1} \omega_i)} |\chi_l|^2, \tag{5}$$

wobei

$$\chi_l = \int \frac{d^3k_l}{\sqrt{2\omega_l}} e^{-\alpha\omega_i} \varphi(k_1 \dots k_{z-1}). \tag{6}$$

Die linke Seite von (5) ist stets positiv, die rechte stets negativ; also enthält (5) einen Widerspruch, d. h., es kann keinen diskreten stationären Zustand geben.

Es sieht zunächst so aus, als gelte dieser Beweis auch für den Hilbertraum II. Dies trifft aber jedenfalls nicht in einfacher Weise zu. Im Hilbertraum I sind die Integrale in (5) und (6) endlich, da $\varphi(k_1 \dots k_{z-1})$ nur einen einfachen Pol an der Stelle

$$E - \sum_1^{z-1} \omega_i = E_0$$

hat. Im Hilbertraum II aber hat $\varphi$ dort einen Pol 2. Ordnung, die Integrale *divergieren* also im limes $\gamma \to 0$. Vielleicht könnte man den Beweis auch im Hilbertraum II durch geschickte Umformung der divergenten Integrale führen; aber ich habe diese Frage nicht weiter verfolgt.

Jedenfalls können also jetzt an der Unitarität der $S$-Matrix in allen Sektoren

$$\begin{pmatrix} N + z\theta \\ V + (z-1)\theta \end{pmatrix}$$

keine Zweifel mehr bestehen. Aber für die Frage der gebundenen Zustände bietet das Lee-Modell in diesen Sektoren auch kein Analogon mehr zum Spinor-Modell. Ich will jetzt einen Doktoranden an die anderen Sektoren (z. B. $N + V$) setzen, wobei zunächst eine kinetische Energie der schweren Teilchen eingeführt werden muß. Dann wird es wohl gebundene Zustände geben.

Ich hoffe, Dich in zehn Tagen in Venedig zu treffen.[5] Bis dahin alles Gute!

Dein W. Heisenberg

[1] Vgl. Heisenberg (1958a).
[2] Heisenberg war Ende Juni in Zürich gewesen (vgl. den Brief [2678]).
[3] Siehe hierzu Källéns Bemerkung im folgenden Brief [2699].
[4] Heisenberg (1957b).
[5] Heisenberg gab während dieser Konferenz in der 9. Sitzung, die sich mit allgemeinen theoretischen Fragen der „baryonic forces" befaßte, einen kurzen Überblick über die Grundlagen seiner Theorie der Elementarteilchen.

## [2699] Källén an Pauli

Kopenhagen, 16. September 1957[1]
[Maschinenschrift]

Lieber Professor Pauli!

Vielen Dank für Ihre boshaften Bemerkungen vom 17. August.[2] Es freut mich immer sehr, wenn Sie so etwas schreiben, denn dann weiß ich aus Erfahrung, daß ich bald weiterkommen werde. So ist es auch diesmal gewesen, denn jetzt können Wightman und ich wirklich Regularitätshüllen ausrechnen.[3] Für das spezielle Gebiet der Dreipunktfunktion ist es uns gestern gelungen, die ganze Hülle genau anzugeben. Alle Beispiele, die wir kennen, sind mit unserem Ergebnis konsistent. Es bleibt jetzt nur eine allgemeine Darstellung der in unserem Gebiet regulären Funktionen zu finden.

Heisenberg hat mir jetzt geantwortet oder vielleicht eher einen Brief geschrieben, ohne darin etwas wirklich zu beantworten. Des Pudels Kern ist vielleicht die folgende Meinung:[4]

Der Beweis dafür, daß die Zustände des Hilbertraumes I – also die der Gleichung (126) genügenden Zustände – nur positive Norm haben, ist zwar bisher nicht geführt worden ... ist aber wegen Gleichung (119) sehr plausibel.

Da aber seine Gleichung (119) genau die zu beweisende Vermutung enthält {das sagt er selber bei Gleichung (120) im Blaudruck}, ist das doch ein Zirkelargument. Ich habe ihm einen neuen Brief geschrieben und noch einmal versucht zu erklären, was ich meine. Übrigens habe ich eben heute eine neue Arbeit von Heisenberg bekommen, worin er sehr sorgfältig zeigt, daß die Tamm-Dancoffsche Methode die exakte Lösung des Leemodells gibt.[5] Ist das nicht ganz banal?

Ich werde kaum eine separate Berichtigung zur Arbeit von Nishijima[6] publizieren. Das muß der Autor selber tun. Ich habe ihm in Oberwolfach mündlich erzählt, daß wenigstens seine Anwendung auf die Quantenelektrodynamik nicht richtig sein kann. Ich weiß nicht, ob er mich verstanden hat.

Einzelheiten über die Ergebnisse von Wightman und mir folgen später.[7]

Viele Grüße Ihr sehr ergebener Gunnar Källén

[1] In seinem Antwortschreiben [2701] spricht Pauli von einem Brief vom 15. September!
[2] Vgl. den Brief [2693].
[3] Vgl. Källén und Wightman (1958).
[4] Vgl. Heisenberg (1957b). Siehe hierzu auch den Brief [2689].
[5] Vgl. Heisenberg (1958a).

[6] Nishijima (1957b). Siehe hierzu die vorangehenden Briefe [2687 und 2690].
[7] Siehe den folgenden Brief [2700].

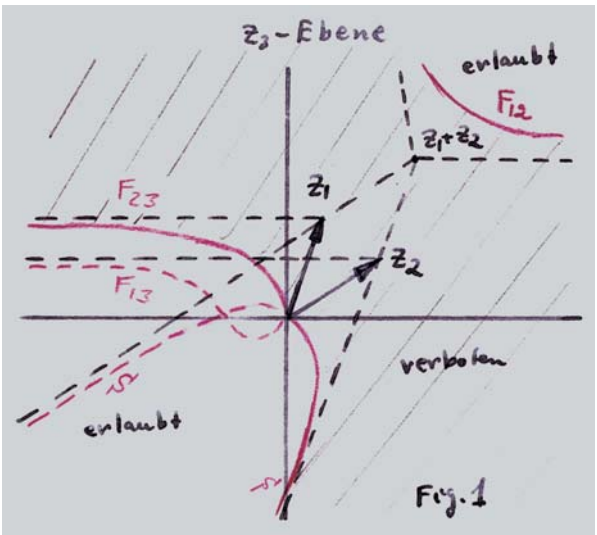
## [2700] Källén an Pauli

Kopenhagen, 20. September 1957
[Maschinenschrift][1]

Lieber Professor Pauli!

Ich möchte jetzt ein wenig über die letzten Ergebnisse von Wightman und mir[2] erzählen. In diesem Brief steht nichts anderes als das, so wenn Sie diese „häßliche Theorie“ allzu langweilig finden, so sollen Sie das folgende nicht lesen.

Ich fange mit den Kurven an, die ich schon in Rochester, Oberwolfach und Zürich gezeigt habe.[3] Wir haben also eine analytische Funktion $F(z_1, z_2, z_3)$, die in einem „primitiven Gebiet“ regulär ist, wobei dieses primitive Gebiet in Figuren 1 bis 3 dargestellt worden ist.




Diese Figuren zeigen das Gebiet, worin $z_3$ sich bewegen kann, wenn $z_1$ und $z_2$ gegebene Werte haben. Da das Gebiet in allen $z$ vollständig symmetrisch ist, ist es egal, ob man statt $z_1$ und $z_2$ z. B. $z_1$ und $z_3$ festhält. Wenn das Produkt $z_1\, z_2$ einen positiven Imaginärteil hat, sieht das Gebiet wie in Figur 1 aus. Die obere Randkurve wird durch die Gleichung

$$z_3 = z_1 + z_2 + r + \frac{z_1 z_2}{r}; \quad 0 < r < \infty \tag{1}$$

dargestellt. Hierbei ist $r$ eine positive, reelle Zahl. Wenn $r$ von 0 bis $\infty$ geht, beschreibt $z_3$ für gegebene Werte von $z_1$ und $z_2$ die Kurve in der oberen, rechten

Ecke. Wir nennen diese Kurve $F_{12}$. Die linke Kurve in der oberen Halbebene wird durch die Gleichung

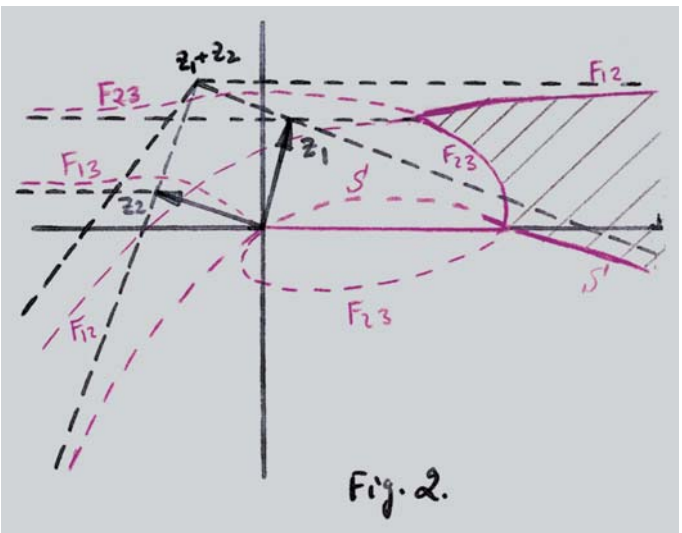
$$z_3 = r\frac{z_1 - z_2 - r}{r - z_2}; \qquad 0 < r < \infty \tag{2}$$

dargestellt.

Man erhält diese Gleichung, wenn man $z_1$ und $z_3$ in (1) permutiert und nach $z_3$ löst. Wir nennen diese Kurve $F_{23}$. Selbstverständlich gibt es auch eine Kurve $F_{13}$, die nach einer ähnlichen Permutation zwischen $z_2$ und $z_3$ erhalten wird. Die linke Randkurve ist $F_{23}$, wenn $y_1$ (der Imaginärteil von $z_1$) größer als $y_2$ ist, und sonst $F_{13}$. Für $y_1 = y_2$ hat man also eine „Kante“, die für die analytische Fortsetzung so wichtig ist. Wenn $z_3$ in Figur 1 in der unteren Halbebene liegt, so ist die Randkurve S durch die Gleichung

$$z_3 = z_1(1-k) + z_2\left(1 - \frac{1}{k}\right); \qquad 0 < k < \infty \tag{3}$$

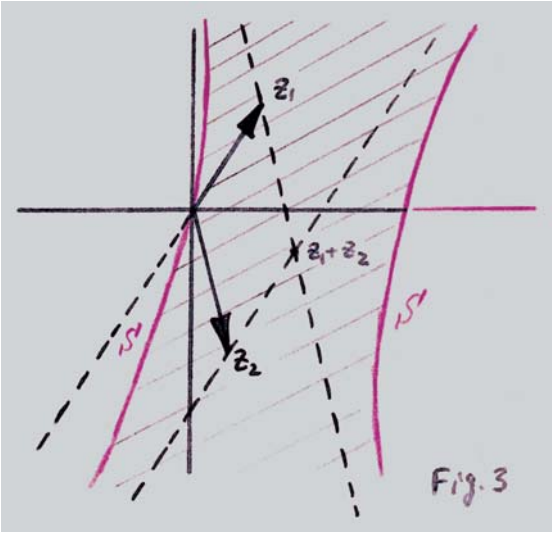
gegeben. Diese Kurve ist bei allen Permutationen zwischen $z_1$, $z_2$ und $z_3$ invariant, weshalb wir sie „die symmetrische Randkurve“ genannt haben. Nur der Bereich der reellen Veränderlichen $k$ ändert sich bei einer Permutation, aber das ist weniger interessant.




Außer der „Kante“ zwischen $F_{13}$ und $F_{23}$ gibt es auch eine Kante zwischen z. B. $F_{12}$ und $F_{13}$. Diese wird in Figur 2 gezeigt. Man hat diese Situation, wenn der Imaginärteil von $z_1 z_2$ negativ ist. Dann folgt sofort aus (1), daß die Asymptote von $F_{12}$ und damit auch die Kurve selber, z. B. die Kurve $F_{23}$, überschneidet.

Wenn $z_2$ in der unteren Halbebene liegt (und $z_1$ in der oberen Halbebene), aber links von der Linie zwischen $z_1$ und Origo, so ist die ganze Ebene für $z_3$

erlaubt (außer dem Verzweigungsschnitt bei der reellen Achse). Diese Situation ist so einfach, daß ich keine Figur zeichne. Wenn aber $z_2$ die oben genannte Linie überquert, so passiert man wieder eine Kante (wir nennen sie „die symmetrische Kante"), und man hat wieder ein verbotenes Gebiet. Es wird in Figur 3 gezeigt.




Die Randkurven sind jetzt durch Gleichung (3) gegeben, wobei aber der Parameter $k$ von $-\infty$ bis $+\infty$ laufen kann. Dies ist eine einigermaßen vollständige Beschreibung des primitiven Gebietes. Vielleicht sollte ich auch hinzufügen, daß dasselbe Gebiet sowohl im $x$-Raum wie auch im $p$-Raum vorhanden ist. Im $x$-Raum ist die entsprechende analytische Funktion durch

$$F(z_1, z_2, z_3) = \langle 0|A(x)B(x')C(x'')|0\rangle \tag{4}$$

mit

$$z_1 = (x - x')^2; \quad z_2 = (x' - x'')^2; \quad z_3 = (x - x'')^2 \tag{4a}$$

gegeben. Im $p$-Raum hat man die Funktion

$$H(z_1, z_2, z_3) = \iint dx'dx'' e^{-ip(x-x')-ip'(x-x'')}$$

$$\{(\theta(x - x')\theta(x' - x'')\langle 0|[C(x'')[B(x')A(x)]]|0\rangle$$
$$+ \theta(x - x'')\theta(x'' - x')\langle 0|[B[CA]]|0\rangle\}, \tag{5}$$

mit

$$z_1 = -p^2; \quad z_2 = -p'^2; \quad z_3 = -(p + p')^2. \tag{5a}$$

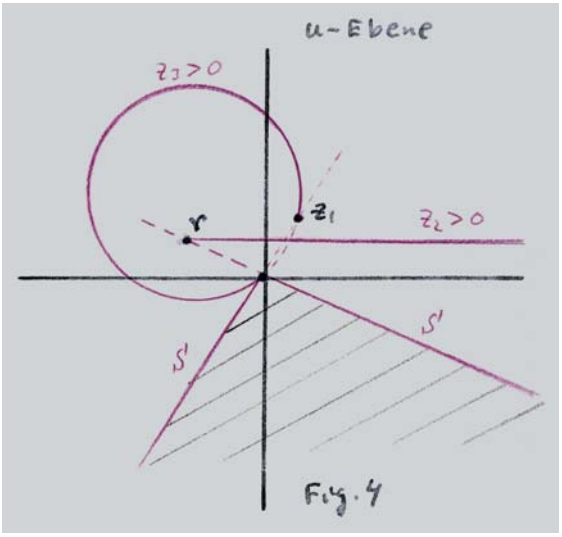
Das mathematische Problem ist jetzt, daß dies primitive Gebiet kein Regularitätsgebiet ist, und wir wollen zunächst die Regularitätshülle kennen. Die existierenden, mathematischen Methoden sind entweder Existenzbeweise, die für

das praktische Rechnen recht ungeeignet sind, oder nur für ganz spezielle Gebiete brauchbar. Das Gebiet, das wir hier haben, ist, soweit wir wissen, nicht von einer Art, die man in der Literatur finden kann. Nach Fierz müssen wir uns also selber eine Drehbank bauen, um die Kanten abzuschneiden. Als Drehbank benützen wir geschickte Transformationen, die das Gebiet in eine solche Form bringen, daß wir es nachher mit im wesentlichen den Methoden, die für die Existenzbeweise benützt werden, behandeln können. Studieren wir zuerst die symmetrische Kante, so führen wir die folgende Transformation ein

$$u = z_2 + r \qquad \lambda(z) = z_1^2 + z_2^2 + z_3^2 - 2z_1z_2 - 2z_1z_3 - 2z_2z_3$$

$$r = \frac{z_1 - z_2 - z_3 + \sqrt{\lambda(z)}}{2}, \quad \sqrt{\lambda(z)} \text{ irgendeine Vorschrift für das Vorzeichen} \tag{6}$$

Wir zeichnen dann wieder den uns interessierenden Teil des Gebietes auf, aber jetzt mit festen Werten von $z_1$ und $r$. In der $u$-Ebene erhalten wir dann Figur 4.




Diese Figur zeigt die Situation, wenn $z_1$ und $r$ beide in derselben Halbebene liegen. Der Verzweigungsschnitt in der $z_2$ Ebene wird hier auf einer Geraden von $r$ zu Unendlich abgebildet, der Verzweigungsschnitt in der $z_2$-Ebene wird auf einem Kreis durch Origo und $z_1$ abgebildet, während der $z_1$-Verzweigungsschnitt in dieser Ebene gar nicht gesehen wird. Wie man sich leicht überlegt, entspricht die Situation in Figur 3 (d. h. $z_1$ in der oberen, $z_2$ in der unteren und $z_3$ in z. B. der unteren Halbebene), daß wir uns außerhalb des Kreises und unter der Linie durch $r$ befinden. Die S-Kurve ist in dieser Ebene zwei gerade Linien durch Origo und $z_1$ bzw. $r$ (vgl. Figur 4). Eine einfache Rechnung zeigt wieder, daß das Gebiet zwischen den zwei S-Linien verboten ist, wenn $r$ links von $z_1$ liegt {genauer, wenn $\mathrm{Im}(\frac{r}{z_1}) > 0$ }, während das ganze uns interessierende Gebiet erlaubt ist, wenn $r$ die Linie zwischen $z_1$ und Origo überquert.

Für $\mathrm{Im}(\frac{r}{z_1}) = \mathrm{Im}(\frac{u}{z_1}) = 0$ sind wir also genau auf der symmetrischen Kante. Wenn $r$ auf der negativen, reellen Achse liegt, so wird der Kreis eine gerade Linie, die mit der Linie durch Origo und $z_1$ zusammenfällt, während der $z_2$-Verzweigungsschnitt offenbar mit dem anderen Teil der S-Kurve zusammenfällt. Um alle diese Sachen genau zu zeigen, muß man einige elementare Rechnungen machen, die ich hier vielleicht nicht ausführen muß. Hoffentlich werden Sie mir glauben. Wenn nicht, komme ich in einem späteren Brief gern dazu zurück.

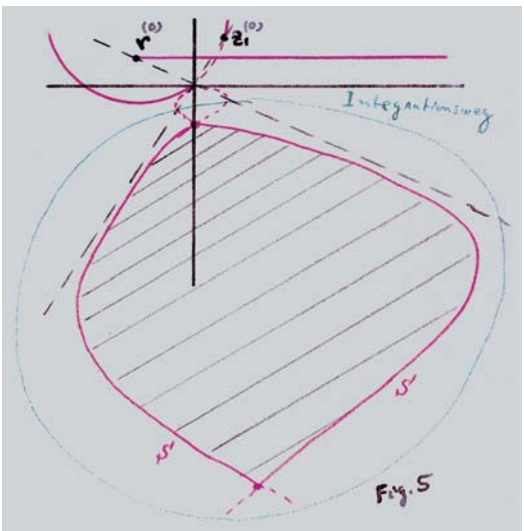
Jetzt führen wir eine weitere Transformation ein und schreiben

$$u = t$$

$$r = r^{(0)} + \varepsilon_1 t + \frac{\varepsilon_2}{t}$$

$$z_1 = z_1^{(0)} + \varepsilon_1' t + \frac{\varepsilon_2'}{t}\,. \tag{7}$$

Hierbei sind die $\varepsilon$ *komplexe* Zahlen, deren Absolutbeträge infinitesimal sind. Für feste Werte von $r^{(0)}$ und $z_1^{(0)}$ haben wir dann in der $t$-Ebene fast Figur 4. Nur wenn $t$ sehr klein oder sehr groß ist, ändert sich die Situation ein wenig. Es ist tatsächlich möglich, die Argumente der Zahlen $\varepsilon$ so zu wählen, daß wir die folgende Figur 5 erhalten.

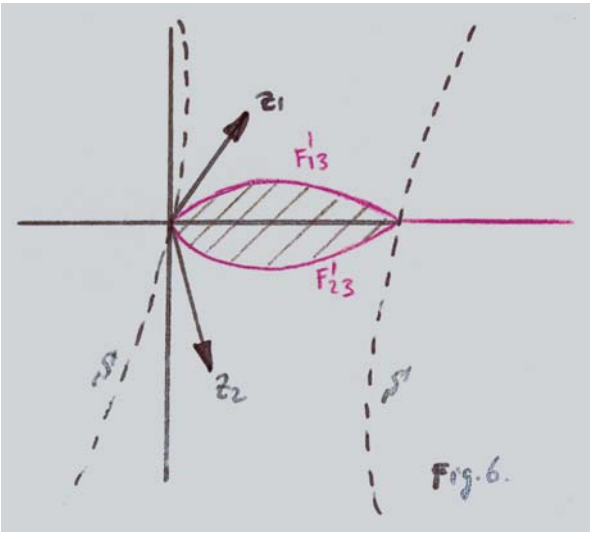



Das verbotene Gebiet bildet hier eine „Insel“, wenn $r^{(0)}$ einen positiven Imaginärteil hat. Wenn $r^{(0)}$ rechts von der Linie zwischen Origo und $z_1^{(0)}$ liegt, so verschwindet die Insel vollständig. Wir können also einen Integrationsweg einführen, der das verbotene Gebiet ganz einschließt und der so verschoben werden kann (wenn $r^{(0)}$ verändert wird), daß er ganz im Regularitätsgebiet liegt. Dies ist genau, was man nötig hat, um eine analytische Fortsetzung mit

Hilfe eines Cauchy-Integrals machen zu können. Wir haben also bewiesen, daß, wenn $\mathrm{Im}\, r > 0$, so ist der entsprechende Punkt erlaubt. Die neue Randkurve ist also

$$r = -\rho; \quad 0 < \rho < \infty\,. \tag{8}$$

Wenn man hier mit Hilfe von (6) zum $z$-Raum zurückrechnet, so findet man aus (8) genau dieselbe Gleichung wie (2), aber mit dem umgekehrten Vorzeichen des Parameters. Nennen wir diese Kurve $F'_{23}$, so ist es einleuchtend, daß man mit ähnlichen Transformationen $F'_{12}$ als neue Randkurve erhält, wenn $z_1$ und $z_2$ in derselben Halbebene und $z_3$ in der anderen Halbebene liegt usw. Statt Figur 3 erhalten wir also Figur 6, und statt der S-Kurve in der unteren Halbebene in Figur 1 und 2 haben wir dort die Kurve $F'_{12}$.



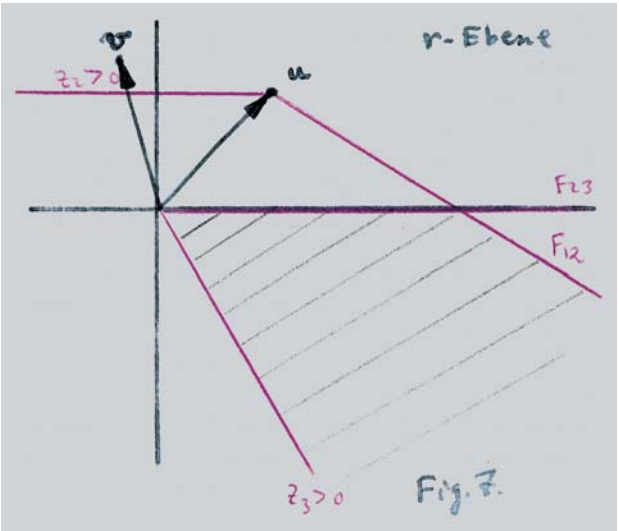

Bis jetzt haben wir eigentlich nur bewiesen, daß wir wenigstens zu diesen $F'$-Kurven fortsetzen können. Da diese Kurven aber keine neue Kante bilden, so definieren sie ein Regularitätsgebiet und sind also die Regularitätshülle des primitiven Gebietes, wenn nicht alle $z_k$ in derselben Halbebene liegen.

Jetzt müssen wir die $F$-Kante diskutieren. Hierzu haben wir andere Transformationen nötig. Wir schreiben zuerst

$$u = z_2 + r; \quad v = z_1 - u \tag{9}$$

$$r = \frac{1}{2}[z_1 - z_2 - z_3 + \sqrt{\lambda(z)}]\,.$$

Die erste und die letzte Gleichung ist dieselbe wie zuvor in (6), aber $v$ ist „neu“. Für $u$ und $v$ beide in der oberen Halbebene kriegen wir dann die $r$-Ebene in Figur 7.




Wir interessieren uns nur für den Fall, daß $v$ sich links von der Linie zwischen $u$ und Origo befindet. Das uns interessierende, verbotene Gebiet wird dann von den Kurven $F_{23}$ und $F_{12}$ begrenzt. Beide diese Kurven wie auch die $z_3$ und $z_2$ Verzweigungsschnitte sind gerade Linien. Die Linie, die $z_3 > 0$ entspricht, hat die „Richtung“ $u/v$, während $F_{12}$ von $u$ ausgeht und zu $u/(u+v)$ parallel ist. Wenn $v$ zur negativen, reellen Achse kommt, liegt die ganze $r$-Ebene in der Mannigfaltigkeit $F_{13}$, und wenn der Imaginärteil von $v$ negativ wird, so ist alles rechts von der Linie $z_3 > 0$ erlaubt. Wir passieren also dort die Kante zwischen $F_{13}$ und $F_{23}$ bzw. zwischen $F_{13}$ und $F_{12}$. Jetzt führen wir die $t$-Ebene durch

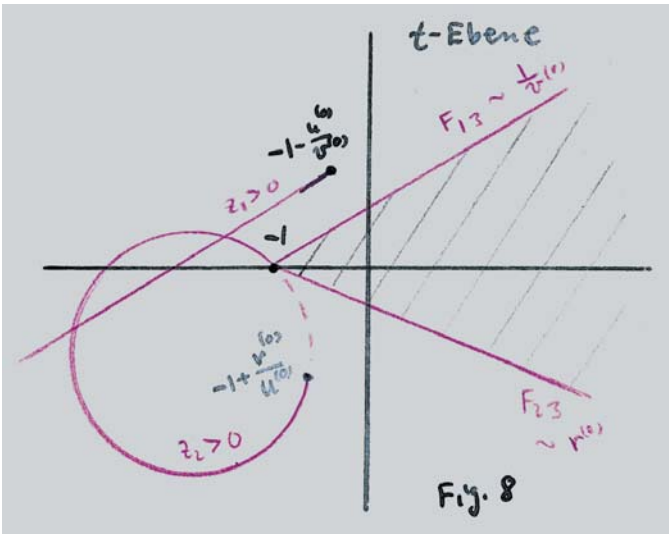
$$v = v^{(0)}(1+t)$$

$$r = \frac{r^{(0)}}{1+t} \tag{10}$$

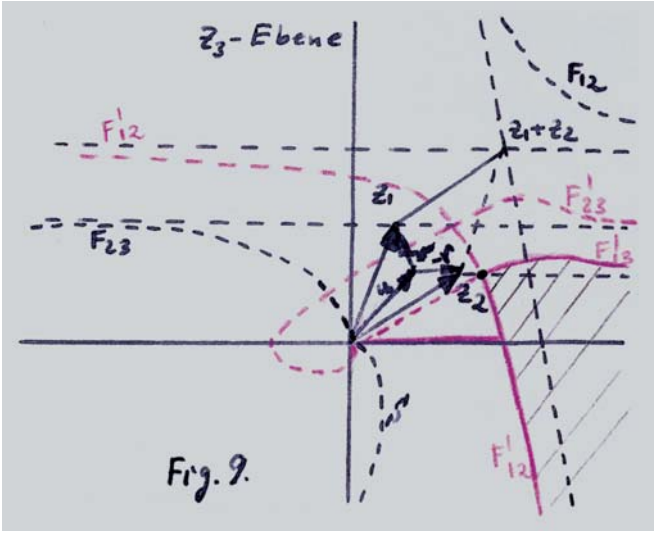
$$u = u^{(0)}$$

ein und erhalten hieraus Figur 8.

Die Kurven $F_{23}$ und $F_{13}$ sind gerade Linien, die von $-1$ ausgehen und die die Richtungen $r^{(0)}$ und $1/v^{(0)}$ haben. Die $z_1$ und $z_2$ Schnitte sind auch in der Figur eingezeichnet worden, während der $z_3$-Schnitt diesmal nicht gesehen wird. Das verbotene Gebiet befindet sich zwischen den Linien $F_{13}$ und $F_{23}$, wenn diese die in der Figur gezeigte Lage haben. Die Kurve $F_{12}$ ist nicht eingezeichnet worden. Sie ist recht kompliziert, aber wenn wir sie weglassen, so machen wir nur das verbotene Gebiet ein wenig größer, als es in der Wirklichkeit ist, und das stört hier nicht. Wenn $F_{23}$ oberhalb $F_{13}$ liegt, ist das Zwischengebiet erlaubt. Wir haben also hier im wesentlichen dieselbe Situation wie in Figur 4 und können wieder mit $\varepsilon$-Gliedern nach (7) unsere Funktion analytisch fortsetzen, wenn nicht




die Verzweigungsschnitte uns hindern. Dies geschieht, wenn $u$ positiv und reell wird, und wir haben mit Hilfe von (9) das Ergebnis, das wir wenigstens bis $F'_{12}$ fortsetzen können, wenn wir von einer Situation ausgehen, die der in Figur 7 dargestellten, relativen Lage von $u$ und $v$ entspricht. Für gegebene Werte von $z_1$ und $z_2$ können wir aber (vgl. Figur 9) immer $u$ und $v$ finden und wissen also, daß das Gebiet links von der Kurve $F'_{12}$ erlaubt ist. Dann können wir aber unter 1, 2 und 3 Permutationen ausführen und erhalten das Ergebnis, daß wir immer unsere Funktionen bis zu den Kurven $F'_{13}$ und $F'_{23}$ fortsetzen können. Hiernach haben wir die Situation in Figur 9.



Das Ergebnis, das wir wenigstens bis zu den $F'_{kl}$ fortsetzen können, ist, wie aus Figur 9 sofort ersichtlich ist, nicht das endgültige Ergebnis, denn wir haben hier immer noch eine oder mehrere Kanten.

In der Figur sieht man die Kante zwischen $F'_{13}$ und $F'_{12}$. Aus Figur 8 ist es auch wahrscheinlich, daß wir hier nicht die wirkliche Hülle erreicht haben, denn wenn $u^{(0)}$ reell und positiv ist, ist es nur der Endpunkt des Kreises $z_2 > 0$, der auf der Linie $F_{23}$ liegt. Nur in einem Punkt ist es also unmöglich, weiterzukommen. In Figur 4 fielen aber in der Grenze die zwei Verzweigungsschnitte mit der S-Kurve vollständig zusammen. Doch haben wir in Figur 9 ein ganz wesentliches Stück unseres Gebietes weggeschnitten (vgl. Figur 1), und das hilft für den nächsten Schritt. Jetzt machen wir die endgültige Transformation und schreiben

$$q = r - u - v; \quad s = -r$$

$$w = \frac{(u - r)(u + v)}{u}.$$

Für feste Werte von $q$ und $s$ sieht die $w$-Ebene wie in Figur 10 aus.

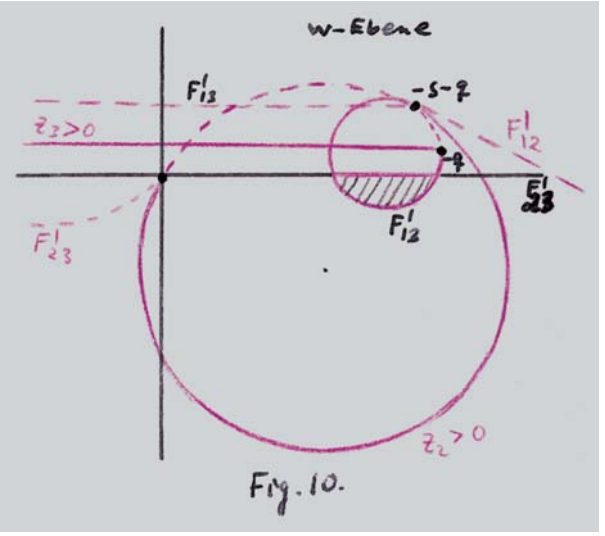


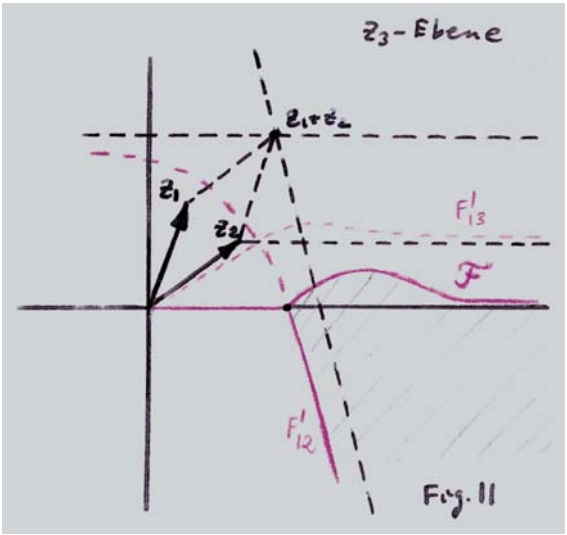
Fig. 10.

Hier ist nur das Gebiet innerhalb des Kreises $F'_{13}$ verboten. Dies ist ein isoliertes Gebiet, und für $\operatorname{Im} s > 0$ verschwindet das verbotene Gebiet vollständig. Wir können dann wieder einen Integrationsweg einführen und unsere Funktion fortsetzen, wenigstens wenn der Kreis $F'_{13}$ innerhalb des Kreises $z_2 > 0$ liegt. Die zwei Kreise fallen aber für $\operatorname{Im} q = 0$, $\operatorname{Re} q > 0$ zusammen, und wir haben das Ergebnis, das wir wenigstens bis zur Kurve $q = \rho$ oder

$$\rho^2 - \rho(z_1 + z_2 + z_3) + z_1 z_2 + z_1 z_3 + z_2 z_3 = 0; \quad 0 < \rho < \infty \tag{12}$$

fortsetzen können. Man kann leicht zeigen, daß die Fläche (12) immer innerhalb der Kurven $F'_{kl}$ liegt und daß also keine Kante mehr vorhanden ist. Die

analytische Hyperfläche (12) ist also die Regularitätshülle, wenn alle $z_k$ in derselben Halbebene liegen. Sie gibt zusammen mit (8) die Antwort der gestellten Frage. In Figur 11 ist die Fläche (12) ***F*** genannt und eingezeichnet worden.




Nach allen diesen Transformationen ist es uns also gelungen, die Regularitätshülle auszurechnen. Vielleicht gibt es andere Transformationen, die das Ergebnis schneller geben. Das ist durchaus möglich, aber wir sind doch recht stolz, daß wir schließlich die Antwort gefunden haben, auch wenn es sich zeigen sollte, daß es einfachere Wege gibt. Ich habe das Gefühl, daß die Situation im wesentlichen dieselbe ist, wie wenn man ein Integral ausrechnen soll. Die Mathematiker beweisen ganz allgemein, daß das Integral existiert usw., aber wenn man es wirklich ausrechnen will, kommt es darauf an, daß man eine zum Problem angepaßte Transformation findet, damit die zu integrierende Funktion nach der Transformation so einfach ist, daß man sie erkennt und das Integral ausrechnen kann. Hiermit will ich gar nicht sagen, daß wir jetzt alle Regularitätshüllen ausrechnen können, aber wir haben die Hoffnung, daß wir jetzt die entsprechenden Probleme bei der $n$-Punktfunktion wesentlich schneller als die Dreipunktfunktion lösen können. Zuerst wollen wir aber versuchen, eine allgemeine Darstellung für die in unserem Gebiet regulären Funktionen zu finden. Ich hoffe bald dazu zurückkommen zu können. Weiter haben wir ja auch die Hoffnung, daß es sich herausstellen soll, daß diese analytischen Funktionen, worauf wir so ungeheuer viel Zeit verschwendet haben, etwas mit der Physik zu tun haben. Das ist selbstverständlich die Hauptfrage, und die ist bis jetzt offen.

Viele Grüße Ihr sehr ergebener Gunnar Källén

P. S. U. a. Jost und Lehmann erhalten eine Kopie dieses Briefes G. K.

[1] In diesem Brief wurden geringfügige stilistische Änderungen stillschweigend vorgenommen.
[2] Vgl. Källén und Wightman (1958).

[3] Källén war sowohl bei der vom 15.–19. April tagenden Rochesterkonferenz als auch bei der am 28. April in Oberwolfach veranstalteten Arbeitstagung gewesen. Außerdem hatte er am 13. April in Zürich während einer Durchreise einen Seminarvortrag gehalten (vgl. den Brief [2601]).

## *XLIII Congresso Nazionale di Fisica Venezia-Padova, 22–28 Settembre 1957*

Nach der Fertigstellung der ersten großen Teilchenbeschleuniger war während der frühen 50er Jahre[1] eine solche Fülle neuer Teilchen und ihrer Umwandlungen entdeckt worden, daß den Theoretikern nun die Aufgabe zufiel, Ordnung in die nahezu unübersehbare Datenflut zu bringen. In der Zeitschrift *American Scientist* war im April und Juli 1949 eine Art „Literaturführer zur Physik der Elementarteilchen und der kosmischen Strahlung“ von J. Tiomno und J. A. Wheeler erschienen, worin auch schon erste Ergebnisse der mit den Teilchenbeschleunigern gewonnenen Daten enthalten waren.[2]

„High energy physics during most of the fifties was dominated by pion physics,“ erkärte Sylvan S. Schweber 1997 aus rückblickender Sicht,[3] „although cosmic rays experiments indicated the presence of new ‚strange‘ particles. Mesons were being produced with ever greater energy and intensity in the score of synchrocyclotrons and electron synchrotrons being built around the world. In 1953 the 3 GeV *Cosmotron* went into operation at *Brookhaven National Laboratory* and in 1956 the 6 GeV *Bevatron* at the *Berkeley Radiation Laboratory* came on line. During the first half of the decade theoretical attempts to explain pion-nucleon scattering and the nuclear forces were based on field theoretical models emulating QED. The success of QED rested on the validity of perturbative expansions in powers of the coupling constant, $e^2/\hbar c$, which is small, $\sim 1/137$. However, for the pseudoscalar meson theory of the pion-nucleon interaction, which in the early 1950s was believed to be the theory of the strong interactions, the coupling constant had to be large – of the order of 15 – for the theory to yield nuclear potentials that would bind the deuteron. No valid method was found to deal with such strong couplings. Furthermore it was clear that mesons theories were woefully inadequate to account for the properties of all the new hadrons being discovered.

Thus at the end of the 1950s QFT faced a crisis because of its inability to describe the strong interactions and the impossibility of solving any of the realistic models that had been proposed to explain the dynamics of hadrons. Efforts to develop a theory of the strong interactions along the model of QED were generally abandoned, although a local gauge theory of isotopic spin symmetry advanced by Yang and Mills in 1955 was to prove influential later on. There were two responses to the crisis. One was Chew’s *S*-Matrix program, which rejected QFT and attempted to formulate a theory that made use only of observables embodied in the *S*-matrix, the matrix elements of which were the amplitudes for the possible scattering processes. The program attempted to extract physical consequences using only such general properties as analyticity, crossing symmetry, unitarity, etc. without recourse to any dynamical field

equations. The other response to the crisis was to make symmetry considerations central. The progress in classifying and understanding the phenomenology of the ever increasing number of hadrons during the 1950s and 1960s was made not on the basis of a fundamental theory but by making use of symmetry principles and their associated group theoretical methods."

Vor diesem allgemeinen Hintergrund war vom 22.–28. September 1957 auch eine „International Conference on mesons and recently discovered particles" in Padua-Venedig einberufen worden, die Pauli im Anschluß an seine Israel-Reise besuchte. Die Eröffnungssitzung fand am Sonntag Nachmittag des 22. Septembers in der *Fondazione G. Cini* statt, einer Institution für Waisen und Findelkinder, die der italienische Graf Cini, in den Räumen eines alten Klosters auf der im Hafen von Venedig gelegenen Insel San Giorgio hatte einrichten lassen.[4] Den Vorsitz führte der Rutherfordschüler P. M. S. Blackett, der in den dreißiger Jahren zusammen mit dem italienischen Physiker Giuseppe Occhialini mit einer automatisch registrierenden Nebelkammer die Entstehung von Positronen durch Höhenstrahlen nachgewiesen hatte und jetzt zu den angesehensten britischen Forschern gehörte.

Während der ersten drei Tage wurden die Sitzungen dann in den Räumen der Universität von Padua veranstaltet, die letzten drei Tage kehrte man wieder nach Venedig zurück. Jede Sitzung begann mit einer größeren Zahl von Kurzreferaten während die letzte Sitzung mit längeren zusammenfassenden Übersichtsvorträgen beschlossen wurde.[5] Nach einem Abschiedsessen lud die Munizipalität von Venedig ihre Gäste zu einer Rundfahrt durch die Lagunen ein.

Paulis Assistent Charles Enz, der ebenfalls aus Zürich angereist war, stattete dem Schulrat am 4. Oktober folgenden *Konferenzbericht* ab:[6]

Bevor ich meinen Bericht über den internationalen Kongreß über Mesonen und neue Teilchen (Padua/Venedig, 22.–28. September 1957) beginne, möchte ich Ihnen für die großzügige Gewährung eines Beitrages an die Kosten meiner Teilnahme an diesem Kongreß meinen herzlichen Dank aussprechen.

Der erwähnte Kongreß vereinigte experimentell und theoretisch arbeitende Physiker aus West und Ost in sehr großer Zahl und war der sogenannten high energy physics gewidmet. Diese befaßt sich mit der Erzeugung (mit Hilfe der großen Beschleunigungsmaschine) und den Eigenschaften der Mesonen und neuen Teilchen, wobei als charakteristisches äußeres Merkmal die Zusammenarbeit verschiedener Institute in Amerika, Großbritannien und Europa zu erwähnen ist. Von diesen internationalen Teams kamen dann auch die meisten experimentellen Daten (Massenwerte, Lebensdauern, Wirkungsquerschnitte), und zwar zunächst in so verwirrender Fülle, daß der Außenstehende unmöglich einen Überblick gewinnen konnte. Glücklicherweise vereinigten sich die verschiedenen Teams noch während der Dauer der Konferenz zu regelrechten ‚Datenbörsen', so daß in der Schlußsitzung die neuesten und ‚weltbesten' Daten von zusammenfassenden Referaten entgegengenommen werden konnten.

Mit einiger Spannung blickte man den Referaten der russischen Physiker entgegen, nicht zuletzt deshalb, weil ja im vereinigten Kernforschungsinstitut (‚Ost-CERN') in Dubna bei Moskau die vorläufig größte Maschine in Betrieb genommen worden ist.[7] Solche Erwartungen erwiesen sich jedoch noch als verfrüht.

Auf dem Gebiete der Theorie bot die Konferenz wenig bemerkenswert Neues, was natürlich daran liegt, daß die high energy physics im Begriffe ist, in eine ganz neue Welt

vorzustoßen, von der man empirisch noch viel zu wenig weiß. Nichts destoweniger war für den Schreibenden der persönliche Kontakt mit vielen ‚gleichgesinnten' Theoretikern von unschätzbarem Wert.

Ich begrüße Sie, sehr geehrter Herr Präsident, mit dem Ausdruck meiner vorzüglichen Hochachtung Ch. Enz

Was Enz hier nicht erwähnte, war ein theoretischer Beitrag von E. C. G. Sudarshan und R. E. Marshak[8] über die Natur der Vier-Fermionen-Wechselwirkung, der dann wesentlich zur Aufklärung der widersprüchlichen experimentellen Ergebnisse über die Kopplungsverhältnisse bei der schwachen Wechselwirkung beitragen sollte.[9]

Pauli hatte diesmal kein Referat übernommen. Er nutzte die Tagung vor allem zu Gesprächen, besonders mit Heisenberg,[10] der während der 9. Sitzung nochmals die Grundgedanken seiner Spinortheorie der Elementarteilchen entwickelt hatte.[11] „Wolfgang war sehr optimistisch," urteilte Heisenberg, „teils weil er sich in den mit den Neutrinos zusammenhängenden mathematischen Strukturen besonders gut auskannte, teils weil er aus den Ergebnissen unserer früheren Diskussionen in der ‚Schlacht von Ascona' die Hoffnung schöpfte, daß relativistische Quantenfeldtheorien ohne mathematische Widersprüche konstruiert werden können. Er war besonders fasziniert von dem erwähnten Prozeß der Verdopplung oder Zweiteilung, der, wie er glaubte, für das Auftreten der Rechts-Links-Symmetrie verantwortlich gemacht werden könne – obwohl man einstweilen noch keine konkrete mathematische Formulierung dafür angeben konnte. Die Zweiteilung sollte der Natur in einer noch zu untersuchenden Weise die Möglichkeit geben, nachträglich eine neue Symmetrieeigenschaft einzuführen. Wie die Störung der Symmetrie dann hinterher zustande käme, darüber hatten wir damals noch viel weniger klare Vorstellungen als über die Zweiteilung. Immerhin tauchte in unseren Gesprächen gelegentlich der Gedanke auf, daß die Welt im Ganzen, also der Kosmos, nicht symmetrisch zu sein braucht gegenüber den Operationen, unter denen die Naturgesetze invariant bleiben; daß also die Symmetrieverminderung möglicherweise auf die Unsymmetrie des Kosmos zurückgeführt werden könne. … Ich fragte Wolfgang einmal, warum er auf diesen Prozeß der Zweiteilung so großen Wert lege, und erhielt etwa folgende Antwort:

In der früheren Physik der Atomhülle hat man noch von anschaulichen Bildern ausgehen können, die aus dem Repertoire der klassischen Physik stammen. Das Bohrsche Korrespondenzprinzip behauptete gerade die wenn auch begrenzte Anwendbarkeit solcher Bilder. Aber auch in der Atomhülle ist die mathematische Beschreibung dessen, was geschieht, dann erheblich abstrakter gewesen als die Bilder. Man kann sogar ganz verschiedene, einander widersprechende Bilder, wie Teilchenbild und Wellenbild, dem gleichen wirklichen Sachverhalt zuordnen. In der Physik der Elementarteilchen aber wird man mit solchen Bildern praktisch gar nichts mehr anfangen können. Diese Physik ist noch viel abstrakter. Für die Formulierung der Naturgesetze in diesem Gebiet wird es also kaum einen anderen Ausgangspunkt geben können als die Symmetrieeigenschaften, die in der Natur verwirklicht sind, oder, um es anders auszudrücken, die Symmetrieoperationen (zum Beispiel Verschiebungen oder Drehungen), die den Raum der Natur erst aufspannen. Aber dann kommt man unweigerlich zu der Frage, warum es gerade diese Symmetrieoperationen gibt und keine anderen. Der Prozeß der Zweiteilung, den ich mir

vorstelle, könnte hier weiterhelfen, weil er den Raum der Natur in einer vielleicht ungezwungenen Weise erweitert und damit die Möglichkeit für neue Symmetrien schafft. Man könnte sich im Idealfall denken, daß alle wirklichen Symmetrien der Natur durch eine Folge von Zweiteilungen zustande gekommen sind.

Die eigentliche Arbeit an diesen Problemen konnte natürlich erst nach der Rückkehr von der Konferenz beginnen.

Bei diesen Diskussionen notierte Heisenberg offenbar die folgenden Formeln auf einem Zettel, den Pauli nach Zürich mitnahm und bei späterer Gelegenheit wieder hervorholte.[12]

*W. Heisenberg*

Beweis für die Nichtexistenz diskreter stationärer Zustände im Hilbert-Raum I.

Für die Wellenfunktion muß gelten: (Gleichung 122 der Arbeit)[13]

$$\varphi(k_1 \dots k_{z-1}) h^+(E - \sum_i^{z-1} \omega_i)$$

$$= -\frac{1}{4\pi} \int \frac{dk_z}{\sqrt{2\omega_z}} \sum_1^z (\omega_i - E - i\gamma) \sum_{i=1}^{z-1} \frac{\varphi(k_1 \dots k_{i-1} k_{i+1} \dots k_z}{\sqrt{2\omega_i}} .$$

Für Zustände im Hilbertraum I muß gelten

$$E_0 + (z-1)m_\theta \leq E < z m_\theta .$$

$E$ muß reell sein.

Dann kann man $i\gamma$ weglassen und setzen

$$\frac{1}{\sum_1^z \omega_i - E} = \int d\alpha e^{-\alpha(\sum_1^z \omega_i - E)} .$$

Ferner kann man $h^+$ durch $h$ ersetzen. Multipliziert man die erste Gleichung mit $\varphi^*(k_1 \dots k_{z-1})$ und integriert über $dk_1 \dots dk_{z-1}$, so ergibt sich:

$$\int dk_1 \dots dk_{z-1} |\varphi(k_1 \dots k_{z-1})|^2 h(E - \sum_1^{z-1} \omega_i)$$

$$= -\frac{1}{4\pi} \int d\alpha e^{\alpha E} \sum_{i=1}^{z-1} \int dk_1 \dots dk_{i-1} \dots dk_{i+1} \dots dk_{z-1} e^{-\alpha(\sum_{l-1}^{1} \omega_i + \sum_{l+1}^{z-1} \omega_i)} |\chi^2|,$$

wobei

$$\chi = \int dk_l e^{-\alpha\omega_l} \frac{1}{\sqrt{2\omega_l}} \varphi(k_1 \dots k_{z-1}).$$

Die linke Seite ist stets positiv, die rechte stets negativ. Also ein Widerspruch, also kann es keine “gebundenen„ stationären Zustände im Hilbertraum I geben.

[1] Mit dem 1952 fertiggestellten *Cosmotron* in Brookhaven konnten Protonen bis zu 3 GeV beschleunigt werden. Das *Bevatron* in Berkeley (1954) und der Beschleuniger in Dubna (1957) erzielten bereits 6,2 GeV- bzw. 10 GeV-Protonen. Das für 1959 geplante Proton-Synchrotron des CERN sollte sogar 28 GeV Protonen erzeugen können. Aber auch verschiedene amerikanische Universitäten wie Harvard, Rochester, Columbia (New York), Chicago, Cornell, Princeton und das *Carnegie-Institute* in Pittsburgh betrieben eigene Beschleunigungsanlagen. Siehe hierzu M. S. Livingston [1969] und die Zusammenstellung der Beschleuniger-Literatur von John P. Blewett (1966). Siehe hierzu auch Geoffrey F. Chews Bericht (1964).
[2] Siehe Klaus Futscher (1949).
[3] Schweber (1997, S. 610).
[4] Pauli wohnte zusammen mit Heisenberg und einigen anderen der prominenteren Gäste in den prächtigen Räumen, die sich im ersten Stock des Klosters befanden (siehe hierzu die Beschreibung bei Heisenberg in *Der Teil und das Ganze* [1969, S. 269f.]).
[5] Die *Comunicazioni* der *Padua-Venedig-Konferenz* [1958] wurden im folgenden Jahre durch die *Societá Italiana di Fisica* veröffentlicht.
[6] Auch abgedruckt in Enz, Glaus und Oberkofler [1997, S. 300].
[7] Vgl. hierzu den Bericht von Robert Jungk [1969, S. 192f.] in seinem Buch *Die große Maschine*.
[8] Sudarshan und Marshak (1957b).
[9] In einem Beitrag zum Fermilab-Symposium erklärte Sudarshan (1989, S. 488): „In the paper written up for the forthcoming Padua-Venice conference on mesons and newly discovered particles in September, we identified four experiments as the best candidates to be in error and in need to be redone. … Of these, the $^6$He experiment was old. Others were new. Some were by quiet people, and some were by very unquiet people, but all people of proven ability. So it was quite hazardous to point out to such experiments as being wrong. Fortunately for us all, the experiments were repeated within a period of eighteen month, and the new results endorsed the V-A theory."
[10] Vgl. die Hinweise in den Briefen [2701 und 2767].
[11] Vgl. Heisenberg (1957c).
[12] Auf diesen „Zettel aus Venedig" bezieht sich offenbar Paulis Bemerkung im Brief [2767] vom 2. Dezember. Dieser Zettel befand sich zusammen mit dem Brief [2698] im *Pauli-Nachlaß* 4/90-91.
[13] Vgl. Heisenberg (1957b, S. 558) und den Brief [2698].

## [2701] Pauli an Källén

Zürich, 1. Oktober 1957

Lieber Herr Källén!

Dank für Ihre Briefe vom 15. September nach Padua und vom 20. September nach Zürich.[1] Meine Antwort – besonders auf den letzteren – wird Sie vermutlich enttäuschen.

Mir ist das wesentliche die „Hauptfrage", die erst am Schluß des Briefes gestreift wird: Hat Ihre Mathematik „etwas mit der Physik zu tun"?

Nun, *ich glaube es nicht!* Solange Sie mir nicht das Gegenteil (daß es etwas mit Physik zu tun hat) bewiesen haben, lese ich Ihren Brief *nicht* und lege ihn „aufs Eis"! Ich glaube, daß Ihre mathematische Frage wohl richtig beantwortet sein mag – die Experten werden das wohl bald herausfinden – aber ich glaube, daß die *Frage* (nicht: die Antwort!), vom Standpunkt der Physik aus gesehen, „falsch" ist. Ich kann mir nicht denken, daß Sie auf diese Weise dem Beweis Ihrer eigenen Vermutung (Bornsche Näherung richtig für hohe Energien für alle Prozesse) auch nur um einen Schritt näherkommen!

Ich glaube *deshalb*, daß Ihre mathematische Frage *nichts* mit Physik zu tun hat, weil zu wenig von den physikalischen Voraussetzungen der Feldtheorie in

die Fragestellung eingeht. Insbesondere scheint mir das unendliche Gleichungssystem, das die Unitarität der $S$-Matrix ausdrückt, wesentlich auch für den Bereich der analytischen Fortsetzbarkeit. Ihre Voraussetzungen sind so schwach, daß ich mir nicht denken kann, daß aus ihnen allein irgend etwas folgt, was auch nur annähernd von physikalischem Interesse sein kann. (Wenn Sie eine allgemeine Darstellung für die in Ihrem Gebiet regulären Funktionen finden werden, wird sich das wahrscheinlich bald herausstellen!) Es ist ja da auch noch das Jostsche Beispiel.[2] Hiermit stelle ich Ihren Brief vom 20. September für einen späteren Zeitpunkt zurück.

---

Heisenberg war auch in Venedig-Padua und er sagte, daß der Brief vom 15. September,[3] den ich dort erhielt, überholt sei. Er habe Ihnen auch inzwischen wieder geschrieben.

Ihn interessieren nur diejenigen Lösungen, die für die Energie $E_0$ der herausgehenden $V$-Teilchen, bei der $h(z)$ eine Doppelwurzel hat, nur einen einfachen, keinen Doppelpol haben. Je nach dem Wert $E$ der Gesamtenergie haben dort die $N$- und $\theta$-Teilchen unter Umständen *komplexe* Impulse (analytische Fortsetzung). Heisenberg hat aber ein Rezept, wonach die Lösungen mit Doppelpol in die Beschreibung der „physikalischen" Streuprozesse nicht eingehen.

Nun sagt Heisenberg, er könne beweisen, daß für

$$E_0 + (z-1)m_\theta \leq E < zm_\theta \tag{1}$$

es keine diskreten stationären Zustände geben könne, die nur einen einfachen Pol (bei $E_0$ für $V$-Teilchen) haben! Dann hat er alles bewiesen, was er für seine Rezepte braucht. Interessieren würde mich, was nach diesen Methoden folgt, wenn man nicht von vornherein die Doppelwurzel annimmt, sondern *einfache* Pole (wie bei uns) betrachtet. Heisenberg sagt, die Lösung habe für diskrete Zustände *immer* einen Doppelpol (für eventuell komplexe Impulse der $\theta$-Teilchen), wenn (1) *nicht* erfüllt ist. Gegen die letztere Behauptung haben Sie, soviel ich weiß, nie Einwände erhoben. Und wenn (1) erfüllt ist, gibt es nach Heisenberg keine „zugelassene" Lösung.

---

Es bleibt also – entgegen Ihrem Brief nach Padua[4] – der Standpunkt meines letzten Briefes fortbestehen! Ihre beiden letzten Briefe bringen meines Erachtens *keine* Frage, die mich interessiert (oder die für die Physik von Belang ist), der Antwort näher!

Viele Grüße, in der Hoffnung auf eine „bessere" Zukunft Ihr W. Pauli

[1] Vgl. die Briefe [2699 und 2700].
[2] Vgl. Jost (1958).
[3] In unserer Sammlung befindet sich nur ein Brief [2698] vom 13. September 1957. Ebenso fehlt das hier von Pauli erwähnte Antwortschreiben.
[4] Vgl. Källéns Brief [2700] vom 20. September.

## [2702] Pauli an Pallmann[1]

Zürich, 4. Oktober 1957

Sehr geehrter Herr Präsident!

Auf Ihre Verfügung vom 24. Mai zurückkommend, möchte ich hiemit berichten, daß ich wie vorgesehen an dem Internationalen Kongreß über Kernstruktur in Rehovoth (Israel) vom 9.–16. September teilgenommen habe.[2] Es waren die besten Fachleute aus den beiden Gebieten der $\beta$-Radioaktivität und des Schalenmodells der Kerne aus den verschiedensten Ländern anwesend. So war die Möglichkeit einer überaus regen Diskussion und des Austausches von Ideen ermöglicht, und es war mir sehr wichtig, dabei anwesend zu sein. Erfreulicherweise war die Schweiz an dem Kongreß stark vertreten.[3] Zu Ihrer Information lege ich Ihnen noch ein Programm der Konferenz bei.

Mit vorzüglicher Hochachtung W. Pauli

Beilagen

## Anlage zum Brief [2702]

Zürich, 14. Oktober 1957[4]

### Korreferat zur Doktorarbeit von Paul Erdös[5]

*Die künstliche Alphaaktivität gamma-angeregter Atomkerne*

In der experimentellen Arbeit werden Relationen neu entdeckt, bei denen durch energiereiche $\gamma$-Strahlen $\alpha$-Teilchen aus dem Kern emittiert werden, bei höheren Energien zusammen mit einem Neutron. Mit besonderer Berücksichtigung der schweren Kerne wurde die Ausbeute bestimmt, wobei sich zeigt, daß die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes von der Gammaenergie einen resonanzartigen Verlauf hat. Die Resonanzenergie braucht dabei nicht notwendig mit derjenigen des Photoneneinfanges zusammenzufallen.

Außer der Bestimmung der Energiespektren der aus Cl und Br emittierten $\alpha$-Teilchen ist die Ermittelung der Abhängigkeit der integrierten Wirkungsquerschnitte der $(\gamma, \alpha)$ Reaktionen von der Kernladung von besonderem Interesse. Entgegen früheren Annahmen nehmen die $(\gamma, \alpha)$-Ausbeuten von Z = 50 an nicht merklich ab (siehe Fig. 18, p. 59).

Ich möchte die originelle und gründliche Arbeit der Konferenz zur Annahme als Dissertation aufs Beste empfehlen. W. Pauli

[1] Auch abgedruckt bei Enz, Glaus und Oberkofler [1997, S. 299].
[2] Vgl. den Kommentar zum Brief [2698].
[3] Auf der bei dieser Gelegenheit angefertigten Aufnahme von den Kongreßteilnehmern sind u. a. W. Pauli, H. H. Staub, K. Alder, P. Erdös und P. Preiswerk zu sehen.
[4] Das vorliegende Gutachten von Pauli wurde aus chronologischen Gründen an dieser Stelle eingefügt. Es ist auch bei Enz, Glaus und Oberkofler [1997, S. 300] abgedruckt.
[5] Paul Erdös (geb. 1930), später Professor für theoretische Physik an der Universität Lausanne, hatte seine Dissertation unter Paul Scherrers Leitung angefertigt. Pauli wurde bei der Promotion

als Korreferent hinzugezogen. Vgl. auch den von Erdös, Scherrer und Stoll (1957) veröffentlichten Bericht über die durch Erdös am Betatron des Kantonsspitals in Zürich durchgeführten Messungen.

## [2703] Pauli an Fierz

Zürich, 7. Oktober 1957

Lieber Herr Fierz!

Besten Dank für den Ausschnitt aus den Turba philosophorum[1] und für Ihre Briefe vom 4. und 5. Zu letzterem kann ich mich sehr kurz fassen: über die Zusammensetzung der Drehungen, mit besonderer Berücksichtigung der Quaternionen, steht alles im Buch von *F. Klein* und *A. Sommerfeld*. Theorie des Kreisels. (Dieses Werk lag ja implizite auch meiner Spinorarbeit von 1927 zugrunde.)[2]

Bei dieser Gelegenheit möchte ich auf eine andere Frage zurückkommen, die Sie beim Hock in der Kronenhalle aufgeworfen haben: die Besetzung einer neu zu schaffenden Stelle in Basel. Da möchte ich Ihre Aufmerksamkeit nämlich besonders auf *Schafroth* richten. Ich habe ihn jetzt wieder in Venedig-Padua gesehen (übrigens traf ich dort auch Verde) und ich glaube, er würde gerne wieder in die Schweiz kommen; Australien ist doch auf die Dauer nicht befriedigend. Auch ist er gar nicht auf die Festkörperphysik festgelegt, er hält jetzt das Thema Supraleitung für erschöpft und hat ja früher (siehe seine Dissertation) auch über Feldquantisierung gearbeitet. Auch ist Herr Blatt keineswegs ein idealer Mitarbeiter. Es ist möglich, daß das Batelle-Institut in Genf auch um Schafroth werben wird, aber da könnte Basel durchaus konkurrieren, wenn es sich um ein Extraordinariat handelt.

Dagegen scheint mir Enz, in etwa einem Jahr, noch zu jung für ein Extraordinariat und ich glaube, wenn er später von mir weggeht, sollte er lieber mit einem Forschungs-Stipendium ins Ausland gehen, wo er (ganz im Gegensatz zu Schafroth und Thellung) noch nie gewesen ist.

Einen Seminar-Vortrag über Heisenberg-Lee Modell habe ich in Aussicht genommen.[3]

Viele Grüße Ihr W. Pauli

[1] Dieses von Julius Ruska [1931] herausgegebene alchemistische Werk war auch häufig von Jung in seinem Buch *Psychologie und Alchemie* herangezogen worden.

[2] Siehe hierzu Paulis Ausführungen (Band **IV**/3, S. 402) in seinem Schreiben [2183] *An Hermann Weyl zum 9. November 1955*.

[3] Dieser Vortrag fand am 25. November statt. Vgl. hierzu auch die Bemerkung im Brief [2727] und die Anlage zum Brief [2754].

## [2704] Pauli an Sambursky[1]

[Zürich], 7. Oktober 1957

Lieber Herr Sambursky!

Der 18. September war ein denkwürdiger Tag, an dem ich den Sonnenaufgang in Jerusalem und den Sonnenuntergang auf der Akropolis in Athen gesehen habe.[2] Ich dachte viel an die Beziehung dieser beiden Welten und auch daran, wie die ersten christlichen Apostel aus Judäa dorthin kamen. Das war ja aber keineswegs die einzige Beziehung zwischen diesen Welten, eine andere ist auch Ihr Buch über die Wissenschaften der alten Griechen,[3] das ich inzwischen mit viel Vergnügen zu Ende gelesen habe. Auch die von Ihnen empfohlene Kirche in Daphni mit der byzantinischen Kunst[4] habe ich ausführlich gesehen. An diesem Ort war übrigens abends ein populäres Weinlese-Fest, das mir Spaß gemacht hat. Man kauft für 5 Drachmen eine Karaffe und kann diese beliebig oft an den verschiedensten Fässern mit Wein füllen. Ich mischte mich unter das Volk, obwohl ich mit der Sprache einige Mühe hatte (so heißt das Wasser nicht mehr *υδορ*, der Wein jedoch – abgesehen vom ersten Buchstaben – immer noch *οινος*). Es waren meist einfache Leute, doch gesellte sich später eine vornehmere ältere Dame zu uns, die Sprachen studiert hatte und deutsch konnte. Dieser wurde ich von den Männern als *ξενος* vorgestellt, ein Wort, das ich gut verstand. Zum Schluß sah man auf einer Bühne Tänze. Die Stimmung war angenehm fröhlich, ich sah niemanden, der betrunken war – und wie galant waren die einfacheren Männer mit der älteren Dame.

Das soll aber nur die Einleitung zu Ihrem Buch sein. Am meisten neu war mir daran die ausführliche Behandlung der Stoa in den Kapiteln VI „The world of the Continuum“ und VII „The Interdependence of Things“. Daß das Pneuma – das laut Apostelgeschichte wehet, woher es will – der Vorläufer unseres Feldbegriffes ist, das ist sehr schön bei Ihnen herausgekommen. Es ist mir schon lange klar, daß *alle* unsere physikalisch-naturwissenschaftlichen Begriffe von mythologischen Vorstellungen abstammen, die *später* empirisch korrigiert wurden.[5]

Die Geschichte der Paradoxa von Zeno[6] ist allerdings mit dem Limesbegriff *nicht* zu Ende, sondern setzt sich fort in der „Grundlagenkrise“ der Mathematik (die Kontroverse Hilbert-Brouwer spielte in meinen Studententagen). Dies ist auch die Antwort von *H. Weyl* gewesen.[7] Das Paradoxon heißt heute „alle“ und „es gibt“, auf eine *unendliche* Menge angewandt. Insofern besteht das Paradoxon auch bei konvergenten Folgen. Nie werde ich vergessen, wie 1920 im Hofgarten-Café (Stammlokal der Mathematiker) in München[8] der unvergeßliche Zermelo die bissige Bemerkung machte: „auf die kritische Richtung Weierstraß folgt nun die ‚kritische‘ Richtung Brouwer-Weyl.“ Weyl hat sich allerdings von Brouwer bald wieder getrennt. Der Geist Zenos schwebte über dem Kaffee! (Von all den genannten ist nur noch Brouwer am Leben – irgendwo in Holland auf dem Lande.)[9]

Meine Kenntnisse über die Stoa sind sehr ungenügend: einmal fand ich bei einem Antiquar ein verschmiertes Exemplar eines Buches „Die Stoa, von Paul Barth, 4. Auflage 1922“,[10] in einem Stuttgarter Verlag erschienen. Der Autor unterzeichnete die Vorworte mit „Leipzig“, 1. Auflage 1902. Das

ist alles, was ich von ihm weiß. Das Buch ist *nicht* vom Standpunkt der Naturwissenschaften geschrieben, behandelte aber auch die spätere Stoa (Seneca, Marc Aurel) und ihre Nachwirkungen (besonders in der Philosophie). Ich glaube daraus entnehmen zu können, daß die Begriffe *ειμαρμενη* = fatum einerseits, providentia andererseits sich später getrennt haben, indem die letztere immer mehr „gut" wurde. Eine mir persönlich sehr unsympathische Entwicklung, die ihre Parallele im Übergang von Jahwe zum „lieben" Gott des Christentums und des neuen Testamentes hat.

Ähnlich im Neuplatonismus: Plotin identifiziert *το εν* mit *το αγαδον*. Bei Plato ist über den *guten θεος* noch der *αναγκη* gesetzt.[11] Bei den späteren Stoikern ist ersterer die Vorsehung, letztere das fatum.

Im letzten Kapitel Ihres Buches[12] ist die auf dem Postulat der Wiederholbarkeit basierte, weil auf das Auffinden von Gesetzmäßigkeit ausgerichtete experimentelle Tätigkeit des heutigen, vom Kosmos abgetrennten Naturforschers – im Gegensatz zur Einstellung der alten Griechen – schön und klar herausgekommen. Bei mir scheint das aber mehr mit einer kritischen bzw. konflikthaften Einstellung zu den Naturwissenschaften (und insbesondere auch zur Technologie) verbunden wie bei Ihnen. Der in meiner Schrift über Kepler[13] u. a. dargestellte Konflikt Kepler-Fludd ist *mein eigener* Konflikt. Aber mit Recht sagte mein Freund Panofsky (Kunsthistoriker in Princeton, Vater des Physikers) zu mir: „Sie können Ihren Kepler nicht mit den fluctibus* ausschütten!"[14]

Diese Schrift über Kepler entstand bei mir in der Zeit, als durch die Atombombe starke Zweifel an der ethischen Grundlage des naturwissenschaftlichen Zeitalters geweckt wurden. Und es fragt sich ja, ob die alten Griechen nicht ganz recht hatten mit ihrer Ablehnung der Technologie. Aber diese Frage ist wohl zwecklos, Naturwissenschaft *und* Technik sind selbst ein fatum, und niemand kann sich ihnen entziehen. Da gibt es kein „Vorbei", nur ein „Hindurch"!

*Aber*: es konstellierte sich bei mir immer deutlicher ein ganzheitlicher Gegenpol gegenüber den Naturwissenschaften, der mit-assimiliert, mit-aufgenommen sein will: eine *synthetische* Forderung! Dieser erscheint in meiner Keplerschrift als alchemistische Physik mit kabbalistischem Einschlag (Luria).[15]

Ich habe später (1955) dieses allgemeine Problem noch einmal, so gut ich konnte, dargestellt in meinem Mainzer Vortrag „Die Wissenschaft und das abendländische Denken".[16] Ein Sonderdruck davon ist, neben mehreren anderen Sonderdrucken, bereits an Sie abgegangen. Darum legt auch Ihr letztes Kapitel den Finger eben auf die alte Wunde und ist geeignet, mich als Modernen unwohl und schwach fühlen zu lassen! Ich glaube an eine Gegensatzvereinigung in der Zukunft, die dann auch der „Rückseite" des Rationalismus und der Naturwissenschaften den Giftstachel ausziehen wird! Der „Wille zur Macht" muß durch den Eros, die Liebe, kompensiert werden.

Dies führt mich nun zum Schluß dieses Briefes. Da ich in diesem aber in der Sprechweise der „experimentellen Dämonologie"[17] von Jahwe reden möchte, bin ich Ihnen vorerst noch einen philosophischen Kommentar, zugleich als Abgrenzung gegenüber dem „schwarzen Kreml", schuldig.

Im Gegensatz zu den monotheistischen Religionen – aber im Einklang mit der Mystik aller Völker, einschließlich der jüdischen Mystik – glaube ich, daß die letzte Realität *nicht* persönlich ist. So ist es auch in der Vedantaphilosophie, und

so ist das Tao der Chinesen, das Nirwanah des Buddhismus, *το εν* Plotins, die Gottheit Meister Eckharts und das En-Sof** der jüdischen Mystik, der „Wille“ (Wortwahl nicht sehr glücklich) Schopenhauers.[18]

Daneben gibt es aber, auf niedrigerer Stufe, die persönlichen Götter oder Dämonen im Plural, die relativ-real zu den Menschen, d. h. Figuren des Unbewußten, Abbilder psychischer Faktoren im Menschen (relativ zu deren Bewußtseins-Einstellung) sind. Wir haben den persönlichen Ishiwara bei Sankara, den Nous Plotins, den persönlichen Gott bei Eckhart[19] als „vorletzte“ Realitäten. Es ist die Aufgabe des Menschen, durch persönlichen Umgang mit diesen Gestalten, sie zu *irrealisieren* (Yoga-Lehre).

In diesem Sinne nun ist Jahwe für mich ein lokaler Dämon, der seine Wirksamkeit speziell in Israel entfaltet. Wie hat er sich nun mir gegenüber verhalten? Er war verhältnismäßig milde, er hat mich nur sanft auf das linke Ohr geschlagen. (N. B. Gedenken wir an dieser Stelle voll Mitleid unseres Freundes I. I. Rabi, den er aufs Herz geschlagen hat.[20] Offenbar ist er in diesem Falle auf Onkel Sam eifersüchtig. Er will, daß Rabi seine verschiedenen außerwissenschaftlichen Jobs aufgibt und insbesondere die intellektuelle Behütung Eisenhowers anderen überläßt.)

Ja, das kam so: Schon das Vergnügen des letzten Abendessens mit Ihnen und Ihrer Frau war mir durch Spannungen und Schmerzen im linken Ohr etwas beeinträchtigt. In Israel und Athen hatte ich keine Zeit dafür, als aber in Padua, bei dem zweiten Kongreß, der Zustand nicht besser wurde, ging ich in die Universitäts-Ohrenklinik, und der Doktor sagte – zu meiner Überraschung – ich hätte eine Mittelohrentzündung. Diese kuriert man heutzutage durch Schlucken von Antibiotika, und in 6 Tagen (als der Kongreß zu Ende war) war sie auch ganz weg, wie der Doktor vorausgesagt hatte.

Nun dachte ich während dieser 6 Tage darüber nach, was Jahwe wohl auf diese Weise ausdrücken will? Links ist das Herz, daher die Emotion, das Gefühl, das Unbewußte. Was ich mit dem linken Ohr höre, soll daher auch innen richtig aufgenommen werden. Da erinnerte ich mich, wie bei jenem Abendessen im Hotel King David[21] Ihre Frau zu mir sagte – und sie saß links von mir – die Kleine (Ihre Tochter) hätte die Frage gestellt, warum gibt es Zionisten, die nicht da (d. h. nicht in Israel) sind? Nachträglich habe ich noch stark darauf reagiert, und als das Ohr gesund war, da hatte ich eine schöne Hoffnung aus Israel mitgebracht: daß Ihre Tocher es *nie* verstehen wird!

Nochmals herzlichen Dank und alles Gute an Sie und Familie  Ihr W. Pauli

## Anlage zum Brief [2704]

### Sambursky an Franca Pauli[22]

Jerusalem, 10. März 1959

Sehr verehrte Frau Pauli!

Vielen Dank für Ihre Zeilen. Ich glaube, Sie haben mit Ihrer Vermutung, daß Israel ein wesentliches Erlebnis für Ihren Mann war, völlig recht. Das geht zunächst aus den ersten der drei Briefe hervor, die ich von ihm erhalten habe

und dessen Kopie ich beilege (die Kopien der beiden andern fertige ich in einigen Tagen an und schicke sie dann gleich an Sie).[23] Das war mir aber ferner ganz klar geworden durch die Gespräche, die wir hier in den Straßen Jerusalems geführt hatten. Paulis stark ausgeprägter Sinn für psychologische Vorgänge und geschichtliche Zusammenhänge klärten hier, auf dem Boden Israels, mit einem Schlage für ihn das Wesen des jüdischen Volkes und seine eigenen Bindungen zum Judentum auf. Er erzählte mir, wie er in seiner Kindheit und Jugend im Hause seines Vaters, der sich vom Judentum losgesagt hatte, systematisch zur Verdrängung aller jüdischen Bindungen erzogen wurde. Das Wort „Jude“ war verpönt und eine Art Schimpfwort. Es war der typische Weg vieler assimilierter Familien. Durch das Studium der jüdischen Mystik hatte er in den letzten Jahren wieder Interesse an jüdischen Dingen bekommen, und die Begegnung mit Juden in Israel, ungebrochenen und innerlich freien Menschen in ihrer alten, historischen Umgebung, war ihm auch der Sinn des Zionismus klar geworden. Der letzte Teil des Briefes ist ja eine zionistische Konfession von überwältigender Wirkung!

Dieser Brief ist überhaupt der bedeutendste, den ich je in meinem Leben erhalten habe. Ich will einige erläuternde Bemerkungen dazu machen. Ihr Mann geht dort u. a. auf mein Buch ein (The Physical World of the Greeks), das ich ihm hier mitgab. Auf S. 2 unten zitiert er zwei Ausdrücke, die ich in unseren Gesprächen benutzt hatte – „experimentelle Dämonologie“, schlug ich als Thema für ein Kolleg von Prof. Scholem vor, meinem Freund, der Professor für jüdische Mystik ist. Als „schwarzen Kreml“ bezeichnete ich das Gebäude des Chief-Rabbinats hier. (Wir waren uns beide in der Ablehnung der offiziellen Religion, der „Kirche“ einig.) Auf S. 3, zweiter Absatz spielt Pauli darauf an, daß Rabi nach seiner Abreise aus Israel einen Herzanfall hatte. Die Ablehnung der politischen Geschäftlhuberei mancher Wissenschaftler, speziell im Zusammenhang mit „atomic energy“, konnte gar nicht vernichtender ausgedrückt werden wie in den Zeilen! Und dann dieser wunderbare Schluß des Briefes – das Ganze ist ein einzigartiges menschliches Dokument und für mich ein so tiefbewegender Nachhall jener zwei unvergeßlichen Tage mit Ihrem Mann hier in Jerusalem.

Mit herzlichem Gruß Ihr S. Sambursky

P. S. Ich erhielt übrigens Ihren Brief, der mit gewöhnlicher Post ging, erst vorgestern.

[1] Der in Königsberg geborene Wissenschaftshistoriker Shmuel Sambursky (1900–1990) hatte in seiner Heimatstadt sowie in Berlin Mathematik, Naturwissenschaften und Philosophie studiert. 1923 promovierte er bei Paul Volkmann und Theodor Kaluza in Königsberg über ein Problem der mathematischen Beweistheorie. Anschließend wanderte er über Australien und Amerika nach Israel aus. Dort wirkte er ab 1928 als Physiker an der neu gegründeten *Hebrew University* in Jerusalem. Nach dem Kriege vertrat er Israel bis 1956 als *Research Counsil* bei den UNESCO-Konferenzen. Nach seiner Rückkehr an die Universität wurde er 1957 Dekan der naturwissenschaftlichen Fakultät und zwei Jahre später auf den neu eingerichteten Lehrstuhl für Philosophie und Geschichte der Naturwissenschaft berufen {vgl. hierzu die Laudatio von Martin Hengel (1982)}. Unter anderen war er mit dem jüdischen Religionsphilosophen Gershom Scholem (1897–1982) befreundet, der

das *Institute of Jewish Studies* der *Hebrew University* in Jerusalem leitete und den auch Pauli dort kennenlernte.

[2] Vgl. hierzu den Kommentar zum Brief [2698].

[3] Dieses mit einer Widmung Samburskys vom 17. September 1957 (siehe hierzu die Anm. **) versehene Werk [1956] steht noch in Paulis Bibliothek beim CERN in Genf. Sambursky veröffentlichte später noch eine weitere Studie über die Physik der Stoa, die er dann zusammen mit der ersteren zu einem größeren Buch vereinigte, das 1965 unter dem Titel *Das physikalische Weltbild der Antike* auch in einer deutschen Ausgabe erschien.

[4] In dieser an der Straße von Athen nach Eleusis gelegenen Klosterkirche aus dem 13. Jahrhundert befinden sich u. a. wertvolle byzantinische Goldmosaiken. Eine Beschreibung derselben findet man in Gregorovius bekanntem Buch *Athen und Athenais* [1927, S. 347f.].

[5] Die Entwicklung des Feldbegriffes in der moderneren Physik wurde u. a. durch Mendel Sachs [1973] behandelt. Vgl. hierzu auch die Bemerkungen in Paulis Aufsatz (1954b, S. 283f.) und in dem Brief [2709].

[6] Vgl. Sambursky [1965, S. 291f.].

[7] Vgl. hierzu Weyl [1917] und Weyl (1921, 1925).

[8] In diesem *Café* vekehrte auch Paulis ehemaliger Lehrer A. Sommerfeld, der sich hier über die neuesten physikalischen Probleme mit seinen Kollegen und Mitarbeitern unterhielt. Röntgens ehemaliger russischer Assistent Abraham Fedorowitsch Joffe berichtet in seinen Erinnerungen [1967, S. 39f.], wie bei einer solchen Gelegenheit auch Laues Entdeckung der Röntgenstrahlinterferenzen mit Debye und Ewald diskutiert worden sei.

[9] Weitere Ausführungen über Brouwers Kontroversen mit Hilbert über den Intuitionismus findet man in Walter P. van Stigts Buch [1990, S. 80ff.]. – Luitzen Egbertus Jan Brouwer hatte sich nach seiner Emeritierung 1951 nach dem östlich von Amsterdam gelegenen Ort Blaricum zurückgezogen, wo er 1966 starb. – Diesen Fragen der Grundlegung der Mathematik war damals auch im Zusammenhang mit der Feier von Paul Bernays 70. Geburtstag ein Spezialheft der Zeitschrift *Dialectica* mit Beiträgen von Carnap (1958), Gödel (1958), Gonseth (1958), Kreisel (1958), Specker (1958) u. a. gewidmet.

[10] Dieses Werk des 1858 in Schlesien geborenen und 1922 in Leipzig verstorbenen Philosophen und Pädagogen Paul Barth befindet sich ebenfalls in der *Salle Pauli* beim CERN in Genf. – Eine von Max Pohlenz eingeleitete Sammlung stoischer Schriften war 1950 im *Artemis-Verlag Zürich* erschienen.

[11] Siehe hierzu auch Paulis Bemerkungen in Band **IV**/1, S. 624, 795 und Band **IV**/2, S. 138f.

[12] Sambursky [1956, Kap. X, S. 222–244: Limits of Greek science].

[13] Pauli (1952a).

* Fludd nannte sich in lateinischen Schriften auch „De Fluctibus". – {Siehe hierzu auch die ausgezeichnete Beschreibung des geistigen Gegensatzes zwischen den Vorstellungen von Kepler und Fludd in Max Caspars Kepler-Biographie [1948, S. 344–348]. Als Fludd die Erkenntnisse seines Gegners mit der Bemerkung abzuqualifizieren suchte, er halte „den Kopf, Kepler aber nur den Schwanz in Händen," entgegnete der schlagfertige Kepler: „Ich halte den Schwanz, aber mit der Hand; du umfassest den Kopf, wenn es aber nur nicht im Traum geschieht."}

[14] Vgl. Band **IV**/1, S. 285 und Band **IV**/2, S. 14.

[15] In seiner Kepler-Studie (1952a, S. 149) hatte Pauli auch auf die Verwandschaft zwischen Fludds Auffassungen und der kabbalistischen Zimzum (d. h. Rückzugs-) Lehre des aus Deutschland kommenden und in Safed wirkenden Isaak ben Salomon Luria (1534–1572) hingewiesen. Während seiner Israel-Reise nahm Pauli nun die Gelegenheit einer Exkursion in das schön gelegene Städtchen Safed wahr, um dort die alte Synagoge zu besichtigen (vgl. den Brief [2707]). – Siehe hierzu auch die Bemerkungen im Band **IV**/2, S. 291.

[16] Pauli (1955g).

[17] Siehe hierzu und für die weiter unten benutzte Bezeichnung eines „schwarzen Kremls" die Erläuterungen in dem in der Anlage zum Brief [2704] wiedergegebenen Schreiben von Sambursky.

** Demokrits „Abgrund", in dem die Wahrheit [ruht], ist dasselbe wie En-Sof. {Pauli greift hiermit das auf griechisch geschriebene Demokrit-Zitat auf, mit dem Samburski das Deckblatt seines Buches über die Wissenschaft der alten Griechen versehen hatte. – In Howalds Zusammenstellung der vorsokratischen Fragmente [1949, S. 153], die auch Pauli zu konsultieren pflegte, lautet das entsprechende Demokrit-Zitat: „In Wirklichkeit wissen wir nichts, denn die Wahrheit birgt sich in

der Tiefe.“ – Mit *En-Sof* (hebr. = Unendliches) bezeichneten die Kabbalisten die verborgene Wurzel, aus der das göttliche Licht emaniert.}
[18] Siehe hierzu auch den Kommentar in Band **IV**/3, S. 151ff.
[19] Pauli schrieb jetzt „Eckehardt“.
[20] Vgl. die Bemerkung im Brief [2653].
[21] Vgl. hierzu den folgenden Brief [2734].
[22] Den folgenden Brief an Franca Pauli schrieb Sambursky, nachdem er die Nachricht von Paulis Tod erhalten hatte.
[23] Vgl. die Briefe [2734 und 3108].

## [2705] Pauli an Misner[1]

[Zürich], 9. Oktober 1957[2]

Dear Dr. Misner!

In June I read with great interest your „preliminary draft“ on the ‚H-principle‘.[3] It was immediately plausible to me, but I had the wish to understand better the *classical* analogue of the principle. About that you said only briefly, that somebody had suggested, the Hamiltonian in classical covariant field theories might vanish. This was not very clear and it is not literally true either. In June I was too tired and too busy to finish my own calculations about it.

But now, after refreshing vacations in Italy and an inspiring journey in the Mediterranean, I made in the course of 4 hours the whole calculations, which you find enclosed. Please check signs, etc. I am sure, that the „flux-theorem“ – even if the classical Hamiltonian ist not identically zero – gives all what you need to justify your „principle“ for the quantization with the Feynman-methods. I am very anxious to hear about your further progress with it.

I don’t know whether the enclosed calculation contains anything, which is new for you. Please let me know it. (The assumption, that the second derivatives of the $g^{\mu\nu}$ are the highest which occur in [L][4] is *un*essential for the flux-theorem.)

With kind regards to you and Wheeler, Bargmann Your W. Pauli[5]

## Anhang zum Brief [2705]

### On the „H-principle“ in classical generally covariant field theories[6]

(Not for publication)[7]

W. Pauli

#### *1. Introduction*

In a preliminary draft by *Misner* a „$H$-principle“ for quantized covariant field theories has been formulated, according to which the Hamiltonian-operator $H_{op}$ vanishes in these theories, as a consequence of the general covariance of the theory. A corresponding classical theorem or principle is mentioned in this paper, but not explicitly stated.

I wish to point out here, that indeed such a theorem exists in classical covariant field theories. It says for pure gravitation-fields, that the conserved energy-momentum vector can be transformed into a flux

$$\int \boldsymbol{H}_\alpha^4 d^3x = \oint (\boldsymbol{W}_\alpha df) \quad (\alpha = 1 \ldots 4) \tag{1}$$

where on the right-side the two-dimensional-surface of the 3-dimensional domain of the left side appears. In differential form

$$\boldsymbol{H}_\alpha^4 = \sum_{i=1}^{3} \frac{\partial \boldsymbol{W}_\alpha{}^{i4}}{\partial x^i} \equiv \boldsymbol{W}_{\alpha,i}^{i4}. \tag{2}$$

For presence of matter, the conserved quantity is in our notation

$$\int (\frac{1}{2\kappa}\boldsymbol{H}_\alpha^4 + \boldsymbol{T}_\alpha^4) d^3x = \frac{1}{2\kappa} \oint (\boldsymbol{W}_\alpha df). \tag{3}$$

$\downarrow$

energy-tensor-density of matter, including electromagnetic field

*After use* of the field-equation

$$\boldsymbol{G}_{\mu\nu} = -\kappa \boldsymbol{T}_{\mu\nu}. \tag{4}$$

The flux theorem (2) takes the form of the identity

$$\boldsymbol{H}_\alpha^4 - 2\boldsymbol{G}_\alpha^4 \equiv \boldsymbol{W}_{\alpha,i}^{i4}. \quad (\alpha = 1 \ldots 4;\ i = 1, 2, 3) \tag{I}$$

$\boldsymbol{H}_\alpha^\beta$ is the *pseudo*tensor satisfying

$$(\boldsymbol{H}_\alpha^\beta - 2\boldsymbol{G}_\alpha^\beta)_{,\beta} \equiv 0. \tag{5}$$

{See $\boldsymbol{U}_\alpha^\beta = -\frac{1}{2}\boldsymbol{H}_\alpha^\beta$ in Encyclopaedia article p. 622, equation (183).[8]}

It does *not* follow from the flux-theorem, that the integral (3) over the infinite space is necessarily zero – because of the possibility of a non vanishing contribution of a very large sphere to (3) – even in the case, where the $g_{\mu\nu}$ tend to the Minkowski-metric in the spatial infinity.

It is very plausible, however, that $H_{\text{op}}$ in quantized covariant field-theories must indeed vanish, as field operators in distant space-like points should commute. The importance of the flux-theorem (= „$H$-principle“) or quantization was overlooked in the papers of *P. Bergmann*.

Historically the flux-theorem was first given by *Freud* (Annales of Mathematics 1938),[9] as was pointed out to me by *V. Bargmann*.

I give here a more general proof, in which I don't assume that the Lagrangian must necessarily be the curvature scalar. I only assume – for the sake of simplicity – that the covariant Lagrangian should contain no higher derivatives

of the $g^{\mu\nu}$ as the second ones. But it could also be a second (or higher) degree in the curvature-tensor (like $R_{\alpha\beta}R^{\alpha\beta}\sqrt{|g|}$ etc.).

*2. The Hamiltonian*

In this section I don't use yet the general covariance. Assume a Lagrangian-density

$$L(g^{\mu\nu}_{,\alpha}, g^{\mu\nu}_{,\alpha\beta}).$$

{, $\alpha$ etc. means ordinary differentiation to coordinates, not *explicitly* depending on the coordinates (translational invariance).}

Put

$$\boldsymbol{L}_{\mu\nu} = \frac{\partial \boldsymbol{L}}{\partial g^{\mu\nu}}, \quad \boldsymbol{L}^{\alpha}_{\mu\nu} \equiv \frac{\partial \boldsymbol{L}}{\partial g^{\mu\nu}_{,\alpha}}, \quad \boldsymbol{L}^{\alpha\beta}_{\mu\nu} \equiv \frac{\partial \boldsymbol{L}}{\partial g^{\mu\nu}_{,\alpha,\beta}}.$$

Then define

$$\delta \int \boldsymbol{L} d^4x = \int \boldsymbol{G}_{\mu\nu}\delta g^{\mu\nu} d^4x + \text{surface integral}, \tag{2.1}$$

hence

$$\boldsymbol{G}_{\mu\nu} \equiv \boldsymbol{L}_{\mu\nu} - \boldsymbol{L}^{\alpha}_{\mu\nu,\alpha} + \boldsymbol{L}^{\alpha\beta}_{\mu\nu,\alpha,\beta}. \tag{2.2}$$

For pure gravitational fields one has

$$\boldsymbol{G}_{\mu\nu} = 0, \tag{2.3}$$

otherwise

$$\boldsymbol{G}_{\mu\nu} = -\kappa \boldsymbol{T}_{\mu\nu}. \tag{2.4}$$

The correct definition of the „Hamiltonian" is

$$\boldsymbol{H}^{\beta}_{\alpha} \equiv -\boldsymbol{L}\delta^{\beta}_{\alpha} + (\boldsymbol{L}^{\beta}_{\mu\nu} - \boldsymbol{L}^{\beta\gamma}_{\mu\nu,\gamma}) g^{\mu\nu}_{,\alpha} + \boldsymbol{L}^{\beta\gamma}_{\mu\nu} g^{\mu\nu}_{,\alpha,\gamma}\,. \tag{2.4}^{10}$$

One verifies indeed the identity (which holds independent of (2.3)

$$\boldsymbol{H}^{\beta}_{\alpha,\beta} \equiv \boldsymbol{G}_{\mu\nu} g^{\mu\nu}_{,\alpha}\,. \tag{2.5}$$

This is zero if (2.3) holds.

The expression (2.4) can also be derived with the known variational methods using the translation group.

*Remark*: The definition (2.4) and the equation (2.5) have their analogy in the mechanical problem

$$\delta \int \boldsymbol{L}(q, \dot{q}, \ddot{q}) dt = 0$$

treated by Uhlenbeck and Pais, Physical Review **79**, 145, 1950[11] following *Ostrogradski*.[12] Their expression for the Hamiltonian is

$$H = \left(\frac{\partial L}{\partial \dot{q}} - \frac{d}{dt}\frac{\partial L}{\partial \ddot{q}}\right)\dot{q} + \frac{\partial L}{\partial \ddot{q}}\ddot{q} - L \qquad \text{(see 2.4)}$$

which fulfills

$$\frac{dH}{dt} \equiv -\dot{q}G, \qquad \text{(see 2.5)}$$

$$G \equiv \frac{\partial L}{\partial q} - \frac{d}{dt}\frac{\partial L}{\partial \dot{q}} + \frac{d^2}{dt^2}\frac{\partial L}{\partial \ddot{q}} \qquad \text{(see 2.2)}$$

equation of motion $G = 0$.

*3. Identities following from general covariance*

Completing (2.1) one gets first, with the definition (2.3)

$$\delta \boldsymbol{L} = \boldsymbol{G}_{\mu\nu}\delta g^{\mu\nu} + \{(\boldsymbol{L}^{\alpha}_{\mu\nu} - (\boldsymbol{L}^{\alpha\beta}_{\mu\nu})_{,\beta})\delta g^{\mu\nu} + \boldsymbol{L}^{\alpha\beta}_{\mu\nu}\delta g^{\mu\nu}_{,\beta}\}_{,\alpha}\,. \tag{3.1}$$

Now we follow the line of §23b, p. 617–622 of my encyclopaedia-article on relativity (here quoted as „l. c.“) by generating the variation of the $q^k$-field by $a_k$ infinitesimal coordinate transformation

$$\bar{x}^i = x^i + \xi^i(x)$$

(absorbing the $\varepsilon$ into $\xi^i$), with an *arbitrary* function $\xi^i(x)$ and considering the variation $\delta^*$ {l. c.; equation (168)}, for which

$$\delta^* g^{\mu\nu} = g^{\rho\nu}\xi^{\mu}_{,\rho} + g^{\mu\rho}\xi^{\nu}_{,\rho} - g^{\mu\nu}_{,\rho}\xi^{\rho} \tag{3.2}$$

$$\delta^*(g^{\mu\nu}_{,\alpha}) = (\delta^* g^{\mu\nu})_{,\alpha} \qquad [\,\ldots\,]^{13} \tag{3.3}$$

Using l. c. (169), (140) one finds from (3.1)

$$\delta^* \int \boldsymbol{L} d^4x = -2\int \boldsymbol{G}^{\beta\alpha}_{i\beta}\xi^{\alpha} d^4x \tag{3.4}$$

$$+\int\{2\boldsymbol{G}^{\beta}_{\alpha}\xi^{\alpha} + \boldsymbol{L}\xi^{\beta} + {}^{i}(\boldsymbol{L}^{\beta}_{\mu\nu} - (\boldsymbol{L}^{\alpha\beta}_{\mu\nu})_{,\alpha})\delta^* g^{\mu\nu} + \boldsymbol{L}^{\alpha\beta}_{\mu\nu}(\delta^* g^{\mu\nu})_{,\alpha}\}_{\text{ip}} d^4x$$

where the covariant derivative

$$\boldsymbol{G}^{\beta}_{\alpha\, i\beta} = \boldsymbol{G}^{\beta}_{\alpha,\beta} + \frac{1}{2}\boldsymbol{G}_{\rho\sigma}\, g^{\rho\sigma}_{,\alpha}\,. \tag{3.5}$$

The general covariance claims $\delta^* \int L d^4x \equiv 0$, for arbitrary functions $\xi^{\mu}(x)$, after (3.2), (3.3) is inserted into (3.4).

This gives

$$\boldsymbol{G}^{\beta}_{\alpha i\beta} \equiv 0 \tag{A}$$

and

$$\{(2\boldsymbol{G}^{\beta}_{\alpha} - \boldsymbol{H}^{\beta}_{\alpha})\xi^{\alpha} + \underset{\text{see (2-4)}}{\underset{\downarrow}{2}}(\boldsymbol{L}^{\beta}_{\mu\nu} - \boldsymbol{L}^{\beta\gamma}_{\mu\nu,\gamma})g^{\rho\nu}\xi^{\mu}_{,\rho} - \boldsymbol{L}^{\beta\gamma}_{\mu\nu}g^{\mu\nu}{}_{,\alpha}\xi^{\alpha}{}_{,\gamma}$$

$$+2\boldsymbol{L}^{\beta\gamma}_{\mu\nu}g^{\rho\nu}{}_{,\gamma}\xi^{\mu}{}_{,\rho} + 2\boldsymbol{L}^{\beta\gamma}_{\mu\nu}g^{\rho\nu}\xi^{\mu}{}_{,\gamma,\rho}\}_{\nu\beta} \equiv 0. \tag{3.6}$$

With the definitions

$$\boldsymbol{W}_\alpha{}^{\beta\gamma} \equiv 2(\boldsymbol{L}_{\alpha\delta}^{\beta} - (\boldsymbol{L}_{\alpha\delta}^{\beta\rho})_{,\rho})g^{\gamma\delta} - \boldsymbol{L}_{\mu\nu}^{\beta\gamma} g^{\mu\nu}{}_{,\alpha} + 2\boldsymbol{L}_{\alpha\delta}^{\beta\rho} g^{\gamma_\delta}{}_{,\rho} \tag{3.7}$$

$$\boldsymbol{W}_\alpha{}^{\beta\gamma\delta} = \boldsymbol{W}_\alpha{}^{\beta\delta\gamma} = \boldsymbol{L}_{\alpha\delta}^{\beta\gamma} g^{\delta\rho} + \boldsymbol{L}_{\alpha\rho}^{\beta\delta} g^{\gamma\rho}\,. \tag{3.8}$$

The identity (3.6) takes the form

$$\{(2\boldsymbol{G}_\alpha{}^{\beta} - \boldsymbol{H}_\alpha{}^{\beta})\xi^\alpha + \boldsymbol{W}_\alpha{}^{\beta\gamma}\xi^\alpha{}_{,\gamma} + \boldsymbol{W}_\alpha{}^{\beta\gamma\delta}\xi^\alpha{}_{,0,\delta}\}_{,\beta} = 0. \tag{3.9}$$

This has to hold for all $\xi^\alpha$ identically, hence

$$(2\boldsymbol{G}_\alpha{}^{\beta} - \boldsymbol{H}_\alpha{}^{\beta})_{,\beta} \equiv 0 \tag{B}$$

$$2\boldsymbol{G}_\alpha{}^{\beta} - \boldsymbol{H}_\alpha{}^{\beta} + \boldsymbol{W}_\alpha{}^{\gamma\beta}{}_{,\gamma} \equiv 0 \tag{C}$$

$$\frac{1}{2}(\boldsymbol{W}_\alpha{}^{\delta\gamma} + \boldsymbol{W}_\alpha{}^{\gamma\delta}) + \boldsymbol{W}_\alpha{}^{\beta\gamma\delta}{}_{,\beta} \equiv 0 \tag{D}$$

*in* $\beta$, $\gamma$, $\delta$ symmetrical part of $\boldsymbol{W}_\alpha{}^{\beta\gamma\delta} = 0$, which – according to symmetry of $\boldsymbol{W}_\alpha{}^{\beta\gamma\delta}$ in $\gamma^\delta$ – can be written

$$\boldsymbol{W}_\alpha{}^{\beta\gamma\delta} + \boldsymbol{W}_\alpha{}^{\gamma\delta\beta} + \boldsymbol{W}_\alpha{}^{\delta\beta\gamma} \equiv 0. \tag{E}$$

We first remark that from (A) and (B) – in (3. 5) – it follows again (2. 5). From (B) springs the conservation law of energy-momentum, if $\boldsymbol{G}_\alpha{}^{\beta} = -\kappa\boldsymbol{T}_\alpha{}^{\beta}$ (or $\boldsymbol{G}_\alpha{}^{\beta} = 0$ for pure $g$-fields) is inserted.

The further identities (C), (D), (E) give us now the flux-theorem („$H$-principle“) *for* $P = 4$. With $i = 1, 2, 3$ we get first

$$\boldsymbol{H}_\alpha{}^{4} - 2\boldsymbol{G}_\alpha{}^{4} = \boldsymbol{W}_\alpha{}^{i4}{}_{,i} + \boldsymbol{W}_\alpha{}^{44}{}_{,4}$$

$$\boldsymbol{W}_\alpha{}^{44} + \boldsymbol{W}_\alpha{}^{i44}{}_{,i} = 0.$$

In the latter equation we used $\boldsymbol{W}_\alpha{}^{444} = 0$ which follows from (E).

Hence indeed

$$\boldsymbol{H}_\alpha{}^{4} - 2\boldsymbol{G}_\alpha{}^{4} \equiv \boldsymbol{W}_\alpha{}^{i4}{}_{,i} \qquad \{\text{see (I), p. 2}\} \tag{3.9}$$

with

$$\boldsymbol{W}_\alpha{}^{i4} \equiv \boldsymbol{W}_\alpha{}^{i4} - \boldsymbol{W}_\alpha{}^{i44}{}_{,4}\,. \tag{3.10}$$

This proves the flux theorem, stated in the introduction.

[1] Charles W. Misner hatte im Mai 1957 bei J. A. Wheeler in Princeton gerade seine Promotion mit einer Anwendung der Feynmanschen Pfadintegralmethode auf die allgemeine Relativitätstheorie abgeschlossen {vgl. Misner (1957)}.

[2] Zusatz am oberen Briefrand: „Professor Bergmann, if you understand Pauli's remarks on quantum theory, I hope to hear from you. Charles W. Misner.“ Siehe hierzu auch den Brief [2719].

[3] Siehe hierzu das in der Anlage zum Brief [2705] wiedergegebene Manuskript von Pauli.

[4] Unleserlicher Zusatz. Wahrscheilnich bezieht sich L auf den im Anhang zum Brief [2705] gegebenen Hinweis: „the covariant Lagrangian should contain no higher derivatives of the $g^{\mu\nu}$ as the second ones".
[5] Zusatz von fremder Hand: „Mrs. Pauli: You may keep this. D. C. S."
[6] Die uns vorliegende Kopie dieser Handschrift aus dem *Pauli-Nachlaß* PLC 0399, 4 ist von sehr schlechter Qualität und konnte nur mit großer Mühe entziffert werden. Versuche, eine bessere Vorlage zu erhalten, waren ergebnislos!
[7] Zusatz von Misner: „That $H_{\mathrm{op}}(x) = 0$ is not directly connected with the H-principle in my thesis." – Siehe hierzu J. N. Goldberg (1958), wo auch auf das hier von Pauli mitgeteilte *flux-theorem* verwiesen wird.
[8] Pauli [1921, S. 622]. Entspricht S. 70 der englischen Ausgabe von Paulis Relativitätsartikel [1958a].
[9] Vgl. Freud (1939). Siehe hierzu auch den Hinweis in Paulis Relativitätsartikel [1958a, S. 215].
[10] Pauli hatte offenbar übersehen, daß diese Numerierung bereits vergeben war.
[11] Pais und Uhlenbeck (1950).
[12] Ostrogradski (1850).
[13] Hier steht eine Formel, die nicht entziffert werden konnte.

## [2706] Pauli an Källén

Zürich, 10. Oktober 1957
Betrifft: *Handbuch*

Lieber Herr Källén!

Ihr letzter Brief[1] wartet ruhig im „Eisschrank" auf die Dinge, die da kommen werden. Von Jost habe ich seit meiner Abreise aus Zürich am 21. August nichts gehört,[2] d. h. *auch* nichts, seit er in Princeton ist.

Sonst habe ich gehört, daß sowohl Taylor in Princeton[3] als auch Bogoljubov*[4] die Dispersionsrelationen bei Nukleon-Nukleon-Streuung für beliebig kleine Mesonmassen bewiesen haben (was Jost für unmöglich gehalten hat).

Heute schreibe ich wegen der Angelegenheit des Handbuches, denn ich finde, daß es keinen Zweck hat, nun länger zu warten** und daß die Zeit für eine Aktion gekommen ist. Ich schlage vor, daß wir gemeinsam einen Brief direkt an den Springer-Verlag (Kopie an Flügge) schreiben des folgenden Inhaltes:[5]

1. Der Artikel Schwinger ist überflüssig und wir weigern uns, länger zu warten. (*Sie* könnten auch so weit gehen, daß Sie drohen, Ihren Artikel zurückzuziehen, wenn dem folgenden Punkt 2. nicht unverzüglich entsprochen wird.)
2. Die Umbruchkorrekturen Ihres Artikels müssen nun umgehend in Druck gehen mit der Zusicherung, daß der ganze Band dann sogleich, *ohne* Schwingers Beitrag, erscheint.

Wenn Sie einverstanden sind, bin ich gerne bereit, selbst den Brief zu schreiben und Ihnen dann zur Unterschrift zu schicken. Ein besonderes Vergnügen wäre es mir, am Schluß des Briefes noch einige boshafte Bemerkungen hinzuzufügen über die offensichtliche Unzweckmäßigkeit der Wahl eines Redaktors, der an keinerlei Kongressen sichtbar und daher ohne persönlichen Kontakt mit den Autoren ist.[6]

Ich könnte auch Jensen (Heidelberg) bitten, unserem Brief durch einen telephonischen Anruf bei Springer weiteren Nachdruck zu verleihen – wozu

er sich, als ich ihn in Israel sprach,[7] freundlicherweise bereit erklärt hat (ich glaube, so etwas macht ihm Spaß).

Viele Grüße Ihr W. Pauli

[1] Vgl. den Brief [2700].
[2] Pauli war am 21. August nach Italien in die Ferien gefahren und hatte anschließend im September die Kongresse in Rehovoth und in Padua-Venedig besucht.
[3] Vgl. Bremermann, Oehme und Taylor (1958). Eine kurze Zusammenfassung ihrer Ergebnisse hatten die Autoren bereits im Juni während der Tagung in Lille mitgeteilt.
* Russische Mitarbeiter von diesem waren in Padua-Venedig.
[4] Vgl. Bogoljubov, Bilen'sky und Logunov (1957).
** Petermann schreibt mir von Genf, daß Sie die Rechnung über das magnetische Moment des Elektrons nach der zweiten Methode nicht weiterführen. Die Frage scheint ja auch abgeschlossen zu sein!
[5] Vgl. hierzu das Schreiben [2714].
[6] Pauli bezieht sich auf den Herausgeber des Handbuches S. Flügge. Siehe hierzu auch das folgende Antwortschreiben [2708] von Källén.
[7] Jensen hatte ebenfalls an der Konferenz in Rehovoth teilgenommen. Vgl. hierzu auch den Brief [2718].

## [2707] Pauli an Hertha Pauli-Ashton

[Zürich], 11. Oktober 1957[1]

Liebe Hertha!

Deinen Brief vom 17. September[2] fand ich vor, als wir am 30. September aus Italien zurückkamen (in Israel und Griechenland war ich allein, vorher und nachher mit Franca in Italien). Heute kam noch Dein Brief vom 8. Oktober, und Franca hat inzwischen auch einen Brief von Dir erhalten. Vielen Dank. Sobald die Grosz-Lithographie[3] und die Zeichnung von [Glasier][4] ankommen, werde ich berichten. Inzwischen herzlichen Dank an Grosz.

Nun einige Eindrücke von der Reise ins vielgelobte und viel gescholtene Land Israel. Schon die Fahrt mit Frau C. S. Wu dorthin war bemerkenswert: Wienerische Emigranten von Amerika und die Physik sollten mich hinbringen. Frau Wu ist so besessen von Physik (bei einer Frau ist das selten), wie ich es in jungen Jahren war. Ich bezweifle, ob sie den Schein des Vollmondes draußen überhaupt bemerkt hat, der mir *auch* Eindruck gemacht hat. Ausführlich und zuverlässig erklärte sie mir, wo ein gewisser Herr (der auch nach Israel kam) einen Fehler bei seinen Experimenten gemacht hat.[5] Mich wohl kennend, fügte sie aber hinzu, ich solle milde mit ihm sein, er gäbe es nämlich schon selber zu (und so war es dann auch).

In Israel merkt man sogleich, daß man sich auf einem „Pulverfaß" befindet[6] – zweijährige Militärdienstpflicht für alle Männer *und Frauen*!

Und daß das kleine Land von einem wirklich „eisernen" Vorhang umgeben ist, den niemand passieren kann, [auch] kein Ausländer. So haben die Juden Israels [den] Antisemitismus – der allen dort geborenen [zum Glück] unbekannt bleibt* – mit äußerer Politik und deren Intrigen (um Öl, etc.) vertauscht. Materiell ist das

eine Verschlechterung, aber psychologisch, d. h. vom Standpunkt der seelischen Gesundheit aus [ist es] ein Fortschritt.

Israel ist ein Brückenkopf des westlichen** Standards in Asien, was Wirtschaft, Wissenschaft und Technik betrifft – daher auch der Widerstand der feudalistischen arabischen Scheichs (wird ihnen aber auf die Dauer nichts nützen, die Westernization ist das Schicksal ganz Asiens, for better *and* for worse!), der von Rußland machtpolitisch ausgenützt wird.[7] Leider verwenden die p. t.[8] Großmächte diesen Teil unseres Planeten für ihre imperialistischen Intrigen mit Einflußsphären etc. Wie schön wäre es, wenn sie diesen Planeten für neutral erklären und ihre Kriege am Mond ausfechten würden.

Aber qua kleiner Brückenkopf (Bevölkerungszahl nur 1 1/2 Millionen) ist Israel ganz auf die wirtschaftliche Hilfe des Westens angewiesen. Schon im Altertum haben die Juden die kulturellen und ideellen Konflikte von außen, unter denen sie standen, stark unterschätzt. Erst war ein ägyptischer Einfluß vorhanden, und zwar ein starker, dann ein hellenischer. Ohne den letzteren wäre das Christentum gar nie aus Judäa herausgegangen; wahrscheinlich gab es damals aber, symmetrisch, auch judaisierte Griechen. Heute dürften auch die nationalistischsten Israelis infolge der materiellen Notwendigkeit ihres Landes, zu schnorren und der seelischen Notwendigkeit der israelischen Gelehrten immer wieder längere Reisen ins Ausland zu machen, kaum auf die Idee kommen, die Juden in Israel könnten der übrigen Welt irgendein Extra-Licht aufsetzen!

Israel kann und soll aber an der allgemeinen Kultur durch eigene Beiträge teilnehmen.[9] Mich interessiert ein allgemeines Problem, das erst von einigen gesehen wird (A. Huxley ist da interessiert): das der Beziehung von Naturwissenschaften und Mystik.[10] Seit dem 17. Jahrhundert, als die Naturwissenschaften aufkamen, sind die Mystiker im alten Sinne verschwunden (außer in Ländern, die von den Naturwissenschaften unberührt geblieben sind, wie Indien noch im 19. Jahrhundert oder die galizischen Juden im 18. Jahrhundert).[11] Andrerseits stimmten die Mystiker aller Völker im wesentlichen überein (im Gegensatz zu den offiziellen Konfessionen). Natürlich gab es da auch Unterschiede (z. B. in der jüdischen Mystik das messianische Element), [doch] es scheint mir nicht vernünftig, diese Unterschiede stark zu betonen.

Ich glaube nicht an die Zukunftsmöglichkeit der Mystik in der alten Form, [wohl] aber glaube ich, daß die Naturwissenschaften [aus] sich selbst heraus einen Gegenpol in ihren Vertretern hervorbringen werden, der an die alten mystischen Elemente anknüpft. Darüber habe ich in meiner Schrift über Kepler[12] sowie auch in einem Vortrag über „Die Wissenschaft und das abendländische Denken“ (Mainz 1955)[13] versucht, allgemeine Formulierungen zu finden. In dieser Verbindung habe ich auch in meiner Keplerschrift den Kabbalisten (jüdischen Mystiker) Isaac Luria zitiert, der im 16. Jahrhundert in Safed in Palästina (im heutigen Israel) lebte. Dort war er Rabbiner, und die Stadt ist als kabbalistisches Zentrum berühmt gewesen.*** Sehr erfreut war ich daher, als wir gelegentlich [während] einer Exkursion nach dem Norden gerade in Safed übernachtet haben – einer auch landschaftlich schön gelegenen kleinen Stadt in Galiläa in den [mittleren] Höhenregionen.

Da konnte ich [nun Lurias] alte Synagoge besuchen, die ich sehr stimmungsvoll fand, und auch einen Grabstein sehen.[14]

Noch besteht in Israel das Interesse für die alte [jüdische] Mystik und das für die Naturwissenschaften nebeneinander, d. h. bei verschiedenen Menschen

[ . . . ][15]

Beziehung treten, und so auch Israel einen Beitrag zu diesem allgemeinen Problem leisten könnte.

Anregend fand ich auch Jerusalem, von dem aber nur die Hälfte diesseits des eisernen Vorhanges zugänglich ist. Dieser geht quer durch die Stadt und läßt die Omar-Moschee (wo früher der Tempel der Juden gestanden ist), den Berg Gethsemane und Bethlehem außerhalb, ebenso die Altstadt.

Das kann man nur von ferne sehen, „aber hineinreiten sollst du nicht!“

In Jerusalem sah ich auch die Bibliothek eines reichen, in Europa wohnenden jüdischen Privatmannes,[16] die u. a. zahlreiche Originalhandschriften enthält, wie das kommunistische Manifest von Marx,[17] die „letzten Tage der Menschheit“ von Karl Kraus,[18] Heine, Schopenhauer, etc.

Die von ausgezeichneten israelischen Archäologen geleiteten Ausgrabungen im Norden des Landes (Hazor) versprechen reiche Ausbeute.[19]

Die Menschen in Israel haben die verschiedensten Überzeugungen: Von überzeugten Zionisten und Lokalpatrioten, die religiös gänzlich ungläubig sind (als wir beim Ober-Rabbinat von Jerusalem vorbeifuhren, sagte einer von diesem Haus „das ist der schwarze Kreml“, worüber ich heute noch lache),[20] kommt man über suchende Mystiker zu rationalistischen Physikern oder orthodoxen Freudianern[21] (dort kann Moses ja ruhig ein Ägypter gewesen sein – was mich betrifft, glaube ich nicht an dessen ägyptische Abstammung, wohl aber an einen ganz starken ägyptischen Einfluß, unter dem er gestanden haben muß) – und schließlich, am anderen geistigen Ende, zu einer Minderheit von *orthodoxen* Juden, deren Viertel (Altstadt-Ersatz) in Jerusalem ich auch besucht habe, wo sie – theaterhaft – in den Kostümen der galizischen Ghettos des 18. Jahrhunderts herumlaufen.

Die Ehegesetze in Israel sind ein groteskes Kapitel für sich, aber davon rede ich nicht mehr, sonst wird dieser Brief zu lange.

Am 18. September sah ich den Sonnenaufgang in Jerusalem und den Sonnenuntergang auf der Akropolis in Athen! Es wird mir immer ein Gegensatz-vereinigendes Symbol bleiben (übrigens zeitlich so nahe dem Äquinoktium am 21. September). Welche 3 Tage waren das in Athen. So viel Vergangenheit in beiden Ländern, Griechenland und Israel.

Was wäre das für eine Antwort oder Lösung in der Wissenschaft, die nicht neue Fragen, neue Rätsel eröffnet? Ich würde aber oft gerne neue sehen, nicht immer wieder die alten. Vielleicht bleibt die *Zahl* der Rätsel im wesentlichen gleich, der Fortschritt liegt aber im Wechsel der Fragestellung.

So ist es auch bei einer gelungenen Reise. Hoffentlich wird die Reise nach Berkeley auch befriedigend. Wir wollen von Anfang Februar bis Ende Mai 1958 dort sein; welchen Weg wir nehmen werden, weiß ich aber noch nicht.

Herzliche Grüße an Dich und Ashton[22] von Franca und mir

Dein alter Wolfgang

[1] Von diesem Schreiben lag nur eine unvollkommene und z. T. unleserliche Kopie vor, welche die (in eckigen Klammern eingeschlossenen) Ergänzungen notwendig machte.
[2] Weitere Briefe aus Paulis Korrespondenz mit seiner Schwester Hertha liegen uns nicht vor.
[3] Der aus Berlin stammende Künstler George Grosz (1893–1959) war schon 1932 in die Vereinigten Staaten emigriert und hatte sich schließlich in Huntington auf Long Island niedergelassen. Nachdem Hertha und ihr Übersetzer Ernest B. Ashton (früher Ernst Basch), mit dem sie sich im Sommer 1951 verheiratet hatte, in unmittelbarer Nähe von Grosz ebenfalls ein altes Farmhaus erworben hatten, entwickelte sich zwischen den Emigranten ein freundschaftliches Verhältnis. In Paulis Bibliothek befindet sich auch Grosz' 1946 erschienene illustrierte Autobiographie *A little Yes and a big No*, die er Pauli 1952 gewidmet hat.
[4] Unleserlich geschriebener Name.
[5] Pauli bezieht sich hier auf die von Frauenfelder, Hanson et al. (1957b) durchgeführten fehlerhaften Experimente über polarisierte Elektronen von $Ga^{66}$, welche durch die bereits im August 1957 publizierten Messungen von Deutsch, Gittelman et al. (1957) widerlegt worden waren. Für Hinweise auf diesen Sachverhalt bin ich V. Telegdi zu Dank verpflichtet.
[6] Mit Einstein teilte Pauli die Auffassung, nur „die Weisheit und Mäßigung, welche die neuen Staatsführer" Israels damals bewiesen hatten, können dazu beitragen, die „Beziehungen zum arabischen Volk schrittweise anzubahnen," um eine „fruchtbare Zusammenarbeit und gegenseitiges Vertrauen und Respekt aufzubauen." Diese und andere Stellen aus Einsteins Spätwerk [1952, S. 268f.] hatte Pauli in seinem Exemplar durch Anstreichungen hervorgehoben.
* Ein 12jähriges Kind (Mädchen) fragt seine Eltern (auf hebräisch) „Warum gibt es Zionisten, die nicht hier sind?" {Siehe hierzu auch Paulis Bemerkung am Ende seines Briefes [2704] an Sambursky.} Was sie darüber liest, wird für sie eben „Literatur" bleiben! – Hebräisch hat sich als Landessprache gut durchgesetzt!
** Mit Westen meine ich hier Europa, *ein*schließlich Rußland und USA.
[7] Über das gespannte Verhältnis der israelischen und arabischen Bevölkerung in Israel gibt die ausgezeichnete Studie von Albert Hourani [1991] Auskunft.
[8] p. t., Abkürzung für *pro tempore*, d. h. für *jetzt*, bei den augenblicklich geltenden Bedingungen.
[9] Vgl. hierzu den Briefwechsel [2957 und 2971] mit Katchalsky.
[10] Siehe hierzu Paulis Briefwechsel mit Huxley in Band **IV**/3, S. 552f., 582ff. und 632f.
[11] Ihr relativ großer Anteil an der Bevölkerung (ca. 10%) ermöglichte es den durch die österreichischen Germanisierungsversuche bedrängten galizischen Juden, ein weitgehend eigenständiges Leben zu führen und an ihren jüdischen Traditionen festzuhalten (vgl. hierzu J. Gurlands in Krakau erschienene *Beiträge zur Geschichte der Judenverfolgungen* [1888] und Meisl [1921/25]). So entstand hier eine der Hochburgen der auf dem kabbalistischen System des Isaak Luria fußenden religiösen Bewegungen des *Chassidismus*. Die verstreuten Schriften und mündlich überlieferten Erzählungen dieser chassidischen Juden waren in langjähriger Arbeit von Martin Buber gesammelt und 1949 als Buch herausgegeben worden. Ein Exemplar dieses Buches befindet sich auch in Paulis Bibliothek (vgl. auch Band **IV**/2, S. 303).
[12] Vgl. Pauli (1952a).
[13] Vgl. Pauli (1955g).
*** Der englische Alchemist Fludd war von den Kabbalisten beeinflußt.
[14] Siehe auch den Bericht in Paulis Brief [2704] an Sambursky.
[15] Hier fehlt eine Zeile in der uns vorliegenden Kopie.
[16] Es handelte sich, wie wir dem Brief [2721] entnehmen, offenbar um den Verleger Gustav Gershom Schocken (geb. 1912 in Zwickau), der 1933 nach Palästina ausgewandert war und in Tel Aviv die Zeitschrift *Haaretz* herausgab. Er hat Pauli später auch in Zürich besucht.
[17] Vgl. Marx [1848].
[18] Kraus [1922]. Vgl. hierzu auch die 1965 von Paul Schick zusammengestellte Text- und Bilddokumentation des einflußreichen und heute nahezu vergessenen Wiener Satirikers, der unablässig mit seiner Zeitschrift *Die Fackel* schärfste Kritik an den Zuständen seiner Zeit geübt hatte.
[19] Die Ausgrabungen dieser alten, 15 km nördlich des Sees Genezareth gelegenen und schon in der Hyksoszeit nachgewiesenen Grenzfestung waren 1928 aufgenommen worden. Zur Zeit von Paulis Besuch hatte man dort gerade ein kanaanäisches Heiligtum sowie Befestigungen und Palastbauten aus dem 1. Jahrhundert v. Chr. freigelegt.
[20] Siehe auch den Hinweis in der Anlage zum Brief [2704].

[21] Den Gegensatz zwischen Freudscher und Jungscher Psychologie hat Pauli u. a. in seinem Brief [2015] an Bohr herausgestellt (vgl. Band **IV**/3, S. 106 und 710f.).
[22] Hertha war, wie Franca Pauli es ausdrückte, mit „ihrem Übersetzer" Ernst Basch verheiratet, der in Amerika den Namen E. B. Ashton angenommen hatte.

## [2708] Källén an Pauli

Kopenhagen, 15. Oktober 1957
[Maschinenschriftliche Durchschrift]

Lieber Professor Pauli!

Vielen Dank für Ihre beiden Briefe vom 1. und vom 10. Oktober.[1] Ich sollte wohl um Entschuldigung bitten, daß ich den ersten Brief nicht beantwortet habe, aber leider ist es mir kaum möglich – auch nicht innerhalb der recht weiten Höflichkeitsgrenzen, die ich gewöhnlicherweise für mich selber setze – alles zu sagen, das ich eigentlich denke. Sei es denn hinreichend zu erwähnen, daß der Schluß meines vorigen Briefes[2] nur rhetorisch gemeint war! Selbstverständlich kann ich nicht behaupten, daß wir jetzt alle Rätsel der Welt gelöst haben, sondern das, was wir gemacht haben, ist nur der erste Schritt auf einem längeren Weg. Augenblicklich habe ich aber ebenso wenige Tatsachen wie Sie, um meine Meinung zu bezeugen, und unter diesen Umständen lohnt es sich kaum, mehr darüber zu streiten. Ich hoffe aber, bald zurückkommen zu können.

Die Sachlage mit dem Handbuchartikel ist die folgende. Am 2. Juli habe ich von Flügge einen Brief bekommen, worin u. a. steht, daß er jetzt „Nachricht von Schwinger, in der er ernstlich seinen Artikel für den Herbst verspricht", hätte. Ich zitiere weiter:

Ich denke daher, wir sollten nun mit dem Umbruch Ihres Artikels allmählich beginnnen, der ja bei einem so umfangreichen Artikel auch mindestens einen Monat in Anspruch nimmt. Ich wäre Ihnen sehr dankbar, wenn Sie die Zusätze, von denen Sie in Ihrem Brief vom 25. März schreiben, jetzt formulieren und mir etwa in zwei bis drei Wochen zugehen lassen könnten.

Soweit Herr Flügge. Ein paar Tage später habe ich auch einen Brief mit einem ähnlichen Inhalt vom Springerverlag wie auch die Korrekturbögen zurückbekommen. Hierzu habe ich am 12. Juli Flügge geantwortet, daß

Es freut mich sehr zu hören, daß Sie immer noch über das Eintreffen des Schwingerschen Manuskripts optimistisch sind. … Ich habe ihn (d. h. Schwinger) etwa Anfang Juni bei einer Konferenz gesehen (Lille),[3] und ich habe dann den Eindruck bekommen, daß er bis dann mit seinem Manuskript eigentlich nicht angefangen hatte. … Ich möchte deshalb lieber mit der endgültigen Ausarbeitung meines Artikels warten, bis Sie entweder das Manuskript von Schwinger wirklich in den Händen haben *oder* bis Sie mir versprechen werden, den Schwingerschen Artikel in einem späteren Band zu drucken.

(Diese Formulierung bedeutet also, daß sein Artikel meinetwegen gern weggelassen werden könnte. Sie ist ebensowenig wie der Schluß meines vorigen Briefes an Sie wörtlich zu verstehen!)

Wenn ich hierdurch verursache, daß der Band noch einen Monat verspätet wird, finde ich dies nach dieser Wartezeit von etwa zwei Jahren keine große Katastrophe. Ich nehme

das lieber in Kauf als das Risiko, daß mein Artikel nach dem Umbruch eine längere Zeit wieder auf Schwinger warten muß.

Die Zusätze, wovon hier gesprochen wird, sind also das magnetische Moment des Elektrons,[4] einige neue Messungen über die Hyperfeinstruktur bei Wasserstoff usw., d. h. einige Sachen, die ich in etwa zwei Wochen einfach in Ordnung bringen kann. Seit Juli habe ich mit dem Artikel eigentlich nichts gemacht, da ich an das Eintreffen des Schwingerschen Artikels nicht geglaubt habe. Ich bin aber gern bereit, den von Ihnen vorgeschlagenen Brief[5] zu unterschreiben, wobei alle boshaften Bemerkungen, die Sie ausdenken können, meinetwegen dabei sein können. Besonders wäre die Bemerkung über das Nichterscheinen von Flügge bei Konferenzen in guter Übereinstimmung mit meinem Brief an Flügge. Ich drohe auch gerne, meinen Artikel zurückzuziehen, wenn nicht der Band sehr schnell erscheint, aber ich weiß nicht genau, ob das juristisch möglich ist. Wir können [es] aber vielleicht versuchen.

Die allgemeinen Argumente von Heisenberg über den Segen der indefiniten Metrik finde ich immer noch *lächerlich*. Ich glaube aber, daß seine spezielle Rechnung über die Nicht-Existenz von neuen Zuständen in den höheren Sektoren richtig ist. Ich habe auch die ganze Zeit gesagt, daß das sehr wohl möglich ist. (Vgl. z. B. meinen Brief vom 18. Juli,[6] Seite 2, Mitte.) Daß alles klappt, liegt aber dann zum großen Teil in der speziellen Wechselwirkung des Modells – nicht nur in der indefiniten Metrik.

Viele Grüße Ihr sehr ergebener [G. Källén]

P. S. In der letzten Zeit habe ich eine neue Arbeit von Thirring über „A soluble relativistic Field Theory“[7] bekommen. Ich finde sein Modell interessant – viel interessanter als das Modell von Heisenberg. G. K.

[1] Vgl. die Briefe [2701 und 2706].
[2] Vgl. den Brief [2700].
[3] In der in den *Colloques Internationales* [1957] abgedruckten Teilnehmerliste ist *K.* Schwinger aus Harvard aufgeführt.
[4] Vgl. Källén (1958, Ziff. 33). Siehe hierzu auch die Bemerkung im Brief [2664].
[5] Pauli hatte in seinem Brief [2706] angeregt, wegen des Handbuchartikels direkt an Springer zu schreiben.
[6] Vgl. den Brief [2674].
[7] Vgl. Thirring (1958c).

## [2709] Pauli an Fierz

Zürich, 16. Oktober 1957

Lieber Herr Fierz!

Dank für Ihren Brief[1] und das Deuteronomium.[2] Zu diesem möchte ich als historische Quelle der Raumideen – *neben* den jüdischen, eine griechische – noch auf die *Stoa* hinweisen.[3] (Deren Beziehungen zur platonischen Philosophie sind mannigfaltig.)

Aus dieser wird das *Pneuma* als Vorläufer des modernen Feldbegriffes *und* des (niederen) Weltgeistes von H. *More* und *Newton* deutlich. Die Stoa vertritt ja die *Kontinuität* gegen die Atomisten, der Raum ist bei den Stoikern – ähnlich wie bei Einstein – eben nicht leer, sondern vom Pneuma erfüllt, das auch Wirkungen vermittelt.[4]

Das Problem des Determinismus und Fatums spielt in der Stoa auch eine große Rolle. Anfangs scheint dieser bzw. dieses rein vorhanden gewesen zu sein, in der späteren Stoa scheint sich aber, unter platonistischem Einfluß, vom Fatum eine gute oder gütige Vorsehung abgespalten zu haben.

Eine Bearbeitung der Stoa durch Physiker wäre sehr erwünscht, da die Philologen zwar die Sprache, aber nicht die Sache verstehen. In Jerusalem hat sich ein Physiker, S. Sambursky – den ich dort gesehen habe – speziell mit der Stoa beschäftigt.[5] (Er kann sehr gut griechisch, ist aber von vornherein eher rationalistisch eingestellt.) Er hat auch ein Buch über die Physik der Griechen im allgemeinen geschrieben,[6] in welchem *u. a.* auch die Stoa behandelt ist. Diese würde aber eigentlich eine Spezialmonographie bzw. Spezialarbeiten erforderlich machen.

Ich habe keinen Zweifel, daß die klassische Feldphysik ziemlich direkt von der Stoa „abstammt“ in einer *kontinuierlichen*, über die Ideen der Renaissance und des 17. Jahrhunderts führenden Entwicklung (was unabhängige, jüdische Quellen nicht ausschließt). Insoferne die Synthese von Quantentheorie und allgemeiner Relativitätstheorie (und Feldquantisierung überhaupt) ein offenes Problem ist, setzt sich der alte (antike) Konflikt zwischen den Atomisten und den Stoikern heute fort.

Viele Grüße Ihr W. Pauli

[1] Dieser Brief liegt nicht vor.
[2] *Deuteronomium* (zweites Gesetz) ist die griechische Bezeichnung für das 5. Buch Mose, das auf das 621 v. Chr. im Tempel von Jerusalem gefundene fünfteilige Gesetzbuch (*Pentateuch*) zurückgeht.
[3] Vgl. hierzu auch Jammer [1954].
[4] Vgl. Sambursky [1965, S. 219f].
[5] Vgl. den Brief [2704].
[6] Sambursky [1956].

## [2710] Pauli an Gulmanelli

Zürich, 19. Oktober 1957[1]
[Maschinenschrift]

Dear Dr. Gulmanelli!

I am glad to confirm you for your assistance at the doctor examination that you worked at my Institute in Zürich during 1953 very successfully.

Hoping to stay in touch with you, with best wishes, yours W. Pauli

[1] Diese Zeilen hatte Pauli an Gulmanelli „on the occasion of my *libera docenza*“ geschickt, wie Gulmanelli dem Herausgeber in einem Schreiben vom 1. Dezember 1997 erklärte. Vgl. auch Band

**IV**/2, S. 119. Dort heißt es fälschlich, daß Gulmanelli vom September 1953 bis November 1954 bei Pauli in Zürich arbeitete. Richtig ist, daß er sich dort vom September 1952 bis zum Dezember 1953 aufhielt.

## [2711] Pauli an Heisenberg

Zürich, 19. Oktober 1957

Lieber Heisenberg!

Dank für die Kopie Deines Briefes an Källén.[1] Dieser hat mir inzwischen auch bestätigt,[2] daß er Deine Rechnung über die Nicht-Existenz von neuen Zuständen im Hilbertraum I der höheren Sektoren richtig findet.

Nun noch eine Frage über Thirrings neue Arbeit „a soluble relativistic field theory“,[3] die Du wohl auch bekommen hast. Es handelt sich um Dein Spinormodell, aber mit nur *einer* Raumdimension. Was denkst Du darüber? Soviel ich gesehen habe, zeigt Thirring nichts über die Unitarität der *S*-Matrix in seinem Modell (diese hat ja auch bei nur *einer* Raumdimension einen Sinn).[4]

Källén sagt in seinem Brief, daß er Thirrings Modell interessant findet (was bei der bekannten negativen Einstellung von Källén zu Thirrings Physik enorm viel ist!).

Da in Thirrings paper nicht alles über sein Modell steht, was man wissen möchte, wäre mir Dein Kommentar sehr wichtig. Soll man etwas darüber rechnen lassen?

Viele Grüße Dein W. Pauli

P. S. Über Deine Lee-Modell-Arbeit[5] will ich im November in unserem Züricher Seminar vortragen,[6] um mich selbst anzukurbeln.

## Anlage zum Brief [2711]

### Heisenberg an Källén

Göttingen, 15. Oktober 1957
[Maschinenschriftliche Durchschrift]

Lieber Källén!

Es freut mich, daß wir jetzt über die wichtigsten mathematischen Punkte, d. h. insbesondere über die Unitarität der *S*-Matrix im Hilbertraum I des Lee-Modells mit Geisterdipol, einig sind. Wieweit diese Unitarität der *S*-Matrix an den speziellen Eigenschaften des Lee-Modells, insbesondere an der vereinfachten Form der Wechselwirkung liegt, läßt sich wohl nur entscheiden, wenn man nun auch andere Modelle, z. B. das Spinormodell untersucht. Strenge, mathematische Beweise liegen da noch nirgends vor.

Sie fragen auch noch, ob man im Lee-Modell nicht ebensogut mit komplexen Energien (statt mit Geisterdipol) auskommen könnte. Grundsätzlich halte ich durchaus für möglich, daß in geeigneten Modellen die indefinite Metrik

auch durch komplexe Eigenwerte mit der Existenz einer unitären $S$-Matrix vereinigt werden kann. Ich habe das in einer früheren Arbeit (Zeitschrift für Naturforschung **6a**, 281, 1951)[7] sogar ausdrücklich behauptet. Beim Lee-Modell ist es mir nicht unplausibel, daß dieser Fall in den Sektoren

$$\{N + z\theta, V + (z - 1)\theta\}$$

verwirklicht werden kann. Es ist mir aber schon sehr zweifelhaft, ob es in den Sektoren mit mehreren $N$- bzw. $V$-Teilchen auch noch gehen wird. Denn in diesen letzteren Sektoren gibt es wahrscheinlich gebundene stationäre Zustände, und dann wird man wegen der Unmöglichkeit der Einteilung in Hilbertraum I und II vielleicht schon in Schwierigkeiten kommen. Ich will jetzt hier einige Rechnungen über die zuletzt genannten Sektoren anstellen lassen, aber dafür muß man eine wichtige Erweiterung am Lee-Modell vornehmen: Man muß nämlich eine kinetische Energie der schweren Teilchen einführen. Aber vielleicht kann man die Zusammenhänge mit einer Art W K B-Methode noch verhältnismäßig leicht überschauen.

Mit vielen Grüßen, auch an alle gemeinsamen Freunde in Kopenhagen, Ihr Heisenberg

[1] Siehe die Anlage zum Brief [2711].
[2] Vgl. den Brief [2708].
[3] Vgl. Thirring (1958c).
[4] Siehe auch die gleichlautende Bemerkung am Ende des Briefes [2712].
[5] Vgl. Heisenberg (1957b).
[6] Wie Pauli in seinen Briefen [2727 und 2764] mitteilte, wurde dieser Vortrag am 25. November gehalten.
[7] Heisenberg (1951b).

## [2712] Pauli an Källén

Zürich, 21. Oktober 1957

Lieber Herr Källén!

Vielen Dank für Ihren Brief vom 15. Oktober.[1] Anbei der Brief an den Springerverlag;[2] wenn Sie einverstanden sind, schicken Sie, bitte, diesen sogleich unterschrieben direkt an den Springerverlag weiter und verständigen Sie mich gleichzeitig von der vollzogenen Handlung. Sowie ich davon höre, schicke ich dann eine Kopie an Flügge und eine an Jensen, letztere mit entsprechenden Weisungen.

Im einzelnen noch die folgenden Angaben:

1. Ich hörte in Venedig von Feld (Cambridge, Mass.),[3] Schwinger habe eine neue Arbeit über Elementarteilchen geschrieben, die in Annals of Physics erscheinen soll.[4] (Preprints gibt es nicht, ob sie gut ist, weiß ich also nicht.)

2. Ich sah gestern Kofoed-Hansen hier in Zürich, der mir sagte, er habe ähnliche Schwierigkeiten mit seinem Handbuchartikel über $\beta$-Radioaktivität,[5] und zwar in seinem Fall wegen Nordheim.

3. Ein Experte in verlegerischen Fragen[6] sagte mir, das Zurückziehen Ihres Manuskriptes sei für Sie juristisch möglich, *da der Verlag den Vertrag nicht erfüllt hat.*

Nun zur Physik. Was den Schluß Ihres vorletzten Briefes betrifft, so könnte er sich als sehr wahr herausstellen, *obwohl* er, laut Ihrer neuen Angabe, „nur rhetorisch" gemeint war. Mein Verdacht in dieser Hinsicht besteht fort. Übrigens möchte ich gerne die logische Beziehung Ihrer neuen Resultate zu demjenigen Beispiel Josts wissen, das Sie im Frühjahr dieses Jahres in Zürich gehört haben[7] und das dann in Lille weiter diskutiert wurde.[8] Was ist Ihre jetzige Meinung darüber, im Frühjahr sagten Sie, daß Sie „beunruhigt" seien?

Ganz einig bin ich mit Ihnen darin, daß wir *gar nicht jetzt* darüber streiten sollen, sondern daß die Entscheidung bei der Fortsetzung Ihrer Arbeit liegt. Ich warte ab.

Übrigens wurde Ihr letzter Brief von mir temporär aus dem „Eisschrank" genommen, um eine Photokopie davon nach CERN in Genf zu schicken. Dort war ich kürzlich, und Glaser und Petermann interessierten sich sehr für Ihr Resultat.

Zum Thirring-Modell: es ist wohl interessant, aber leider steht nicht alles darüber, was mich interessiert, in Thirrings Arbeit.[9] Insbesondere sagt er nichts darüber, ob die S-Matrix in seinem Modell unitär ist. (Diese Frage hat ja auch bei nur *einer* Raumdimension einen Sinn.) Was meinen Sie darüber?

Viele Grüße Ihr W. Pauli

[1] Vgl. den Brief [2708].
[2] Vgl. den Brief [2714].
[3] Bernhard T. Feld (geb. 1919) und G. Costa trugen dort in der von Heisenberg geleiteten *Session*: Theory of strange particles über „associated production near threshold" vor.
[4] Vgl. Schwinger (1957). Pauli kam in seinem Brief [2875] nochmals auf diese Arbeit von Schwinger zurück.
[5] Vgl. Kofoed-Hansen und Christiansen (1962).
[6] Wahrscheinlich ist hiermit Paul Rosbaud gemeint, der in allen verlegerischen Angelegenheiten Paulis bewährter Ansprechpartner war.
[7] Pauli bezieht sich offenbar auf eine Diskussion nach einem Seminarvortrag, den Källén am 13. April in Zürich gehalten hatte.
[8] Vgl. hierzu auch den Brief [2701].
[9] Vgl. Thirring (1958c).

## [2713] Pauli an Lipkin

[Zürich], 22. Oktober 1957

Dear Dr. Lipkin!

Thanks for your letter of October 15th.

I return the transcript of my remarks[1] with a few changes, which I beg you to insert in the proofs.

In the copy of the special bulletin,[2] I would agree, if the word „nonsense" appearing in connection with my own remark to Eisenberg's experiments (p. 3)[3]

would be replaced by „highly premature“. It is not only less impolite, but expresses better what I think.

My visit in Israel and the conference I enjoyed tremendously. I am also thanking for a number of photos, which I obtained. Among them was *not* contained one, which I would like very much to have and which I also ordered (and paid for it). It is the one of Mrs. C. S. Wu and myself, which was taken in the house of your president Zwi in Jerusalem at the reception.[4] I saw the photo at the Weizmann-Institute, but no copy was then anymore available.[5] Could you help me to get one?

With my very best thanks Sincerely yours W. Pauli

[1] Es handelt sich um Paulis Beitrag (1958c) während der Rehovoth-Konferenz in Israel.
[2] Im Anhang zu den *Proceedings of the Rehovoth Conference* [1958, S. 591–612, insbesondere S. 593f., 596 und 598] wurden auch die sog. „Daily Bulletins of the Conference and irreproducible results“ aufgenommen, in denen die Physiker im Geiste der Kopenhagener Veranstaltungen in humorvoller Weise über ihre berühmten Kollegen und ihre Steckenpferde spotteten. Eines dieser Opfer wurde natürlich auch Pauli. Eine besondere Attraktion war der *erste* in Israel beobachtete *Pauli-Effekt* und das sog. *Pauli explosion principle*, was dann in Aktion treten sollte, wenn Pauli und ein physikalisches Laboratorium sich zur gleichen Zeit am gleichen Ort befinden. Offenbar war die Klimaanlage während des *opening dinners* ausgefallen. „The conference technical staff has been warned to be on the alert for further manifestations of the Pauli effect. In the interests of the conference and of the well-being of the participants, we implore Prof. Pauli to remain as far away as possible from the air conditioning apparatus in the Wix auditorium.“
[3] Y. Eisenberg war ein Mitarbeiter des *Weizmann Institutes* in Rehovoth, der damals bei F. Houtermans am Physikalischen Institut der Universität Bern zu Gast war.
[4] Sowohl der israelische Premierminister D. Ben-Gurion als auch der damalige Präsident I. Ben-Zwi hatten sich an der Eröffnungsfeier der Konferenz beteiligt.
[5] Offenbar handelt es sich um eine Aufnahme von Pauli mit C.-S. Wu, die in der englischen Ausgabe von Paulis Aufsätzen [1994, S. 193] wiedergegeben wurde.

## [2714] Pauli und Källén an den Springer-Verlag[1]

Zürich, 22. Oktober 1957[2]
[Maschinenschrift]

Sehr geehrter Herr!

Angesichts des Ablaufes aller in Aussicht genommenen, ohnehin recht langen Fristen, verlangen wir nunmehr die Zusicherung, daß nach Fertigstellung der sogleich in Angriff zu nehmenden Umbruchkorrekturen des Artikels des einen von uns (Källén) der unsere Artikel enthaltende Band des Handbuches *ohne den Beitrag Schwinger sofort* erscheinen wird.[3]

Als Begründung unserer Forderung führen wir an, daß beim jetzigen Stand der Theorie ein weiterer Artikel über quantisierte Feldtheorien im allgemeinen sachlich unnötig ist, sowie daß Schwingers Versicherungen, er würde seinen Artikel „bis zum Herbst“ liefern, nicht ernst zu nehmen sind, auch wenn sie in gutem Glauben von ihm geäußert wurden. In Wirklichkeit hat er bei Beginn der Sommerferien seinen Artikel sicher gar nicht angefangen und wir meinen, daß dies auch seither nicht geschehen ist, da er mit einer neuen Arbeit über

K-Mesonen beschäftigt ist.[4] Sollte sein Manuskript später doch eintreffen, so kann es ja in einem anderen Band untergebracht werden.

In dieser Verbindung möchten wir darauf hinweisen, wie unzweckmäßig sich die Wahl eines Handbuch-Redaktors erwiesen hat, der wie Prof. Flügge, nie auf irgendeinem physikalischen Kongreß anwesend ist, für die Autoren daher unsichtbar bleibt und als Folge seiner weitgehenden Isolierung auch keinen genügenden Kontakt mit den Autoren persönlich und mit der Weiterentwicklung der Physik im allgemeinen aufzuweisen hat. Nach unserer Meinung sind die Schwierigkeiten, die bei den Erscheinungsterminen der Handbuch-Artikel entstehen, zu einem wesentlichen Teil hierauf zurückzuführen.

Sollte nicht unverzüglich eine positive Antwort des Verlages auf unsere Forderung eintreffen, behält sich der eine von uns (Källén) vor, sein Manuskript zurückzuziehen und anderweitig zu verwenden.

Mit vorzüglicher Hochachtung Prof. Dr. W. Pauli
Dr. G. Källén

[1] Vgl. hierzu die Briefe [2706 und 2708].
[2] Handschriftlicher Zusatz: „Kopie für Professor Jensen."
[3] Siehe hierzu auch die vorangehenden Briefe [2706, 2708 und 2712].
[4] Vgl. Schwinger (1956, 1957).

## [2715] Pauli und Scherrer an Pallmann

Zürich, 23. Oktober 1957[1]
[Maschinenschriftliche Durchschrift]

Sehr geehrter Herr Präsident!

Mit Rücksicht auf die in Aussicht stehende Verstärkung der Forschung und des Unterrichts auf dem Gebiete der Kernwissenschaften an der E. T. H. und im Hinblick auf den geplanten Neubau eines kernphysikalischen Institutes möchten die Unterzeichneten Ihnen vorschlagen, schon jetzt die Berufung von 2–3 ordentlichen Physikprofessoren vorzunehmen.[2]

Es scheint uns unbedingt notwendig, daß die Professoren, welche später im neu zu erstellenden kernphysikalischen Institut und mit den neuen Beschleunigungsmaschinen arbeiten sollen, sich an der Projektierung maßgebend beteiligen können.

Wir möchten Ihnen gerne vorschlagen, zwei feste Ordinariate zu schaffen und einen Lehrstuhl als Austauschprofessur zu gestalten, so daß er etwa alle 2 Jahre durch einen neuen Gastprofessor besetzt werden könnte.

Mit vorzüglicher Hochachung W. Pauli
P. Scherrer

Bei der außerordentlichen Raumnot im Physikgebäude sind rasche Entscheidungen in bezug auf den Neubau dringend, und wir erachten die baldige Berufung dieser Professoren, welche Einfluß auf die Gestaltung des neuen kernphysikalischen Institutes nehmen müssen, als Notwendigkeit.

Wir möchten Sie auch gerne ersuchen, über die Herren, welche berufen werden sollen, Gutachten einzuholen, z. B. bei Herrn Prof. Dr. H. Staub, Universität Zürich und Prof. Dr. I. Rabi, Columbia University, New York, N. Y.

Mit vorzüglicher Hochachtung W. Pauli
P. Scherrer

[1] Auch abgedruckt bei Enz, Glaus und Oberkofler [1997, S. 301].
[2] Siehe hierzu den Kommentar zum Brief [2972].

## [2716] Pauli an Thellung

Zürich, 23. Oktober 1957

Lieber Herr Thellung!

Ihr Brief vom 11. September aus Varenna[1] hat eine längere Wanderung über Israel gemacht (dort ist er offenbar erst angekommen, nachdem ich schon abgereist war), um schließlich erst *heute* hier in Zürich in meine Hände zu kommen.

Zu Ihrer Verlobung herzliche Glückwünsche[2] (die von Ihnen behauptete weitgehende „Rationalität" dieser Angelegenheit wird von mir allerdings nicht geglaubt – wozu Sie nur „Gott sei Dank" sagen sollen!). Ich erlaube mir, für Sie diesbezüglich recht optimistisch zu sein.

Wir alle sind sehr froh, Sie ab Frühjahr hier zu haben, auch zur Professur herzlichen Glückwunsch.[3] Inzwischen viel Erfolg mit der Wärmeleitung bei tiefen T, es ist ein gutes Thema.[4]

Staub hatte mir alles ausgerichtet und hat mich außerdem am Flugplatz in Rom (und nachher) mit Zeitungsausschnitten über den Fall Steiger versorgt.[5] Seine Haltung war freudig, etwa, „endlich ist in Zürich wieder einmal ein richtiger Skandal los!"

Aber eigentlich ist es eine unangenehme Sache. Steigers Verfehlungen sind allerdings verjährt, aber die Sache hat recht viel Staub aufgewirbelt, auch Ihr neuer Vorgesetzter, Regierungsrat Vaterlaus, wurde stark angegriffen, es gab sogar eine Interpellation im Kantonsrat.[6] Inzwischen hatte Steiger in Spanien (oder Portugal?) einen schweren Autounfall – ich glaube psychogen, unbewußter Selbstmorddrang – und liegt dort schwer lädiert (gebrochenes Becken) im Spital.

Natürlich ist er für immer von allen Hochschulämtern (er war auch Leiter der Militärabteilung an der ETH) zurückgetreten.

Bleuler ist aus Schweden zurück[7] und war darüber auch sehr aufgeregt. Der Sohn Steiger, mit dem wir zu tun hatten, ist übrigens in Amerika.

Meine Mittelmeerreise war sehr anregend und befriedigend. Israel sehr interessant und Athen wunderbar. Sehr eindrucksvoll war mir der 18. September, an welchem ich den Sonnenaufgang in Jerusalem und den Sonnenuntergang auf der Akropolis gesehen habe![8] – Bei Daphni war ein nettes Weinfest; man zahlt 5 Drachmen, bekommt dafür eine Karaffe, die man sich dann beliebig oft an Fässern einschenken darf. Niemand war betrunken, die Stimmung war sehr fröhlich und nett, später sah man Volkstänze auf einer Bühne. Einer älteren

Dame, die deutsch konnte, wurde ich als *ξενος*[9] vorgestellt. (Gestört hat mich nur, daß Wasser *nicht mehr υδως* heißt.) Aber *οινος*[10] (jetzt *vos*) versteht man.

Viele Grüße Ihr W. Pauli

[Zusatz am oberen Briefrand:] Grüße an Peierls, Chester, etc.

Mein Plan ist, vom 1. Februar bis Ende Mai 1958 nach Berkeley zu gehen. Etwa 1. Juni will ich zurück sein.

[1] Dieser Brief ist nicht erhalten.
[2] Thellung hatte sich im August 1957 mit Anneliese Freyseng verlobt (vgl. hierzu auch den Brief [2798]).
[3] Thellung war zum Sommersemester 1958 an die Universität Zürich berufen worden (vgl. die Anm. zum Brief [2661]).
[4] Thellung stellt in einem Schreiben an den Herausgeber fest, daß Pauli mit dieser Bemerkung recht behalten hat: „In einer Arbeit von J. A. Sussmann und A. Thellung (1963) wurde gezeigt, daß unter gewissen Bedingungen das Phononengas eine Poisseuille-Strömung ausführen kann und daß 2. Schall (d. h. eine Temperaturwelle, die man im superfluiden Helium kannte) auch im Festkörper möglich ist. Beide Effekte wurden wenige Jahre später in Russland bzw. in den USA experimentell bestätigt. Es folgten weitere Arbeiten mit Doktoranden. Ein abschließender Übersichtsartikel von H. Beck, P. F. Meier und A. Thellung wurde 1974 publiziert."
[5] Der angesehene Romanist und ehemalige Dekan der philosophischen Fakultät an der Universität Zürich Arnald Steiger (1896–1963), zugleich Direktor der Abteilung für Militärwissenschaften an der ETH, war im Sommer 1957 wegen „Veruntreuungen, die er einem jüngeren Kollegen gegenüber begangen haben sollte," seines Amtes enthoben worden (vgl. hierzu die Festschrift *Die Universität Zürich 1933–1988*, S. 88). Diese Vorwürfe mußten jedoch im weiteren Verlauf der Verhandlungen z. T. wieder zurückgenommen werden.
[6] Der Mathematiker Ernst Vaterlaus (1891–1976), ebenfalls ein hoher Offizier in der schweizerischen Militär- und Polizeidirektion, war seit 1951 Leiter der Erziehungsdirektion des Kantons Zürich.
[7] Pauli hatte Konrad Bleuler, der Titularprofessor an der Universität Zürich gewesen war und gerade einen Ruf an die Universität in Neuchâtel erhalten hatte, im vergangenen Jahr als Leiter der Theorie-Gruppe von CERN vorgeschlagen: „Seine Arbeiten in letzter Zeit beziehen sich auf Kernstruktur und Mesonentheorie," heißt es in Paulis Empfehlungsschreiben vom 12. Juni 1956. „Gerade die Zusammenarbeit mit Experimentalphysikern macht ihm besondere Freude und da er überdies als Schweizer die in Genf in Betracht kommenden Sprachen gut beherrscht, scheint er mir geradezu der ideale Kandidat für den Posten in Genf zu sein." Vgl. auch den Hinweis zum Brief [3055].
[8] Siehe hierzu die Schilderungen in den Briefen [2704 und 2707].
[9] D. h., der Fremde.
[10] = Wein.

## [2717] Källén an Pauli

Kopenhagen, 23. Oktober 1957
[Maschinenschriftliche Durchschrift]

Lieber Professor Pauli!

Vielen Dank für Ihren Brief,[1] den ich heute bekommen habe. Ich sende sofort den Brief an den Springerverlag in unterschriebenem Zustand weiter.[2] Hoffen wir also, daß etwas bald geschehen wird.

Selbstverständlich gibt es mehrere Sachen im Thirringmodell,[3] die nicht aufgeklärt worden sind (es ist ja eine Thirringarbeit!),[4] übrigens nicht nur die Unitarität der S-Matrix. Ich habe vor einiger Zeit einen Brief an Thirring

geschrieben und darin mehrere Fragen an ihn gestellt. Wenn er nicht in absehbarer Zeit antwortet, werde ich selber versuchen, etwas herauszufinden. Besonders interessiert mich die Frage, ob die Zustände, die er als Lösungen angibt, wirklich ein vollständiges System bilden. Wenn ja, möchte ich vermuten, daß die S-Matrix unitär ist; wenn nein, kann alles passieren. Ich meine, daß sein Modell interessant ist, denn, wenn es sich zeigen sollte, daß alles in Ordnung ist, ist gezeigt worden, daß die allgemeinen Axiome allein nicht hinreichend sind, um die Schwierigkeiten, die man vermutlich in der Quantenelektrodynamik hat, zu „erklären". Es würde dann heißen, daß die spezielle Form der Wechselwirkung für die Konvergenzeigenschaften der Theorie entscheidend ist. Anderseits, wenn alles nicht in Ordnung ist, kann man vielleicht etwas Neues lernen. Augenblicklich habe ich doch eher den Eindruck, daß alles vielleicht in Ordnung ist. Ich mache doch ausdrücklich den Vorbehalt, daß ich mich hier eventuell ändern werde.

Ich hoffe, daß die Zeit bald da ist, wenn das neue „Gegenbeispiel" von Jost[5] als ein „Beispiel" angesehen werden kann. Es handelt sich ja um die analytischen Eigenschaften der Funktion im p-Raum, wenn alle Teilchen eine von Null verschiedene Masse haben, und wenn zwei der Vektoren auf der Massenschale liegen. Die ursprüngliche Vermutung war dann, daß die dritte Veränderliche $z_3$ in der ganzen, aufgeschnittenen Ebene variieren könnte. Dies ist also nach dem (Gegen-)Beispiel nicht möglich, aber ich habe augenblicklich die Vermutung (bewiesen ist sie nicht ganz), daß für *große Energien* die Singularitäten nur auf dem Verzweigungsschnitt liegen können. Das würde heißen, daß nur eine Umgebung des Schwellenwertes außerhalb des Regularitätsgebietes der Funktion liegt. Bei den Anwendungen, die ich vor Augen habe (die Bornsche Näherung bei hohen Energien), wäre eine solche Eigenschaft der Funktion hinreichend. Als Bestätigung der bis jetzt unbewiesenen Vermutung habe ich augenblicklich nur einige Eigenschaften der Gleichung (12) im Brief vom 20. September.[6] Da Sie diesen Brief nicht gelesen haben, lohnt es sich kaum, in Einzelheiten zu gehen. Wenn der Beweis in Ordnung ist, werde ich Ihnen mehr Material für den Eisschrank senden!

Zuletzt habe ich auch eine andere Frage an Sie. Das Nordische Institut hat jetzt mit Gustafson als „Führer" zu funktionieren begonnen.[7] (Møller ist jetzt in Amerika, kommt im Frühjahr zurück.) Das Institut hat ein wenig Geld, um Leute einzuladen, und die Frage ist, ob Sie eventuell kommen wollen. Ich weiß, daß Sie nach Weihnachten nach Berkeley gehen werden, und vielleicht haben Sie jetzt nicht mehr Zeit oder Lust herumzufahren. Wenn sie aber kommen können, sind Sie sehr willkommen, und eine mehr offizielle Einladung von Gustafson folgt dann später.[8]

Viele Grüße Ihr sehr ergebener [G. Källén]

[1] Vgl. den Brief [2712].
[2] Vgl. den Brief [2714].
[3] Vgl. Thirring (1958c).
[4] Vgl. hierzu Källéns kritische Bemerkungen über Thirrings Arbeiten im Band **IV**/3, S. 290f. In einem früheren Brief (vgl. Band **IV**/2, S. 850) hatte Källén sogar den Begriff „Thirringbeweis"

geprägt, den Pauli dann, „Thirring aus dem Spiel lassend, einen Pseudobeweis“ nannte (vgl. Band **IV**/3, S. 140).
[5] Siehe hierzu auch die Briefe [2701 und 2712] und Paulis Kommentar im Brief [2720].
[6] Vgl. den Brief [2700].
[7] Noch bevor am 1. Oktober die Kopenhagener Theoriegruppe von CERN aufgelöst wurde, hatte die neue Institution *Nordita* am 1. September 1957 ihre Tätigkeit aufgenommen (vgl. Pais [1991, S. 521ff.]).
[8] Wie wir in dem folgenden Brief [2720] erfahren, stellte Pauli die Reise bis nach seiner Rückkehr aus Amerika zum Herbst 1958 zurück.

## [2718] Pauli an Jensen

Zürich, 25. Oktober 1957

Lieber Herr Jensen!

Ich hoffe, daß Sie, der amöbischen Rache Jahwes nun entronnen, wieder gut erholt zu Hause sind.[1] Heute möchte ich auf Ihr freundliches Angebot zurückkommen, beim Springer-Verlag anzutelephonieren. Ich hatte den Eindruck, daß Ihnen so etwas Spaß macht. Sicher macht Ihnen ebenfalls Spaß die Lektüre des Passus über Flügge (eine Kopie geht gleichzeitig an diesen) in dem *beiliegenden Brief* an den *Springerverlag*, der nunmehr, von Källén und mir unterschrieben, an diesen abgeschickt ist.[2]

Es genügt aber leider nicht, an den Formulierungen sein Vergnügen zu haben, wir wollen auch etwas erreichen. Bitte verhindern Sie jedes Hinausziehen der Sache. Weitere Briefwechsel mit Schwinger sind zwecklos. Statt dessen würde ich, im Falle, daß Springer + Flügge nicht *sofort* nachgeben, vorschlagen: Flügge reist auf Kosten des Verlegers *sogleich* nach Cambridge (Mass.), um sich von Schwinger zeigen zu lassen, ob von seinem Manuskript des Handbuch-Artikels überhaupt ein $\varepsilon > 0$ im Moment existiert!

Ich könnte noch Weiteres über die Psychologie der Springerfamilie hinzufügen (persönlich kenne ich nur den bei der Dynastie in Ungnade gefallenen Kronprinz Konrad),[3] will aber vorläufig diesen Brief schließen mit herzlichem Dank im voraus und vielen Grüßen Ihr W. Pauli

P. S. Ich war neulich bei CERN in Genf und habe dort u. a. festgestellt, a) daß Gentner definitiv nach Heidelberg geht (trotz Richard Kuhn),[4] b) daß Bernardini U.S.A. definitiv aufgegeben hat und in Genf ist,[5] c) daß die (mir aus Kopenhagen bekannte) Sekretärin Fräulein Abrahamson, im Gegensatz zu Mottelson,[6] *nicht* aufgenordet worden ist (wahrscheinlich, weil sie ohnehin dänisch ist).

[1] Jensen hatte zusammen mit Pauli an der Konferenz in Rehovoth in Israel teilgenommen.
[2] Vgl. den Brief [2714].
[3] Siehe hierzu auch die Bemerkung im Brief [2751].
[4] Wolfgang Gentner (1906–1980), der seit 1955 die Synchrozyklotronabteilung des CERN in Genf geleitet hatte {vgl. Gentner (1960)}, wurde 1958 zum Direktor des in Heidelberg neu eröffneten *Max-Planck-Institut für Kernphysik* berufen. Siehe hierzu Gentners Bericht (1961) und Weisskopfs Gedenkrede (1981). – Richard Kuhn, Paulis ehemaliger Klassenkamerad am Döblinger Gymnasium in Wien {vgl. hierzu den Zeitungsartikel in der *Neuen Illustrierten Wochenschau* von

R. Lackenbucher (1955)}, hatte von 1926–1929 als Professor an der ETH in Zürich gewirkt. Anschließend war er nach Heidelberg berufen und dort auch zum Direktor des *Kaiser-Wilhelm-Institutes für medizinische Forschung* (seit 1948 in *Max-Planck-Institut* umbenannt) ernannt worden. Im Jahre 1938 hatte er den Nobelpreis für Chemie erhalten, den er jedoch, den damaligen Umständen gemäß, zunächst ablehnen mußte. Zur Zeit amtierte er auch als Vizepräsident der *Max-Planck-Gesellschaft.* Obwohl Kuhn niemals Mitglied der NSDAP gewesen war, so hatte er doch als Präsident der *Deutschen Chemischen Gesellschaft* dem NS-Staat nahegestanden {vgl. hierzu Selchow (1985, S. 43) und Crawford (2000, S. 46)}, was Paulis kritische Bemerkung erklären könnte.

[5] Gilberto Bernardini (geb. 1906) aus Pisa hatte Pauli bereits im Sommer 1936 während der Züricher *Vortragswoche* kennengelernt. Bernardini wirkte schon seit 1946 in der Synchrozyklotrongruppe des CERN mit. Bis 1964 arbeitete er zusätzlich auch noch als *research professor* an der *University of Illinois*.

[6] Der 1926 in Chicago geborene Ben R. Mottelson hatte 1950 mit einer unter Schwingers Leitung in Harvard durchgeführten Dissertation seinen Doktor erworben und anschließend ein Stipendium erhalten, das ihn nach Dänemark führte. Während der darauf folgenden Jahre bahnte sich eine enge Zusammenarbeit mit den Mitarbeitern der damals noch in Kopenhagen beheimateten *Theory Division* von CERN und des 1957 ebenfalls dort gegründeten Nordischen Institut für Atomphysik *NORDITA* (vgl. Band **IV**/3, S. 452) an. Zusammen mit Aage Bohr und James Rainwater entwickelte er hier ein neues, aus einer Synthese von Schalen- und Tröpfchenmodell bestehendes Kernmodell (vgl. Band **IV**/3, S. 783f.), für welches die beiden mit dem Physiknobelpreis des Jahres 1975 ausgezeichnet wurden.

## [2719] Pauli an Bergmann

[Zürich], 26. Oktober 1957
I am writing in English in order to
facilitate the showing of this letter to others.

Dear Bergmann!

Thanks for your letter of October 21,[1] it was the first reaction to my letter to Misner,[2] which I obtained. But I guess, that I shall also hear from him soon.[3]

To the content of your letter I have only a few remarks.[4]

### *A. Classical theory*

I don't know exactly, what your expression „action principle *erster Ordnung*" in your section 2 means, but I guess, that it means, that only the *first* derivatives of the $g^{\mu\nu}$ should occur in the Lagrangian density. Fortunately, it is *irrelevant* what ‚erster Ordnung' means in this connection, because an equation of the form of your form (1)

$$H \equiv T_0^0 = U_{0,s}^{0s} \equiv \operatorname{div} \boldsymbol{A} \quad (s = 1, 2, 3) \tag{1}$$

holds, with a suitable choice of $\boldsymbol{A}$, for *every* generally covariant action principle and the field-equation derived from it. (N. B. You say yourself, that your condition is sufficient but, probably not necessary!)

So, let us drop the ‚erste Ordnung'.

I agree with your section 3 that one should exclude the solutions, for which the flux-integral is infinite, but *maintain* the solutions, for which it is finite, but different from zero.

*B. Quantum-theory*

I wish to stress the formal analogy between *general coordinate-covariance and gauge-invariance* (compare also the Kaluza-formalism). In the latter one has, analogous to (1) the charge-density equation

$$\rho = \operatorname{div} \boldsymbol{E} . \tag{2}$$

In a quantized theory there is, of course, the possibility to use, to consider both (1) and (2) *not* as operator identities, but as ‚subsidiary conditions' for the admitted *states* in the Hilbert-space:

$$(H - \operatorname{div} \boldsymbol{U})\Psi = 0 ; \tag{1'}$$

$$(\rho - \operatorname{div} \boldsymbol{E})\Psi = 0 . \tag{2'}$$

(I guess, that your word ‚constraint', against which I have *no* objection, means exactly the same as my ‚subsidiary condition'.) Of course (2′) is well known for Dirac-spinors, which do not commute with (2′), just as all other *non* gauge-*in*variant quantities (like electromagnetic potentials).

Just because of this analogy between (1) and (2), or (1′) and (2′), I *agree* with your section 6: It is just as objectionable (‚verfänglich'), to assume $H = 0$ than to assume charge $Q \equiv \int \rho d^3x = 0$ in a quantum field theory. In both cases (1) and (2) it seems to me likely that there exist other quantization-methods than the constraint-method, which will be equivalent to the latter, but more elegant (and more closely connected with the Feynman method). About this I hope to hear more from Misner.

All good wishes yours W. Pauli

[1] Dieser Brief ist nicht erhalten.
[2] Vgl. Paulis Brief [2705].
[3] Misners Antwort vom 19. November (vgl. den Brief [2768]) ist ebenfalls nicht erhalten.
[4] Vgl. hierzu Bergmann (1957b) und Bergmann und Janis (1958).

## [2720] Pauli an Källén

Zürich, 26. Oktober 1957

Lieber Herr Källén!

Dank für Ihren Brief vom 23.[1]

Die Kopien an Flügge und Jensen, letztere mit einem Kommentar,[2] gingen gestern ab. Nun bin ich gespannt, was wir weiter hören werden.

*1*. Sagen Sie, bitte, Ihrem „nordischen Führer" Gustafson viele Grüße und herzlichen Dank für seine freundliche Einladung. Aber *vor* meiner Reise nach Berkeley ist es mir leider *nicht* möglich, zu kommen, da ich hier nun viel zu tun habe und mich auch auf anderes als Reisen konzentrieren will. Gerne möchte ich aber auf die Einladung Ihres Institutes später zurückkommen, nämlich nach

meiner Rückkehr von Berkeley. Ab 1. Juli 1958 plane ich, wieder in Europa zu sein, und vielleicht wäre Herbst 1958 ein guter Zeitpunkt für mein nächstes Kommen nach Kopenhagen.

*2*. Was Sie über das Jostsche (Gegen-)Beispiel schrieben,[3] ist interessant, und Ihre Vermutung klingt hoffnungsvoll.

Eigentlich hatte ich aber in meinem letzten Brief[4] das andere Jostsche Beispiel gemeint, aus welchem hervorging, daß aus Ihren allgemeinen Voraussetzungen die Darstellbarkeit der Funktion durch *retardierte* Funktionen noch nicht folgt. Auch darüber würde ich gerne etwas wissen.

Es eilt aber nicht und kann warten, bis Sie weitere Resultate haben. Wenn das Material genügend angewachsen sein wird, will ich dann alles aus dem Eisschrank nehmen und studieren.

Haben Sie von Jost und Lehmann einen Kommentar zur Kopie Ihres Briefes vom 20. September[5] erhalten?

*3. Thirring-Modell:* Die Vollständigkeit des Systems seiner Lösungen ist natürlich eine wichtige, in seiner unvollständigen Arbeit offen gebliebene Frage. Ich bin neugierig, was er Ihnen antworten wird, habe übrigens auch an Heisenberg geschrieben, was *er* zu diesem Modell meint.[6]

Sollte es sich herausstellen, daß „alles in Ordnung" ist, so wäre das natürlich aufregend. Immerhin wäre dann *auch* zu erwägen, ob dies etwa an der *Ein*-Dimensionalität des Raumes in diesem Modell liegen könnte (?). Aber zuerst muß man wissen, *wie* es ist. Lassen Sie mich, bitte, wissen, wenn Sie darüber etwas Neues haben – sei es von Thirring gehört, sei es selbst herausgefunden.[7]

Viele Grüße Ihr W. Pauli

[1] Vgl. den Brief [2717].
[2] Vgl. den Brief [2718].
[3] Vgl. hierzu die Briefe [2701, 2712 und 2717].
[4] Vgl. den Brief [2712].
[5] Vgl. den Brief [2700].
[6] Siehe den Brief [2711].
[7] Källén beauftragte daraufhin den indischen Physiker T. Pradhan, sich mit Thirringschen eindimensionalen Spinormodell zu befassen (vgl. den Brief [2748]).

## [2721] Pauli an Jaffé

[Zürich], 27. Oktober 1957

Liebe Frau Jaffé!

*1*. Um wegen der englischen Übersetzung von „Wärmetod" sicher zu sein, habe ich noch an den Übersetzer ins Englische meines Buches „Relativitätstheorie" (mit dem ich ohnehin korrespondiere) nach Birmingham geschrieben.[1] Aufgrund meiner Angaben wird er die Frage leicht authentisch beantworten können.

Wenn Sie mir inzwischen die Adresse von Dr. Gehard Adler in London schreiben könnten, würde ich diesem *direkt* schreiben, sobald die Antwort aus Birmingham kommt, und Ihnen eine Kopie davon schicken.[2]

So geht es am schnellsten.

*2*. In der Bibliothek von Herrn Schocken (der mich inzwischen hier besucht hat) in *Jerusalem* sah ich neben vielen interessanten Originalmanuskripten (von Heine, Karl Kraus, Schopenhauer etc.) auch Originalzeichnungen von William *Blake* (dem englischen Mystiker) zur Illustration des Buches Hiob.[3] Der Satan war dort genau so dargestellt, wie ich mir ihn immer vorgestellt hatte, nämlich als ein *sehr schöner* junger Mann. (Manchmal fällt er vom Himmel.)

Ich weiß aber nicht, *warum* ich ihn mir so vorgestellt habe.

Vielleicht interessiert das Prof. Jung. Übrigens habe ich mir gestern die alte Arbeit von Fräulein Schärf in „Symbolik des Geistes“ daraufhin wieder angesehen und fand sie ausgezeichnet.[4]

*3*. In den letzten Tagen ist in meinen *Träumen* immer ein *großer Krieg*. (Ist mir nicht ungewohnt.) Auf der einen Seite sind die Russen (meine Deutung davon ist: die rationalistische Einstellung),* zu denen auch verschiedene nichtrussische Physiker gehören (N. B. meines Erachtens ist unsere Physik noch zu rationalistisch), auf der anderen Seite sind Deutsche und Engländer (d. h. die Anima in verschiedenen Formen).

Es geht hin und her, auf und ab, denn die beiden Seiten sind ungefähr gleich stark. Was wird herauskommen? Ich bin neugierig. Hoffe, wieder berichten zu können.

Inzwischen viele Grüße Ihr W. Pauli

[1] Es handelte sich um Peierls Mitarbeiter Gerard Field (vgl. Band **IV**/3, S. 517f.), der noch bis zum Oktober 1958 mit den Übersetzungsarbeiten des Artikels beschäftigt war. – Die Vorstellung eines *Wärmetods* war im 19. Jahrhundert weit verbreitet. So sprach z. B. Hermann von Helmholtz (1856, S. 503) von einem „ethernal death“, dem das Universum „after an infinite period of time“ entgegenstrebt; aber auch Rudolf Clausius und Ludwig Boltzmann schlossen sich dieser Folgerung aus dem zweiten Hauptsatz der mechanischen Wärmetheorie an. Boltzmann wies jedoch in seiner Gedächtnisrede für Josef Loschmidt (1895, S. 230) auch auf den „Feuereifer“ hin, mit dem dieser Gelehrte „bemüht war, das Universum von dem sogenannten Wärmetode durch die Dissipation der Energie zu erretten, wodurch es durch die Untersuchungen von Clausius und Lord Kelvin bedroht war.“ Siehe hierzu auch die historische Darstellung bei S. G. Brush [1986, S. 240 und 551f. und 1987, S. 70–92]. Wie Andreas Kleinert (1992)} u. a. festgestellt hat, beruhen die eindrucksvollen Illustrationen des französischen Astronomen Camille Flammarion, die von neueren Autoren gerne als bildliche Darstellungen des Wärmetods herangezogen wurden, auf einer Fehldeutung.

[2] Siehe den Brief [2724].

[3] Dieser zu seiner Zeit weitgehend verkannte englische Poet und Mystiker William Blake (1757–1827) war auch ein ausgezeichneter Maler. Er hat eine größere Anzahl lyrischer und epischer Werke illustriert, darunter auch Werke in *illuminierten Druck* wie die *Songs of innocence and experience* (1789) und *The marriage of heaven and hell* (1793). In seinen letzten Jahren fertigte er im Auftrage des Malers John Linnell die hier von Pauli erwähnten 22 kolorierten Zeichnungen zum Buche *Hiob* an. Vgl. hierzu u. a. die historische Analyse seines Werkes durch David Bindman [1977].

[4] Jungs Mitarbeiterin Riwkah Schärf hatte in einem längeren Beitrag (1948) zu Jungs Werk „Die Gestalt des Satans im alten Testament“ behandelt.

* Der „Schatten“ ist bei mir oft intellektuell-rationalistisch.

## [2722] Pauli an Bergmann

[Zürich], 28. Oltober 1957

Lieber Herr Bergmann!

Da ich Ihnen vor 2 Tagen ohnehin geschrieben habe,[1] folgt nun eine andere Frage. Im Reviews of Modern Physics, Volume **29**, Juliheft, stehen in der Arbeit von Fock[2] auf p. 329 rechts zwei Formeln, in denen im Integranden als Faktor von $(dx)^3$ nicht $\sqrt{g}$, sondern $g$ auftritt. Solche Formeln stehen auch im Buch Landau-Lifschitz[3] und (wie ich hörte) im *Buch* von Fock.[4] Ich verstehe dieses $g$ statt $\sqrt{g}$ *nicht*. *Können Sie mir da helfen?*

In der bei Fock, l. c. weiter oben stehenden Gleichung

$$\left(\Delta - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2}\right)\frac{\partial g^{\mu\nu}}{\partial x^\nu} = \text{const. } g\nabla_\mu T^{\mu\nu}$$

sind ja Approximationen gemacht, es ist viel weggelassen. Ich sehe *nicht*, daß die Approximation dann noch gut genug ist, um zwischen $g$ und $\sqrt{g}$ rechts noch wirklich unterscheiden zu können. Und ich bezweifle es, da ich mit $g$ keinen Sinn verbinden kann. – *Was meinen Sie?*

Inzwischen habe ich auch in den Report der Chapel-Hill-Konferenz[5] hineingeschaut (ebenso wie in das bereits zitierte Heft des Reviews of Modern Physics).

Die „clink-clank's" und „bang's" von Feynman sind natürlich großartig und ich hoffe, sie von ihm persönlich mit seinen Händen und Füßen erläutert zu sehen, wenn ich 1958 an die Westküste komme.[6]

Ich fürchte nur, man ist mit diesen ganzen Problemen doch nicht wirklich weitergekommen. Die Feynman-Methode in Konkurrenz der ‚Constraint'-Methode finde ich interessant.[7] Mir scheint übrigens der alte Term ‚supplementary condition', geschrieben mit dem ***Y*** rechts, klarer als ‚constraint', da man dann sicher weiß, daß es sich *nicht* um eine Operatoridentität handelt. (In die Arbeit von Ihnen und Anderson Physical Review **83**, 1951[8] habe ich auch wieder hineingeschaut.)

Auch für Misner:[9] I further thought on the question $H = 0$? and I cannot escape the conclusion, that with the same words, which lead to $H = 0$, one can ‚derive' also charge $Q = 0$, which is logically certainly incorrect. The circumstance, that $Q$ has discrete eigenvalues, while $H$ may have continuous ones, cannot make any difference. Moreover, Misner's opinion that $H_{\text{op}}$ has nothing to do with the energy seems to me false. The eigenvalues of $H_{\text{op}}$ must be the energy values of the system.

So, I reach the conclusion, that the correct application of the Feynman-method must also lead to the result, that $H$ is not necessarily zero. (Just as the Feynman-method, too, admits non-zero values for the total charge $Q$.)

Bitte schicken Sie eine Kopie der letzten Absätze in englisch auch an Misner.

Nochmals viele Grüße Ihr W. Pauli

[1] Vgl. den Brief [2719].
[2] Vgl. Fock (1957b).

[3] Landau und Lifschitz [1951].
[4] Vgl. Fock [1959].
[5] Im Juli-Heft der *Reviews of Modern Physics* **29**, S. 351–546 (1957) war auch ein „Summary of the Chapel-Hill-Conference“ von Bergmann erschienen.
[6] Vgl. hierzu die Charakterisierung von Feynmans Vortragsweise in der Anlage zu Paulis Brief [1707] an Thellung vom 28. Januar 1954. Vgl. auch Thellung (1988, S. 101–104).
[7] Siehe hierzu die Beiträge von Misner (1957) und von Newman und Bergmann (1957) zur *Chapel Hill Conference*.
[8] Vgl. Anderson und Bergmann (1951).
[9] Siehe hierzu Paulis in der Anlage zum Brief [2705] wiedergegebenes Manuskript über das H-Prinzip in allgemein kovarianten Feldtheorien.

## [2723] Pauli an Rosbaud

Zürich, 28. Oktober 1957
[Auszug][1]

… daß ich Ihre Frage ‚wäre Ihnen das recht?‘ mit ‚Nein, Nein, Nein!‘ beantworten möchte … pflege überhaupt nicht Übersetzungen meiner Werke selbst zu lesen ….[2] Auch habe ich vor, meine Zeit bis zur Abreise nach Berkeley ganz anders zu verwenden …

… Machen wir also einen Kompromiß. Schicken Sie mir, bitte, die Übersetzung von ‚Die Wissenschaft und das abendländische Denken‘. Ich will sie einmal durchsehen, ob mir einzelne Stellen auffallen. Dagegen dürfen Sie mir die andere, die von Dialectica ‚Aspekte der Ideen vom Unbewußten‘ *nicht* schicken. Ferner dürfen Sie von den anderen Übersetzungen, die noch übrig sind, *weder* fragen, ob Sie eine schicken dürfen, *noch* es tun, *noch* die Sache überhaupt erwähnen, wenn sie fertig sind. (Pauli-Verbot!)

[1] Dieser Auszug aus Paulis Schreiben wurde (ebenso wie das Schreiben [2697]) von Paul Rosbaud angefertigt, als eine Veröffentlichung der englischen Übersetzung von Paulis allgemeinverständlichen *Aufsätze und Vorträge über Physik und Erkenntnistheorie* an dem Widerstand der Witwe Pauli zu scheitern drohte und Rosenfeld als Vermittler hinzugezogen wurde (vgl. hierzu das *Preface* zur englischen Ausgabe [1994, S. 1–6] von Ch. P. Enz).
[2] Paul Rosbaud, der kürzlich zu Besuch in Zollikon gewesen war, hatte sich bei Pauli erkundigt, ob er ihm auch die englischen Übersetzungen seiner *Aufsätze*, die er zugleich mit der deutschen Ausgabe vorbereitete, zur Überprüfung zeigen könne. – Während die deutsche Ausgabe 1961 im Druck erscheinen sollte, ließ die englische Ausgabe – infolge der Einwendungen der Witwe, welche die Wiedergabe von Paulis charakteristischem Stil in der Übersetzung vermißte, noch viele Jahre auf sich warten. So gelangte die damals noch unter Rosbauds Regie durch Robert Schlapp angefertigte und später von Charles P. Enz überprüfte Übersetzung erst nach Francas Tode – dank einer Anregung durch Paulis ehemaligen Assistenten Nicholas Kemmer – im Jahre 1994 zum Druck. Eine Beschreibung der näheren Umstände dieser Übersetzung findet man in dem schon erwähnten *Preface* zur englischen Ausgabe.

## [2724] Pauli an Adler

Zürich, 30. Oktober 1957
[Maschinenschriftliche Durchschrift]

Sehr geehrter Herr Dr. Adler!

Frau Jaffé hat mir Ihre Anfrage übermittelt betreffend die englische Übersetzung des in der Thermodynamik verwendeten technischen Ausdruckes „Wärmetod“.[1]

Ich und andere hatten hier darüber gleich die Meinung, daß die Übersetzung „Heat death“ richtig ist. Um aber ganz sicher zu sein, habe ich noch an den Übersetzer eines eigenen Buches, einen Physiker in Birmingham, darüber geschrieben. Dieser hat unsere Ansicht nun definitiv bestätigt: der Ausdruck „Heat death“ findet sich sowohl in *Milne* „Relativity, Gravitation and World Structure“[2] als auch bei *Jeans* in „The Mysterious Universe“.[3]

Ihr ergebener [W. Pauli]

[1] Vgl. hierzu den Brief [2721].
[2] Milne [1935].
[3] Jeans [1930].

## [2725] Heisenberg an Pauli

Göttingen, 30. Oktober 1957

Lieber Pauli!

Die Arbeit von Thirring[1] habe ich erst in den letzten Tagen studieren können. Mein Eindruck ist, daß die Mathematik in Ordnung sein dürfte und daß die S-Matrix unitär herauskommen wird; denn es wird ja nirgends eine Kopplungsrenormierung oder dergleichen mit einer $\sqrt{-1}$ vorgenommen. Aber ich glaube, daß das Thirringsche Modell zu weit von der Wirklichkeit entfernt ist (ähnlich wie das Isingsche Modell des Ferromagnetismus).[2] Bei einer einzigen Raumdimension haben ja schon die Greenschen Funktionen keine Singularitäten mehr, und ein $\delta$-förmiges Potential gibt eine vernünftige Streuung. Beides ist völlig anders bei höherer Dimensionszahl. Man kann bei *einer* Dimension daher punktförmige Elementarteilchen konstruieren; aber das geht nicht bei höherer Dimensionszahl. Auch läßt sich in der Thirringschen Theorie die Wellengleichung nicht mehr endlich in den renormierten Operatoren ausdrücken. Also ich glaube, das ist alles zu weit von der Physik entfernt.

In meiner eigenen Theorie bin ich etwas weitergekommen in der Frage der $\gamma_5$-Invarianz und der Erhaltungssätze. Ich kann Dir aber einstweilen nur unklares Zeug schreiben.

1. Wenn man die Zwischenzustände des Hilbertraumes II in der Vertauschungs-Relation weglassen dürfte (was aber nicht der Fall ist), so könnte man schließen, daß die $S(xx')$-Funktion $\gamma_5$-invariant sein muß. Denn für die Hilbertraum I-Zustände allein gilt, daß $\{\psi^*(x), \psi(x')\} = \delta(x - x')$ für $t = t'$ sein muß. Diese Forderung ist $\gamma_5$-invariant, ebenso die nichtlineare Wellengleichung. Daraus

würde folgen, daß für das Massenspektrum $\rho(k)$ gelten muß: $\rho(k) = \rho(-k)$. D. h. Verdopplung der Eigenwerte, also eventuell so etwas wie der Isotopenspin.

Läßt man die Zwischenzustände des Hilbertraumes II *nicht* weg, so ist der Schluß nicht mehr möglich, da $\{\psi^*(x), \psi(x')\} = 0$ für $t = t'$. Ich vermute immer, daß die Vertauschungs-Relation trotzdem noch *näherungsweise* $\gamma_5$-invariant sind, d. h., daß die Abweichungen, die ja vom Hilbertraum II herrühren, von der Größenordnung der elektromagnetischen Effekte sind. *Das könnte gut zur Erfahrung passen*. Denn erstens ist der Massenunterschied Neutron-Proton klein. Zweitens können die Teilchen, die ganz unsymmetrisch in die Vertauschungs-Relation eingehen, wie z. B. das $\Lambda_0$-Teilchen, einen Faktor $\rho(k)$ erhalten, der selbst von der Größenordnung $\frac{1}{137}$ ist. Das hätte zur Folge, daß die Paarerzeugung von $\Lambda_0^* s$ (oder wohl auch von $\Lambda_0$ und $K$) ca. 137-mal seltener ist als die Nukleonenprozesse. Das scheint zu stimmen; denn in

$$P + \pi^- \rightarrow \begin{matrix} P + \pi^- \\ N + \pi^0 \\ \Lambda_0 + K_0 \end{matrix}$$

ist der letztere Prozeß, soviel ich weiß, auch bei hohen Energien einige hundertmal seltener als die ersten beiden.

2. Man kann fragen, ob eine nichtlineare Spinorgleichung die genügende Anzahl von Erhaltungssätzen liefert.

Man braucht strenge Erhaltungssätze für die Baryonenzahl, die Ladung (*oder* die Isotopenspin-z-Komponente) und die Strangenessquantenzahl, wenn man (was ich jetzt immer tun will) die schwache Wechselwirkung streicht. Das heißt: man braucht mindestens zwei kontinuierliche zyklische Gruppen (da die Quantenzahlen von $-\infty$ bis $+\infty$ gehen); dazu eine weitere Gruppe mit vielleicht nur einer endlichen Zahl von Elementen (à la Prentki-Espagnat),[3] da die Strangenessquantenzahl vielleicht nur ein paar Werte haben kann.

*Eine* zyklische Gruppe ist trivial:

$$\psi \rightarrow e^{i\eta}\psi; \quad \psi^* \rightarrow \psi^* e^{-i\eta}. \tag{1}$$

Daneben habe ich für meine Spinorgleichung keine weitere kontinuierliche Gruppe gefunden. Wenn man aber von der folgenden Lagrangefunktion ausgeht:

$$L = \psi^+ \gamma_\nu \frac{\partial \psi}{\partial x_\nu} - l^2 \left[ \left(\psi^+ \psi\right) \left(\psi^+ \psi\right) - \left(\psi^+ \gamma_5 \psi\right) \left(\psi^+ \gamma_5 \psi\right) \right]$$

$$= \psi^+ \gamma_\nu \frac{\partial \psi}{\partial x_\nu} - l^2 \left(\psi^+ (1 + \gamma_5)\, \psi\right) \left(\psi^+ (1 - \gamma_5)\, \psi\right), \tag{2}$$

so hat man auch noch Invarianz für

$$\psi \rightarrow e^{i\alpha\gamma_5}\psi; \quad \psi^* \rightarrow \psi^* e^{-i\alpha\gamma_5}; \qquad \psi^+ \rightarrow \psi^+ e^{i\alpha\gamma_5}. \tag{3}$$

Hier hat man also die geforderten *zwei* zyklischen Gruppen. Denen entsprechen bei der klassischen Lagrangefunktion (2) auch schon die beiden Erhaltungssätze:

$$\int \psi^* \psi dV = \text{const. und } \int \psi^* \gamma_5 \psi dV = \text{const.} \tag{4}$$

Für die Lagrangefunktion (2) hat man auch noch die endlichen Gruppen:

$$\psi \to e^{\pm i \frac{\pi}{2} \gamma_4} \psi, \text{ und } \psi \to e^{\pm k \frac{\pi}{2} \gamma_4 \gamma_5} \psi. \tag{5}$$

Vielleicht wird dies also für alle Erhaltungssätze ausreichen. Ich wage dies einstweilen noch nicht recht zu hoffen, will es aber, zusammen mit Yamasaki, untersuchen.[4] Ich hab' Dir all' diese unklaren Dinge nur geschrieben, damit Du weißt, um was ich mich zur Zeit bemühe. Am 13. November werde ich in Genf über die Lee-Modell-Sache Vortrag halten; vielleicht könnte ich auf dem Rückweg in Zürich vorbeikommen.[5]

Viele Grüße Dein W. Heisenberg

[1] Vgl. Thirring (1958c).
[2] Ising (1925). Das von Ernst Ising im Winter 1922/23 in Hamburg – während Paulis Abwesenheit in Kopenhagen – unter der Leitung von Wilhelm Lenz entwickelte eindimensionale Modell des Ferromagnetismus zeigte bekanntlich erst in seiner zweidimensionalen Erweiterung eine spontane Magnetisierung: „I discussed the result of my paper widely with Professor Lenz and with Dr. Wolfgang Pauli," berichtete Ising später, „who at that time was teaching in Hamburg. There was some disappointment that the linear model did not show the expected ferromagnetic properties." Vgl. hierzu die historischen Darstellungen von Stephen G. Brush (1967) und Sigismund Kobe (1998, 2000).
[3] Vgl. d'Espagnat und Prentki (1957b).
[4] Vgl. hierzu die erst nach Paulis Tode fertiggestellte Publikation von Dürr, Heisenberg, Mitter und Yamasaki (1959).
[5] In seinem folgenden Brief [27231] vereinbarte Heisenberg mit Pauli, sich am 15. November kurz in Zürich zu treffen.

## [2726] Enz an Reines

[Zürich], 31. Oktober 1957
(Switzerland)

Dear Dr. Reines!

Thank you very much for your letter of September 6th,[1] which contained a lot of very interesting informations about your neutrino experiments. I am very sorry for not having answered you sooner. But I expected to be through with my paper and to be able to send you a copy much sooner. Now it is almost ready and you will have a copy in about two weeks. It is on „The production and absorption of neutrinos in beta decay theory".[2]

Please may I have two copies (one for Prof. Pauli) of each of your papers in Nature **178**, 446 (1956), Science **124**, 103 (1956), Physics Today **10**, No. 8, p. 12 (1957) and any other re- or preprints on the subject.[3] With many thanks.

Sincerely yours, [Ch. Enz]

[1] Vgl. das Schreiben [2696].
[2] Vgl. Enz (1958).
[3] Vgl. Reines und Cowan (1956), Cowan, Reines, Harrison, Kruse und McGuire (1956) sowie Reines und Cowan (1957).

## [2727] Pauli an Heisenberg

Zürich, 1. November 1957

Lieber Heisenberg!

Dank für Deinen Brief vom 30. Oktober.[1]

Deine Ansichten über das Modell von Thirring sind mir sehr einleuchtend. Vielleicht höre ich noch mehr Details darüber von Thirring oder Källén.[2]

Nun zu Deiner Diskussion von $\gamma_5$-Invarianz und Erhaltungssätzen. Über letztere hörte ich kürzlich einen guten Kolloquiumsvortrag von Heitler, von dem er aber selbst sagte, er enthalte wenig Eigenes und gehe auf einen Vortrag von Haag im Schwarzwald zurück.[3] Den Stil d'Espagnat-Prentki liebe ich gar nicht,[4] es gibt über diese Fragen auch noch eine Arbeit von einem Japaner *Hanawa* („Progress' 1957),[5] die ich noch studieren will. Während ich also zu Deinem Abschnitt 1[6] zunächst nichts zu sagen habe, ist dies doch der Fall bei Deinem Abschnitt 2.

Es ist vielleicht nützlich, zunächst die *starke* Wechselwirkung zu betrachten, und zwar bei Abwesenheit (bzw. Vernachlässigung) elektromagnetischer Felder. Dann gilt A) die volle dreidimensionale Rotationsgruppe $D_3$ im Isotopenspin-Raum, B) die Erhaltung der elektrischen Ladung. {Es gibt auch noch C) die Erhaltung der Baryonenzahl, doch kann dies zunächst noch außer Betracht bleiben.}

Ich möchte nun vorschlagen, die Frage so zu stellen: *welche Gruppe entspricht eigentlich der Erhaltung der elektrischen Ladung* (nennen wir sie $Q$), *nachdem die gewöhnliche Eichgruppe* (für die Untergruppe von $D_3$ um die $\tau_3$-Achse) *bereits vergeben ist.*

Es scheint nun natürlich, eine lineare Verbindung

$$Q = l + k\tau_3 \tag{1}$$

($Q$ und $k$ ganz) von $Q$ und $\tau_3$ anzusetzen.

Bemerkungen:

*1*. Man scheint mit $k = 1$ immer auszukommen, wofür aber a priori eigentlich kein Grund vorhanden ist.

*2.* Die „Isofermionquantenzahl" $l$ ist nicht identisch mit der Strangeness-Quantenzahl. In die Definition der letzteren geht eine Fallunterscheidung Boson oder Fermion ein, während *hier* (1) *auch für Bosonen* benutzt wird.

*3.* Aus der Zweitdeutigkeit der Darstellungen von $D_3$ für Fermionen kann man zeigen, daß $l = 0$ nur für Bosonen möglich ist.

*4.* Die Frage der Invarianz gegenüber *Spiegelungen im Isotopenspinraum* sollte noch besonders diskutiert werden. Die Literatur darüber befriedigt mich nicht sehr. Ich müßte das aber noch studieren.

Betrachtet man nun eine Reaktion $a \to b + c$ als Folge der *starken* Wechselwirkung, so folgt aus der $D_3$-Invarianz, daß nach (1) die Q-Invarianz äquivalent ist mit

$$k_a = k_b = k_c \quad (\textit{kann } 1 \text{ sein, } \textit{muß} \text{ aber nicht})$$

und

$$l_a = l_b + l_c. \tag{2}$$

Der Erhaltungssatz für $l$ ist dann also *eine neue Form des Erhaltungssatzes der elektrischen Ladung*.

Ich möchte daher die Frage lieber so stellen:

*1.* Wie ordnet sich bei Deinem Modell die $D_3$-Gruppe bei *Vernachlässigung* der elektromagnetischen Wechselwirkungen ein?

*2.* Welcher Gruppe entspricht die Erhaltung von $Q$ *oder* $l$?

Dann folgt noch:

*3.* Welcher Gruppe entspricht die Erhaltung der Baryonenzahl?

Dieses würde ich gerne mit Dir diskutieren, falls Du nach dem 13. auf dem Rückweg von Genf durch Zürich kommst.[7]

Vielleicht habe ich es selbst bis dahin schon besser verstanden.

Über die Lee-Modell-Sache will ich hier am Montag, den 25. November vortragen,[8] es ist mir irgendwie eine psychologische Notwendigkeit.

Falls Du *hier* über etwas anderes vortragen willst, lasse es mich, bitte, wissen. (Das Samstag-Kernseminar von Scherrer ist von mir unabhängig.)[9] Ich fände aber eine unformelle Diskussion eigentlich netter!

Also viele Grüße und vielleicht auf Wiedersehen Dein W. Pauli

P. S. Ich sehe eben, daß doch noch eine besondere Eigenschaft vorliegt: Warum läßt die elektromagnetische Wechselwirkung der Teilchen den Erhaltungssatz für $\Sigma\tau_3$ überhaupt *exakt* bestehen? (Nur die schwache Wechselwirkung durchbricht ihn.) Wenn schon $D_3$ durchbrochen wird, warum nicht *auch* die *Unter*gruppe? Warum bleibt nicht nur die $Q$-Erhaltung?

[1] Vgl. den Brief [2725].

[2] Wie Källén in seinem Brief [2748] mitteilte, ließ er das Thirring-Modell durch den Inder Pradhan genauer untersuchen.

[3] Haag hatte darüber im April 1957 während der Veranstaltung in Oberwolfach gesprochen (siehe hierzu den Kommentar zum Brief [2620]).

[4] Vgl. auch Touscheks Bemerkung seinem (in der Anlage zum Brief [2756] wiedergegebenen) Schreiben an Enz.

[5] Vgl. Hanawa (1957). Pauli, der hier den Namen irrtümlich *Hanaka* geschrieben hatte, korrigierte dieses in seinem folgenden Brief [2764].

[6] Vgl. Heisenberg (1957b).

[7] Heisenberg hatte in seinem letzten Brief [2725] die Möglichkeit eines anschließenden Besuches in Zürich angesprochen.

[8] Vgl. hierzu auch den Brief [2764].

[9] Heisenberg hatte am 13. November in Genf über seine Untersuchungen des Lee-Modells berichtet (vgl. den Brief [2725]). Auf der Rückreise sollte er offenbar im *Scherrer-Seminar* nochmals darüber vortragen.

## [2728] Pauli an Jaffé

[Zürich], 2. November 1957

Von Prof. Scholem habe ich noch nichts gehört. Ist er hier?[1]

Liebe Frau Jaffé!

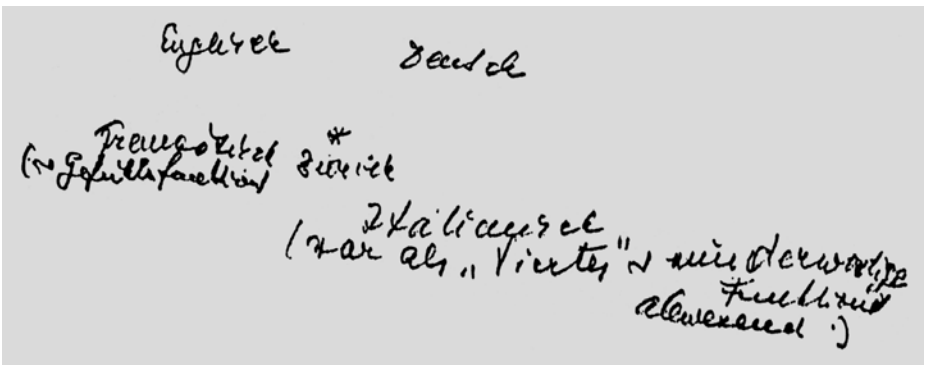
Als nunmehr die „chinesische Revolution“ preisgekrönt wurde, indem C. N. Yang und T. Lee den Nobelpreis für Physik für ihre Forschungen über die Paritätsgesetze erhalten haben[2] – da dachte ich natürlich wieder daran, daß wir darüber so viel geschrieben und gesprochen haben. Vielleicht machen Sie auch Prof. Jung darauf aufmerksam.

Meine Glückwunschtelegramme nach Princeton gingen gestern ab.[3] {N. B. Die Zeitungsmeldungen waren durch Fehler stark entstellt.* Nicht nur waren die Namen falsch gedruckt, sondern die Presse-Analphabeten haben es auch fertiggebracht, das Wort ‚parity‘ (bzw. französisch ‚parité‘) ganz falsch mit „Gleichheit“ zu übersetzen. Im Gegensatz zu ‚equality‘ (égalité) bedeutet aber ‚parity‘, ob eine Zahl gerade (pair) oder ungerade (impair) ist. Es handelt sich um Zahlen, die der Rechts-Links-Spiegelung zugeordnet werden.}

Dies schreibe ich also hauptsächlich auch zur Orientierung von Prof. Jung.[4]

Nun noch eine Bemerkung für Ihre (berechtigte) persönliche Neugierde. Aus meinem Traum-Krieg[5] ist bereits etwas herausgekommen: Mein Freund Delbrück erschien mir im Traum, und ich fragte ihn gleich „Wie ist denn Deine Arbeit über Phycomyces weitergegangen?[6] Hast Du Fortschritte gemacht?“

Was dann geschah, führte mich in die Psychologie der *Sprachen*-Mandala[7] hinein:



Es geht daraus wieder die Wichtigkeit der Quaternität als *Archetypus* für die Biologie hervor. (Vgl. hierzu auch Fußnote 4, p. 298 meines Aufsatzes zu Jungs 80. Geburtstag in Volume **8**, 1954 der *Dialectica*.)[8]

Ich hoffe, daß *noch mehr* herauskommen wird!

Inzwischen viele Grüße Ihr W. Pauli

[1] Pauli hatte den auch mit Sambursky befreundeten Gershom Scholem, dessen bedeutende Schriften über jüdische Mystik und Kabbala er bereits kannte, während seines Aufenthaltes in Israel persönlich

kennengelernt. Im Jahre 1957 war auch die Übersetzung seines Hauptwerkes *Über die jüdische Mystik in ihren Hauptströmungen* erschienen, die Scholem, nachdem er Pauli in Zürich besucht hatte, diesem zuschicken ließ (vgl. den Brief [3108]).
[2] Vgl. hierzu die Würdigung der Verdienste von Lee und Yang durch Pais (1958a).
[3] Es handelte sich um die Verleihung des Physik-Nobelpreises an Lee und Yang, die in der Presse bekanntgegeben worden war. Siehe hierzu auch die in dem Band Les prix Nobel en 1957 abgedruckte Ansprache zur Preisverleihung von Oskar Klein (1957).
* An dieser Stelle wurde ich durch einen Telephonanruf aus der Polis (*πολις*) (das ist mein Spitzname für Basel) unterbrochen, ich möge einen kurzen Bericht anläßlich des Nobelpreises über Parität für die Zeitschrift ‚Experientia' schreiben. Ich habe zugesagt, da ich keinen genügenden Grund fand, es *nicht* zu tun. {Vgl. Pauli (1958d).} Bei dieser Gelegenheit hörte ich auch, daß *Fierz* in den *Basler Nachrichten* etwas geschrieben hat. {Am 4. November 1957 erschien in den *Basler Nachrichten* eine mit der Unterschrift „Die drei Träger der Nobel-Preise für Chemie und Physik" versehene Photographie der Preisträger.}
[4] Siehe hierzu auch den Brief [2682] an Jung.
[5] Siehe hierzu den Brief [2721].
[6] Delbrück hatte zum Jahresende seine mit W. Reichardt publizierte Abhandlung (1956) über Phykomyces an Pauli gesand und als „Gegengabe" dafür den Kepler erbeten. Vgl. auch Paulis Bemerkungen in seinem Brief [2645] an Jung.
[7] Vgl. Band **IV**/3, S. 723 und 727.
[8] Pauli (1954b). Dort heißt es: „Die alten Pythagoreer hätten, die Vierzahl verehrend, eine besondere Freude an der *quaternären*, auf zwei Gegensatzpaaren aufgebauten chemischen Struktur einer Nukleinsäure (abgekürzt als ‚DNA' bezeichnet), die für die Vorgänge der Vererbung und Fortpflanzung wesentlich ist."

## [2729] Pauli an Rosbaud

Zürich, 2. November 1957
[Auszug][1]

So schön es ist, daß keine Übersetzung* meiner Artikel da ist, so schade ist es, daß *Sie selbst* heute nicht da sind.[2]

Mit Ihnen zu plaudern wäre schön (mich selbst auf englisch zu lesen dagegen entschieden nicht reizvoll. Da schreibe ich noch lieber neue Artikel).

[1] Vgl. die Hinweise zu den Briefen [2697 und 2723].
* Als Leser dieser Übersetzungen bin ich ganz als *Neben*figur zu betrachten; weder ist eine solche unerledigt, wenn ich sie *nicht* gelesen – noch ist sie erledigt, wenn ich sie gelesen habe.
[2] Vgl. hierzu Paulis Bemerkungen in seinem vorangehenden Schreiben [2723].

## [2730] Fierz an Pauli

[Basel], 3. November 1957[1]

Lieber Herr Pauli!

Leider kann ich am Montag nicht zum Seminar kommen, so sehr mich Schafroths Vortrag interessiert hätte.[2] Ich muß aber am Dienstag einen Vortrag halten und fürchte, daß ich mit seiner Vorbereitung nicht fertig werde, wenn

ich am Montag hier weggehe. Und blamieren möchte ich mich nicht, da es ein Aulavortrag ist.

Nun möchte ich Sie noch gerne etwas fragen; es ist eine akademische Frage! In Ihrem Relativitätsartikel in der Enzyklopädie ist ein Abschnitt über die phänomenologische Elektrodynamik und da kann man lesen, daß die Gelehrten damals nicht einig waren, was der Spannungstensor sein solle.[3]

Nun folgt aber doch aus der Maxwellschen Gleichung

$$\int dV \left\{ \rho C_1 + (jL)_1 + \frac{d}{dr}[\vartheta L] \right\} = \int dV \left\{ \frac{\partial}{\partial x_k}(C_1 \vartheta_k + H_l L_k) - \vartheta_k \frac{\partial C_k}{\partial x_l} - L_k \frac{\partial H_k}{\partial x_l} \right\}.$$

Falls man

$$\vartheta_k = \varepsilon_{ki} C_i; \quad L_k = \mu_{ki} H_i$$

setzt, so kann das auch so geschrieben werden:

$$\int dV \left\{ \rho C_l + [jL]_l + \frac{d}{dr}[\vartheta L] - \frac{1}{2}\frac{\partial C_{ik}}{\partial x_l} C_i C_k - \frac{1}{2}\frac{\partial \mu_{ik}}{\partial x_l} H_i H_k \right\}$$

$$= \int dT_k \left\{ C_k \vartheta_k + H_l L_k - \delta_{kl} \frac{1}{2}((C\vartheta) + (LH)) \right\}.$$

Diese Formel folgt auch aus der Elektronentheorie ohne Schwierigkeiten. Jede mikroskopische Größe muß man dann schreiben: $a = A + a_1$; $\bar{a} = A$, $\bar{a}_1 = 0$. Es tritt dann neben den makroskopischen Größen rechts und links noch ein Ausdruck der Form $\overline{a_1 b_1}$ auf. Das sind „inner-mikroskopische“ Spannungen und Kräfte (Kohäsionskräfte, Wärmeenergie usw.).

Der phänomenologische Spannungstensor ist nicht symmetrisch, weil in einem anisotropen Medium die Felder wirklich Drehmomente aufs Innere ausüben, die aber stets als Kräfte auf die *Körperoberfläche* dargestellt werden können, falls der Körper homogen ist.

Die Asymmetrie kommt natürlich davon her, daß man, um von der Elektronentheorie zur phänomenologischen Theorie zu kommen, in künstlicher Art den mikroskopischen Strom $i = j + \dot{\psi} + \operatorname{rot} m$ und die mikroskopische Ladungsdichte $r = \rho - \operatorname{div} \psi$ setzt. Die Terme mit $\psi$ und $m$ schreibt man sodann auf die rechte Seite und erhält so neben $C$ und $L$ auch $\vartheta$ und $H$.

Das alles scheint mir ganz klar und einfach und ich begreife gar nicht, wieso vor 30 Jahren hierüber Diskussionen entstanden sind.

Man kann doch nicht einfach einen „Ansatz“ für den Spannungstensor machen. Dieser muß doch aus den Maxwellgleichungen folgen.

Sie sehen, ich wärme alten Kohl auf. Aber da ich, wenn ich Vorlesungen halte, auf solche Fragen stoße, würde ich doch gerne wissen, ob sich nach 1920 diese Fragen geklärt haben oder ob sie einfach an Aktualität verloren und obsolet geworden sind.

Mit besten Grüßen Ihr M. Fierz

[1] Dieses Schreiben war in Paulis *Relativitätstheorie*, [1921, S. 672/673] abgelegt. Die folgenden Bemerkungen beziehen sich aber auf den Paragraphen 35 mit der Überschrift *Impuls-Energietensor und ponderomotorische Kraft der phänomenologischen Elektrodynamik*.

[2] Pauli hatte Fierz in einem vorangehenden Brief [2703] nahegelegt, auch an Schafroth zu denken, wenn es um die Besetzung eines neu zu schaffenden Basler Extraordinariats ginge.
[3] Vgl. Pauli [1921, §33: *Minkowskis phänomenologische Elektrodynamik bewegter Körper*].

## [2731] Heisenberg an Pauli

[Göttingen], 7. November 1957
[Maschinenschriftliche Durchschrift]

Lieber Pauli!

Eine ausführliche Beantwortung Deines Briefes will ich auf unser Gespräch in Zürich verschieben.[1] Einen Vortag will ich in Zürich nicht halten. Dazu wäre auch keine Zeit, da ich am Abend des 15. mit dem Schlafwagen von Zürich nach Göttingen fahren muß. Wenn es Dir recht ist, werde ich mit dem Zug um 15.07 von Genf abreisen und um 19.22 in Zürich ankommen. (Sollte sich an diesem Zeitplan etwas ändern, so würde ich Dich vorher benachrichtigen.) Es wäre dann vielleicht am einfachsten, wenn wir in der Nähe des Bahnhofs zu Abend essen könnten, da ich ja um 21.45 schon wieder von Zürich abreisen muß. In einem solchen Gespräch könnten wir uns aber wohl über die jetzt schwebenden Fragen der $\gamma_5$-Invarianz gut verständigen. Sollte Dir dieser Zeitplan nicht passen, so gib mir bitte Nachricht; am besten gleich nach Genf, wo ich am Abend des 12. eintreffen und im Hotel Regina (Telefon: 326 175) wohnen werde.

Also auf gutes Wiedersehen in Zürich Dein Heisenberg

[1] Pauli hat sich in seinem folgenden Brief [2764] sehr positiv über dieses Treffen mit Heisenberg geäußert.

## [2732] Pauli an Pallmann

Zürich, 8. November 1957[1]
[Maschinenschrift]

Sehr geehrter Herr Präsident!

Wie mir die Kasse der E.T.H. mitteilte, ist der mir für 1957 bewilligte Kredit von Fr. 1000.– bereits aufgebraucht. Da im Laufe dieses Jahres in meinem Institut mehr publiziert wurde[2] und noch etliche Rechnungen für Druckkosten ausstehend sind, welche dieses Jahr bezahlt werden müssen, möchte ich Sie höflich bitten, mir einen Nachtragskredit von Fr. 750.– zu bewilligen. Dieser Betrag würde mir die Möglichkeit geben, die in diesem Jahr noch fälligen Rechnungen zu begleichen.

Ich hoffe, daß Sie meinem Gesuch entsprechen können und begrüße Sie mit vorzüglicher Hochachtung W. Pauli

[1] Auch bei Enz, Glaus und Oberkofler [1997, S. 302] abgedruckt.
[2] Insbesondere handelte es sich um die bei den *Helvetica Physica Acta* eingereichten Abhandlungen von Enz (1957), Jauch (1957), Jost (1957a), Schafroth et al. (1957) und Wentzel (1957a) sowie auch weiterer Publikationen seiner Mitarbeiter im *Il Nuovo Cimento*.

## [2733] Pauli an Touschek

Zürich, 8. November 1957

Lieber Herr Touschek!

Die Sache, die Sie mir in (Padua und Venedig)[1] über die Herleitung der C- und P-Symmetrie der *starken* Wechselwirkungen aus anderen speziellen Eigenschaften erzählt haben, beginnt mich zu interessieren.[2] Haben Sie damit Fortschritte gemacht? Gibt es ein preprint? Könnten Sie mir den jetzigen Stand dieser Sache noch einmal schriftlich kurz rekapitulieren? Ich will vielleicht in meiner Vorlesung[3] etwas darüber sagen.

Inzwischen viele Grüße Ihr W. Pauli

[1] Pauli bezieht sich auf ein Gespräch während der Padua-Venedig-Konferenz vom 22.–28. September 1957 (vgl. den Kommentar zum Brief [2701]).
[2] Vgl. hierzu auch den Brief [2736] an Fierz.
[3] Pauli hielt im Wintersemester 1957/58 eine Spezialvorlesung über die „Theorie der schwachen Wechselwirkungen", die durch P. Curtius ausgearbeitet wurde.

## [2734] Pauli an Sambursky

Zürich, 11. November 1957
[Maschinenschriftliche Durchschrift]

Lieber Herr Sambursky!

Haben Sie vielen Dank für Ihre Briefe vom 27. und 29. Oktober.[1] Die Wege Jahwes sind dunkel, ich weiß *auch* nicht, was er mit Ihrer Gürtelrose ausdrücken wollte, dazu kenne ich weder ihn, noch Sie gut genug. Hoffentlich ist das nun gut vorüber! Auf Ihre „Stoic Physics"[2] bin ich schon sehr gespannt. Die intuitionistische Grundeinstellung liegt sicher ganz in der Linie der Stoa, und ich bin über Ihr Ergebnis betreffend Chrysippus[3] da nicht überrascht. Bin begierig, die Einzelheiten zu hören.

Ich bin sehr für die historische Betrachtungsweise in den Naturwissenschaften, welche die Beschäftigung mit aktuellen Problemen gut begleiten kann. Es erfordert dies viel Arbeit an alten Texten, weshalb ich im Prinzip auch für humanistische Bildung bin. Es ist oft schwierig, Persönlichkeiten zu finden, die zu dem oft recht mühsamen Studium der Geschichte der wissenschaftlichen Ideen bereit sind. Hier in Zürich haben wir eine Gruppe um Prof. Gonseth, mit etwas philosophischem Einschlag, welche diese Richtung pflegt, doch wird in 2 bis 3 Jahren bei dieser infolge Pensionierungen (bei Erreichen der Altersgrenze) eine wesentliche Änderung eintreten. Auch Bernays wird in 2 Jahren emeritiert.[4]

Wer ist in Israel außer Ihnen Dozent in „History and Philosophy of Science"?

Für Ihre Empfehlung des Buches von Karl Reinhardt[5] vielen Dank, ich hoffe in absehbarer Zeit dazu zu kommen, es zu lesen.

Von mir ist ein älterer Artikel (Vortrag als Einleitung zu einem Symposion beim Philosophenkongreß 1954 in Zürich) mit dem Titel „Phänomen und Realität" nun endlich in „Dialectica" erschienen.[6] Sowie die Sonderdrucke

kommen, schicke ich Ihnen einen. Auch *meine* Betrachtung führt zum Schluß zum *Menschen* zurück, zu denen, *welche die Aussagen machen* – über Phänomen und Realität.

Über die Grenzen der Naturwissenschaft habe ich viel nachgedacht. Die Naturwissenschaftler gehen an die Phänomene (∼ „Fische“) mit einem ganz bestimmten „*Netz*“ heran, um diese zu „fangen“.[7] Dieses ergreift nur, was *reproduzierbar* (ausschließlich: sich selbst reproduzierend) ist, da das Netz den Zweck hat, *Gesetzmäßigkeiten* zu finden (oder zu verifizieren). Es ist aber eben die Frage, ob das Gesetzmäßige *objektiv* in der Natur wichtiger ist als das Einmalige (z. B. unter welchen besonderen Umständen Herrn Pauli gerade im Jahre 1957 das linke Ohr schmerzt).[8]

C. G. Jung hat einen ersten Versuch gemacht, das Einmalige zu charakterisieren mit seiner Idee der „Synchronizität“. Dies ist ein erster Versuch, der mir aber in der richtigen Richtung zu gehen scheint. Die Beziehung dieser Art des Zusammenhanges zur *kausalen* Art bietet dann aber besondere Probleme, die mir nicht gelöst scheinen. Sie führen in kontroverse Gebiete wie Parapsychologie etc. – und ich zweifle, ob Jung da immer konsequent ist. (Das systematische Denken ist nun einmal nicht seine Sache.)

Meine Reise nach Israel war wirklich sehr eindrucksvoll, und nur langsam verdaue ich meine Eindrücke. (Ja, die Israelis sind tatsächlich sehr verschieden von den „gewöhnlichen Israeliten“, wie Sie sagen.) Im Jahre 1958 gehe ich von Ende Januar bis Ende Mai mit meiner Frau nach Kalifornien, und da will ich nachher nicht noch einmal für länger von Zürich weggehen. Über das Jahr 1959 zu sprechen, scheint mir jetzt noch zu früh. Vielleicht können wir in einem Jahr auf Ihre freundliche Einladung an mich, wieder nach Israel zu gehen, zurückkommen.

Inzwischen verdaue ich das „Hors d’oeuvre“ und grüße Sie und Familie sowie alle Kollegen recht herzlich. Prof. Scholem habe ich hier leider nicht gesehen und ich weiß nicht, wo er sich zur Zeit befindet.[9] Grüße auch an ihn und Frau[10]

Ihr W. Pauli

P. S. Ihre Frau wird es interessieren, daß Herr Schocken[11] mich hier im Institut besucht hat.

[1] Vgl. hierzu auch Paulis Brief [2704]. Die Briefe von Sambursky *an* Pauli sind nicht erhalten.

[2] Vgl. Samburskys Aufsatz (1958) über die Rolle der Empirie in der stoischen Physik und sein Werk [1959] über die Physik der Stoiker, das später auch als Teil des Buches *Das physikalische Weltbild der Antike* erschienen ist.

[3] Chrysippus von Soli in Sizilien (ca. 280–207 v. Chr.) gehörte zusammen mit Zenon (ca. 332–262 v. Chr.) und Poseidonius von Apamea (ca. 135–51 v. Chr.) zu den namhaftesten Vertretern der Stoa, welche eine Kontinuumsauffassung – als Gegensatz zu der Epikureischen Atomistik – zur Grundlage ihrer Philosophie machten. Für Pauli waren diese frühen Ideen besonders im Hinblick auf die Entwicklung der Feldvorstellung von Interesse (vgl. hierzu auch seine Bemerkungen im Brief [2704].

[4] Ferdinand Gonseth (geb. 1890 in Zürich) wirkte schon seit 1920 als Professor der Mathematik an der ETH in Zürich und hat zahlreiche Bücher über die Grundlagen der Mathematik und der Logik veröffentlicht. – Der 1888 in London geborene Paul Bernays war 1912 nach seiner Promotion in Göttingen Privatdozent an der Universität Zürich geworden und dann 1917 als Hilberts Assistent nach Göttingen zurückgekehrt. Nach der nationalsozialistischen Machtergreifung konnte

er seine Tätigkeit als Mathematiker in Zürich fortsetzen und an der ETH Vorlesungen halten. Erst 1945 wurde er hier zum außerordentlichen Professor befördert. Mit Pauli gehörte auch er zum Herausgebergremium der 1947 von Gaston Bachelard und Ferdinand Gonseth begründeten Zeitschrift *Dialectica*, die sich als Vertreter einer *Philosophie ouverte*, d. h. einer sich keiner speziellen Denkrichtung verschreibenden Philosophie verstand (vgl. Band **III**, S. 438 und 460). Gonseth hat in seinem Eröffnungsartikel (1947) zur ersten Ausgabe über die Zielsetzung der neuen Zeitschrift und über die seit 1938 von dem gleichen Kreis veranstalteten *Entretiens de Zurich* berichtet. Siehe hierzu auch die Bemerkungen von Magdalene Aebi (Band **IV**/2, S. 381f.), eine der Teilnehmerinnen der von Gonseth veranstalteten Seminare.

[5] K. Reinhardt verfaßte Schriften [1921 und 1926] über Poseidonius und die naturwissenschaftlichen Auffassungen in der stoischen Philosophie.

[6] Vgl. Pauli (1957f).

[7] Dieses auch von Pauli häufig verwendete Gleichnis (vgl. z. B. den Brief [2667]) geht auf Arthur S. Eddington [1939/49, S. 28] zurück.

[8] Über diese Schmerzen am linken Ohr hatte Pauli am Ende seines langen Schreibens [2704] an Sambursky berichtet.

[9] G. Scholem hat Pauli später in Zürich aufgesucht, wie Pauli in seinem Brief [3108] vom 11. November 1958 Sambursky wissen ließ.

[10] Sambursky war mit Miriam Grünstein (1911–1989) verheiratet.

[11] Siehe hierzu die Angaben über Schocken in Paulis Briefen an seine Schwester Hertha [2707] und an A. Jaffé [2721].

## [2735] Pauli und Scherrer an Pallmann

Zürich, 12. November 1957[1]
[Maschinenschrift]

Sehr geehrter Herr Präsident!

Die Unterzeichneten haben Ihnen in einem Schreiben vom 23. Oktober[2] den Antrag gestellt, im Hinblick auf die in Aussicht stehende Verstärkung der Forschung und der Unterrichtstätigkeit auf dem Gebiete der Kernphysik und auf den geplanten Neubau des Physikalischen Institutes *schon jetzt* die Berufung von 2–3 ordentlichen Professoren vorzunehmen.

Sie haben uns gebeten, Herren zu nennen, welche für diese Professuren in Frage kommen könnten. Wir kommen Ihrem Wunsche gerne nach und möchten Ihnen als geeignete Vertreter kernphysikalischer Richtung folgende *Experimentalphysiker* empfehlen:[3]

E. Bleuler, Purdue University, Lafayette, Indiana USA
F. Boehm, California Institute, Pasadena, California USA
H. Frauenfelder, University of Illinois, Urbana, Illinois USA
P. Preiswerk, CERN, Genf
R. Steffen, Purdue University, Lafayette, Indiana USA.

Wir möchten Ihnen vorschlagen, die zwei Experimentalphysiker *zugleich* zu berufen, damit auf jeden Fall der Eindruck vermieden wird, daß dem einen dieser Professoren eine Vorzugsstellung gegenüber dem andern zukomme; beide sollen ganz gleichberechtigt sein.

Bei der außerordentlichen Raumnot im Physikgebäude sind rasche Entscheidungen in bezug auf den Neubau dringend, und wir erachten die baldige Berufung dieser Professoren, welche Einfluß auf die Gestaltung des neuen kernphysikalischen Institutes nehmen müssen, als Notwendigkeit.[4]

Wir möchten Sie auch gerne ersuchen, über die Herren, welche berufen werden sollen, Gutachten einzuholen, z. B. bei Herrn Prof. Dr. H. Staub, Universität Zürich, und Prof. Dr. I. Rabi, Columbia University, New York, N. Y.

Mit vorzüglicher Hochachtung W. Pauli
P. Scherrer

[1] Auch abgedruckt in Enz, Glaus und Oberkofler [1997, S. 308].
[2] Vgl. den Brief [2715].
[3] Es handelte sich bei allen diesen Physikern um Scherrers Schüler: Ernst Bleuler, 1942 promoviert; Felix Boehm, 1951 promoviert; Hans Frauenfelder, 1950 promoviert; Peter Preiswerk, 1936 promoviert; und Rolf M. Steffen, 1949 promoviert.
[4] Keiner der hier genannten Physiker wurde an die ETH berufen. Im Bereich der Festkörperphysik wurden schließlich in den folgenden Jahren Heini Gränicher (SS 1961), Werner Känzig (WS 1961) und Jørgen Lykke Olsen (WS 1961) zu Professoren ernannt, während zum WS 1958 Pierre Marmier die ordentliche Professur für Kernphysik und ein Jahr darauf Jean-Pierre Blaser den Lehrstuhl für Experimentalphysik antraten.

## [2736] Pauli an Fierz

Zürich, 14. November 1957

Lieber Herr Fierz!

Ich denke eben noch nach über Ihre „Philosophie“ zu Touscheks Kopplung von P und T bei solchen Wechselwirkungen, für die *jeder* Term „selbsthermitesch“ ist.[1] Es scheint mir jedoch, daß für diese Klasse von Wechselwirkungen Ihre Behauptung nicht *allgemein* richtig ist.

Sei $U_\mu$ ein Feld neutraler Vektormesonen (irgendwelcher Ruhmasse) und sei $\psi$ das Spinorfeld der Nukleonen. Wir können *festsetzen*, daß für die *Operation* $PT$ (in meiner Bohr-Festschrift-Arbeit[2] als „l. c.“ zitiert, mit „W R“ bezeichnet) die $U_\mu$ sich wie die elektromagnetischen $\phi_\mu$ transformieren sollen {l. c. (6)}:

$$U'_\mu(x) = U_\mu(-x) \qquad \text{für PT} \tag{1}$$

dann für die Operation C (nach dem festliegenden CPT):

$$U'_\mu(x) = -U_\mu(x) \qquad \text{für C.} \tag{2}$$

Nun betrachte die Wechselwirkung

$$\left[C_1 i\bar{\psi}\gamma_\mu\psi + C_2 i\bar{\psi}\gamma_5\gamma_\mu\psi\right] U_\mu. \tag{3}$$

Hierin ist $C_1$, $C_2$ *reell*, beide Terme „selbst-hermitesch“. Hier ist nun P und T entkoppelt. Dann kehrt bei PT (siehe Tabelle l. c., p. 45) der zweite Term sein Vorzeichen um, der erste nicht. Also ist $H_{\text{int}}$ *nicht* invariant gegenüber PT (d. h. auch nicht gegenüber C).

*Sei nun* $\boldsymbol{U}$ *ein polarer Vektor,* $U_0$ *ein Skalar*, so ist die P-Invarianz ebenfalls verletzt*: auch hier ist der erste Term invariant, der zweite kehrt sein Vorzeichen um.

Also ist die durch (3) definierte Wechselwirkung *T-invariant*, nicht aber P-invariant. (N. B. Zum gleichen Resultat führt die andere Alternative

$$U'_\mu = -U_\mu(-x) \qquad \text{für PT}$$

$$U'_\mu(x) = +U_\mu(x) \qquad \text{für C.}$$

$\boldsymbol{U}$ ein axialer Vektor, $U_0$ ein Pseudoskalar bei P.)

Die Eichinvarianz verbietet allerdings, $U_\mu$ durch die elektromagnetischen $\phi_\mu$ zu ersetzen. Es ist mir (Ihnen vielleicht nicht?) aber peinlich, daß man – um die Touschek-Fierzsche Betrachtung durchführen zu können – die Existenz neutraler Vektormesonen verbieten muß. Statt „neutral" kann man ebensogut sagen: von Vektormesonen im dreh-isotropen Isotopen-Spinraum („Iso-Raum").

Nunmehr möchte ich den mir auf diese Weise erheblich klarer gewordenen mathematischen Sachverhalt so formulieren: Voraussetzungen

1. Es gibt das elektromagnetische Feld, Spinorfelder und Skalarfelder, außer dem elektromagnetischen Potential *keine* Vektorfelder.

2. Es gibt die kontinuierliche Lorentzgruppe, die elektromagnetische Eichgruppe und für die „starken" Wechselwirkungen die Drehgruppe des 3-dimensionalen „Iso-Raumes".

3. Alle Terme der Wechselwirkungsenergie sind selbst-hermitesch. 3. kann auch ersetzt werden durch das schwächere

3′. Es gibt nur ein einziges Spinorfeld und einziges Skalarfeld (d. h. genauer Vektor im Isoraum). Dann folgt: *eine solche Theorie ist P-invariant – oder* (nach CPT äquivalent dazu): *PT-invariant.*

Denn: Nach Touschek ist dabei benutzt, daß wegen $\frac{\partial j_\mu}{\partial x_\nu} = 0$ der Term $j_\mu \frac{\partial \phi}{\partial x_\mu}$ in der Wechselwirkungsenergie weggelassen werden kann.

Zum Beweis schreibe man sich die paar Invarianten, die in Frage kommen, hin und kontrolliere die C-Invarianz anhand meiner Tabelle, l. c. p. 45.

Es ist mir angenehm, daß in meiner Formulierung die T-Invarianz nicht vorkommt. Diese hat mir ja bei den Vektormesonen gar nicht geholfen, und nun ist aber meine Formulierung auch noch gültig für Theorien, die *nicht* T-invariant sind:
Beispiel

$$(C_1 i\bar{\psi}\gamma_{[\mu\nu]}\psi + C_2\bar{\psi}\gamma_5\gamma_{[\mu\nu]}\gamma)\bar{\psi}_{\mu\nu} \qquad C_1, C_2 \text{ reell}$$

(daher auch nicht P-invariant)
oder

$$\phi\bar{\psi}(g + ig'\gamma_5)\psi + f'\frac{\partial\phi}{\partial x_\nu} i\bar{\psi}\gamma_5\gamma_\nu\psi \qquad g, g', f' \text{ reell.}$$

Die T-Invarianz ist mir auch gar nicht verständlicher als die P-Invarianz.** Daß bei einer Ansammlung recht heterogener Voraussetzungen die C-Invarianz *folgt*, das verstehe ich mathematisch.

Aber was bleibt nun von der „Beschwichtigungsphilosophie"[3] noch übrig?

Touschek schrieb mir einen Brief,[4] worin er diskutiert, ob die starke Wechselwirkung zwischen Hyperonen, K-Mesonen und Nukleonen wirklich paritätserhaltend ist. Er findet, daß dies auch empirisch gar nicht feststeht, da dann nur kleine Effekte zustande kommen würden und eine Theorie der Kernkräfte noch nicht da ist. Wenn T-Invarianz allgemein gilt, so läßt sich *daraus* allerdings die Gültigkeit der P-Invarianz „in Teilgebieten der Physik“ – wie Touschek jetzt sagt – voraussehen.

*Was meinen Sie?*

Es scheint mir nicht viel übrig zu bleiben.

Die Arbeit von Enz[5] geht heute an die Helvetica Physica Acta ab.

Viele Grüße Ihr W. Pauli

[1] Siehe hierzu den Brief [2733] und das im Brief [2738] erwähnte Gespräch vom 11. September mit Fierz.
[2] Pauli (1955d).
[*] $\psi$ wird wie üblich für $P$ gemäß $\psi'(\boldsymbol{x}, t) = i\gamma_4\psi(-\boldsymbol{x}, t)$ transformiert.
[**] Wenn sich *erstere* auch bei den schwachen Wechselwirkungen als gültig herausstellt, ist also diese Bevorzugung von T gegenüber P ein neues „Rätsel“.
[3] Diesen Ausdruck hatte Pauli auch in seinem *Experientia*-Aufsatz (1958d, S. 4) über die Verletzung der Spiegelungs-Symmetrien verwendet (vgl. hierzu auch den folgenden Brief [2738]).
[4] Es ist offenbar ein nicht erhaltener Brief vom 11. November, den Pauli auch in seinem folgenden Antwortschreiben [2738] an Touschek erwähnt.
[5] Vgl. Enz (1957).

## *Die Neuausgabe des Handbuches der Physik: Alberichs und Hagens Kampf mit Siegfried*

Schon im Frühjahr 1954 hatte Pauli begonnen, die Korrekturen seines berühmten Artikels über „Die allgemeinen Prinzipien der Wellenmechanik“[1] für eine Neuauflage des *Handbuches der Physik* zusammenzustellen.[2] Weil der Teil B: „Relativistische Theorien“ durch die Entwicklung bereits überholt war, hatte Pauli dem Herausgeber empfohlen, diesen Teil durch zwei neue Beiträge zu ersetzen. Nach Rücksprache mit dem Verlag hatte sich J. Schwinger bereit erklärt, das Kapitel über „Quantentheorie der Wellenfelder“ zu übernehmen, während der Pauli-Schüler G. Källén über „Quantenelektrodynamik“ schreiben wollte.[3]

Während Källén seine Arbeit zügig aufnahm und schon im Herbst 1955 ein erstes Manuskript vorlegen konnte,[4] ließ Schwinger mit seinem Beitrag auf sich warten, so daß von nun an von zwei Teilbänden die Rede war, für die „bereits die von Weisskopf erfundenen Spitznamen der *reelle Teil* und der *imaginäre Teil* existieren. Weisskopf hat mir übrigens auch gesagt,“ erklärte Pauli weiter in seinem Schreiben [2751] an Källén, „daß – sicherlich *nach* der Zerlegung in Real- und Imaginärteil – nach seiner Ansicht ‚keinerlei Gefahr bestehe‘, daß Schwinger je noch seinen Artikel schreiben würde.“

Weil sowohl Pauli als auch Källén ihre Artikel möglichst bald gedruckt sehen wollten, suchten sie Springer zu veranlassen, den Plan einer gemeinsamen Publikation mit Schwinger aufzugeben [2706, 2708, 2712, 2714, 2717, 2718, 2742 und 2748].

Die sich immer mehr in die Länge ziehenden Verhandlungen machten Pauli inzwischen sogar Spaß und er fing an, den Beteiligten Namen aus der germanischen Mytologie beizulegen [2697]: Während er den Springer-Verlag und seinen Leiter *Walhalla* und *Wotan* nannte, erhielt Källén als „nordischer Herr von kleinem Wuchs“ den passenden Decknamen *Alberich*. Er selbst empfand sich in der Rolle *Hagens*. Sein Heidelberger Kollege Hans Jensen, der bei den Verhandlungen als Vermittler eingeschaltet werden sollte, erhielt den Namen *Giselher*; und den mit Verlagsangelegenheiten vertrauten Paul Rosbaud wollte er „in dem ganzen Drama“ gerne als *Rüdiger* bezeichnen, der bei den Nibelungen als Etzels Herold auftritt [2763]. Der Herausgeber des Handbuches Siegfried Flügge durfte naturgemäß seinen Vornamen *Siegfried* beibehalten.

Das folgende – wahrscheinlich am Donnerstag, den 24. Oktober 1957 aufgesetzte – Dokument wurde unter den von Jensen hinterlassenen Papieren gefunden.[5]

*Zusammenfassung* über den Verlauf des Krieges von *Hagen* und *Alberich* gegen Walhall und Siegfried

Als Antwort auf die kriegerische Herausforderung durch Hagen und Alberich sendet der verwundete Siegfried als Rückzugsgefecht eine Botschaft an Walhall – er läßt sie auch Hagen und Alberich hören – in welcher er auf den wahrlich nicht ferne liegenden Königsgedanken zurückkommt, den komplexen Band zu teilen in einen realen Teil mit den Beiträgen von Hagen und Alberich und einen imaginären Teil mit den Beiträgen von S. Majestät Julian I und von noch unbekannten anderen.

Alberich meldet darauf, unter einem Hagel von Steinen gegen Siegfried, Prioritätsansprüche auf den Königsgedanken an. Deutlich läßt er hiermit durchblicken, daß ihm dieser als Lösung sehr genehm ist.

Der treue Giselher hält diesen Vorschlag für gut und versucht, auf Walhall in diesem Sinne beschwichtigend einzuwirken. Er legt zugleich Hagen nahe, auf den übrigen Teil der seinen Rückzug begleitenden Botschaft Siegfrieds nicht weiter zurückzukommen, was sich mit Hagens eigenen Intentionen ohnehin deckt, da er in der anfänglichen Herausforderung die Erklärung auch für des weltfremden Siegfrieds spätere Irrtümer bereits vorweggenommen sieht.

Der Königsgedanke ermöglicht es Walhall und Siegfried, nunmehr völlig ungestört durch Hagen und Alberich, seinen unerschütterlichen Glauben an das zukünftige Eintreffen einer erlösenden Verkündigung durch S. Majestät Julian I (Apostata)[6] auch weiterhin zu hegen und zu pflegen.

In diesem Moment, am Tage des Thor[7] bei Sonnenuntergang, ist ein Schlußwort von Walhall noch nicht eingetroffen.

Diese Strategie und das Einschalten des *Kronprinzen Konrad* (des Sohnes von Ferdinand Springer, der damals in Zürich studierte [2751, 2763]), hatten schließlich Erfolg. Man einigte sich, Schwinger „nur der Form halber“ von der geplanten Teilung des Bandes zu unterrichten [2799] und mit der Herstellung des Bandes zu beginnen, so daß Källén Ende Dezember 1957 melden konnte, jetzt sei alles in Ordnung [2809].

[1] Pauli (1933a). Der damalige Band-Redaktor Adolf Smekal war äußerst zufrieden, Pauli wieder als Mitarbeiter für die zweite Auflage des Handbuches gewonnen zu haben, wie aus seinem Schreiben vom 22. Mai 1931 an Aldebert Rubinowicz hervorgeht: „Von Pauli, dem wir den prächtigen Quantenartikel der ersten Auflage verdanken, habe ich die Zusage, über die allgemeinen Prinzipien der Wellenmechanik zu schreiben. ... Als Bogenhonorar wird der Betrag von 250 RM angeboten, als Ablieferungstermin des druckfertigen Manuskriptes der 1. Februar 1932 erbeten." Rubinowicz verfaßte den dem Paulischen Artikel vorangehenden Beitrag über „Ursprung und Entwicklung der älteren Quantentheorie".

[2] Wahrscheinlich war Pauli schon Anfang Juli 1951 während einer Physikertagung in Heidelberg durch den damaligen Auslandsvertreter des Springerverlags Paul Rosbaud in diesen Plan einer Neuausgabe eingeweiht worden (vgl. Band **IV**/1, S. 789). Herausgeber des Handbuches sollte der Marburger Ordinarius Siegfried Flügge werden,

[3] Vgl. Band **IV**/2, S. 794.

[4] Vgl. Band **IV**/2, S. 894, **IV**/3, S. 307, 350, 373, 378 und 528.

[5] Jensens Tochter Anne verdanke ich die Überlassung einer Kopie dieses handschriftlichen Dokumentes.

[6] D. h., der Abtrünnige, mit Bezug auf Kaiser *Julian Apostata*, der den Christen wegen seines Abfalls vom früheren Glauben als Apostat galt. Pauli besaß in seiner Bibliothek auch eine 1918 erschienene deutsche Übersetzung der historischen Romantrilogie *Julian Apostata, der letzte Hellene auf dem Throne der Cäsaren* des russischen Schriftstellers Dimitri Sergejewitsch Mereschkowski, die er offenbar antiquarisch erworben hatte. Vgl. hierzu auch das Ibsensche Schauspiel *Kaiser und Galiläer*.

[7] Es dürfte der 24. Oktober 1957 gewesen sein, da dieser Tag auf einen Donnerstag fällt.

## [2737] Pauli an Rosbaud

Zürich, 14. November 1957
[Auszug][1]

...

Alberich will Hagen[2] à tout prix kopieren. Aber man kann nicht so sein wie ein anderer (auch nicht so wie ein anderer zu seinen [...][3], eigenem Alter gewesen ist.) Es ist Alberich im Grunde sehr wichtig, was andere Leute von ihm meinen, auch attackiert er niemals solche Leute, die seiner Karriere förderlich sein könnten – das war alles anders bei Hagen, wie er jung war.

Ja, aber was mich beunruhigt, ist: noch immer *nichts* von Wotan und Walhall! Was soll ich machen, wenn etwa bis Montag oder Dienstag (19.)[4] *nichts* kommt? Diese Nichtbeantwortung bzw. das uns Wartenlassen, empfinde ich als *Herausforderung*! Worauf wartet dieser Naive in Heidelberg dann noch? (Julian wird Briefe nie beantworten und die Dienstreise Siegfrieds nach USA dürfte sich kaum lohnen.) Es wird sich ja nie etwas ändern durch Warten! Sollen Alberich und Hagen ihm durch einen Anwalt einen Drohbrief schreiben lassen? Was raten Sie mir?

Sollte doch noch etwas kommen inzwischen, werde ich Sie benachrichtigen. (Sie kennen ja Wotan persönlich, ich *nicht*.).

...

[1] Vgl. die Hinweise zu den Briefen [2697 und 2723].

[2] Über die Bedeutung der hier verwendeten Namen gibt das Schreiben [2697] Auskunft.

[3] Hier steht ein unleserliches Wort von ca. 7 Buchstaben.

[4] Der 19. November 1957 fiel auf einen Dienstag.

## [2738] Pauli an Touschek

Zürich, 14. November 1957

Lieber Herr Touschek!

Dies ist nur eine *vorläufige* Antwort auf Ihren Brief vom 11. November.[1] Dessen interessantester Teil betrifft die starke Wechselwirkung zwischen Hyperonen, K-Mesonen und Nukleonen. Das will ich erst studieren.

Zu S. 2 Ihres Briefes: Die „allgemeinste" Wechselwirkung.

Das glaube ich allerdings *nicht*. Man kann ja noch viele Terme *höheren* (als 3.) *Grades* anschreiben. Allerdings vermute ich, daß Ihr Satz dann *immer noch richtig* sein wird. Denn am Montag (11.) diskutierte ich mit Fierz über die Sache. Und er hatte folgende Formulierung: es kommt darauf an, daß aus den eingeführten Voraussetzungen bereits folgt, daß jeder Term der Wechselwirkungsenergie bereits „*selbst-hermitesch*" ist. Das heißt, daß der hermitesch-konjugierte Term nicht als *neu* additiv hinzugeführt werden kann. Dann werden nämlich die Kopplungskonstanten von selbst reell. Und man zeigt, daß von selbst Invarianz gegenüber der Operation P T oder C besteht.

(P T ist das, was ich in der Bohr-Festschrift-Arbeit „W R" genannt habe.)[2]

So scheint es mir durchsichtiger. (Siehe aber die „Fortsetzung".) Mit anderen Worten: die C-Invarianz läßt sich nur bei komplexen Kopplungskonstanten durchbrechen.

Es scheint mir daher, daß auch nichts passiert, wenn man in Ihr $L'$ weitere Terme mit beliebigen *Potenzen* von $(\phi^*\phi)$ oder von $(\bar{\psi}\gamma_\nu\psi)\cdot(\bar{\psi}\gamma_\nu\psi)$, $(\bar{\psi}\psi)\cdot(\bar{\psi}\psi)$ etc., etc. hinzufügt. Würde aber gerne darüber Ihre Meinung hören.

Auf S. 3 des Briefes soll es wohl heißen: „Terme der Form

$$\bar{\psi}\gamma_5\gamma_{[\mu\nu]}\psi F_{\mu\nu}$$

sind ausgeschlossen" statt „Terme der Form

$$\bar{\psi}\gamma_{[\mu\nu]}\psi F_{\mu\nu}".$$

Letztere sind ja gerade zugelassen.

---

Noch eine andere Frage, über die ich eine Diskussion mit Heitler hatte. Bei starken Wechselwirkungen gibt es außer dem Erhaltungssatz der Ladung $Q$ noch einen *weiteren* für die Isotopenspinkomponente $\tau_3$.[3] (Äquivalent damit: für die Differenz $Q-\tau_3$, die mit der ‚strangeness' zusammenhängt.)

*Frage*: gilt das empirisch auch noch in der Näherung der (mittelstarken) elektromagnetischen Wechselwirkungen? (Gibt es da empirisch das Material?)

(N. B. Für die schwachen Wechselwirkungen gilt der $\tau_3$-Erhaltungssatz bekanntlich im allgemeinen nicht.)

Die letzte Darstellung von Heisenbergs nicht linearer Spintheorie gab er in Reviews of Modern Physics, Juli-Heft, p. 269.[4] Eine andere kenne ich nicht. Er ist jetzt mit Fragen der Invarianz $\psi \to \gamma_5\psi$ *hierbei* beschäftigt.[5]

Viele Grüße Ihr W. Pauli

*Fortsetzung* am gleichen Tag (14. November) abends

Das „Fierz-Prinzip“ mit der „selbst-hermiteschen“ Hamiltonian ist *nicht* allgemein-gültig.

Sei nämlich $U_\mu$ das Feld eines neutralen Vektormesons {das ebensogut durch einen „Iso-Vektor“ im isotropen „Iso(-topen-spin-)raum“ ersetzt werden kann}, so ist die

$$H_{\text{int}} = \underbrace{\left(C_1 i\bar{\psi}\gamma_\mu\psi + C_2 i\bar{\psi}\gamma_5\gamma_\mu\psi\right)}_{\text{beide Terme selbst-„hermitesch“}} U_\mu \qquad C_1,\ C_2 \text{ reell}$$

T-invariant (daher auch C P-invariant), aber weder P- noch C-invariant.

Es ist also ehrlicher vorauszusetzen (wie Sie es tun), daß es neben dem elektromagnetischen Potential $\phi_\mu$ nur ein einziges Skalarfeld $\phi$ geben soll. (Gruppen: kontinuierliche Lorentzgruppe, elektromagnetische Eichinvarianz, Drehgruppe im „Iso-Raum“ für die starken Wechselwirkungen. Einen „Iso-Vektor“ nenne ich *ein* Skalarfeld des gewöhnlichen Raumes.)

Die *Voraussetzung* soll also *Vektormesonen* (Vektor – im gewöhnlichen Raum) *ausschließen.*

Unter dieser Ansammlung etwas heterogener spezieller Voraussetzungen *folgt* in der Tat *die C-* (oder, äquivalent dazu, *PT-*)*Invarianz* der Theorie.

Die Mathematik ist mir nun wohl klar. Aber mit der zugehörigen „Beschwichtigungs-Philosophie“ (dieses Wort stammt von *Ehrenfest*)[6] ist es etwas „schwach“ bestellt. Denn die T-Invarianz ist ja theoretisch um nichts plausibler oder unplausibler als die P-Invarianz et vice versa. (Es ist nur so, daß *empirisch* bei den schwachen Wechselwirkungen die T-Invarianz noch offen, die C- und die P-Invarianzen aber experimentell widerlegt sind.)

Ich habe auch Ihre Sätze über die Hyperon-K-Meson-Nukleon Wechselwirkungen wohl verstanden; was aus diesen über die Kernkräfte folgt, wissen wir nicht, und da reicht das Konglomerat der „speziellen, heterogenen Voraussetzungen“ (siehe oben) nicht mehr aus, um die C $\sim$ PT-Invarianz zu garantieren.

Das „Teilgebiet der Physik“, in welchem Sie auf die letztere Invarianz schließen können, scheint mir daher etwas mager, und im Moment habe ich den Eindruck, daß sich diese ganze Art „Beschwichtigungs-Philosophie“ in Dunst auflöst.

Ich lasse mich aber gerne belehren. Vielen Dank und hoffentlich kommt noch eine Antwort von Ihnen. Stets Ihr W. Pauli

[1] Dieser Brief ist nicht erhalten.
[2] Vgl. Pauli (1955d).
[3] Auf die gleiche Angelegenheit kam Pauli nochmals in seinem Brief [2764] an Heisenberg zurück.
[4] Heisenberg (1957a).
[5] Siehe hierzu auch die Briefe [2725, 2727, 2731 und 2736].
[6] Dieser ebenfalls von Bohr benutzte Terminus wurde jedoch von Bohr auch als „Paulis Lieblingsausdruck“ bezeichnet (vgl. Band **II**, S. 100 und 155). – Siehe auch die Verwendung dieses Ausdruckes in Paulis Aufsatz (1958d) und den Briefen [2736, 2743 und 2749].

## [2739] Gulmanelli an Pauli

Mailand, 14. November 1957

Dear Professor Pauli!

Thank you very much für your letter.

I have just received an answer from Einaudi, according to which a first group of proofs should be sent to me about at the end of the month and the book should be completed within the first month of the next year.[1]

I have checked all the points, but one, of the list of misprints and queries you sent to me.

The point in question is about a further reference to Supplementary Note 21 (on page 405 of the manuscript, and of line 6 from bottom).

I should like, if you would kindly point to me where the new reference should be placed in the text of the German edition or, if it is the case, of the typewritten Appendix.[2]

With my best thanks and regards Yours sincerely Paolo Gulmanelli

[1] Vgl. hierzu die Angaben über diese italienische Übersetzung von Paulis Relativitätsartikel in Band **IV**/3, S. 517f., 538, 545f., 563, 569, 574, 580f., 584, 759, 801f. und 803f.
[2] Siehe hierzu Paulis Antwort [2740].

## [2740] Pauli an Gulmanelli

Zürich, 15. November 1957

Dear Gulmanelli!

Thanks for your letter, your question is very much justified. The answer is: on p. 770 below (of the original German), end of §65 is written

„... völlig asymmetrische Verhältnisse nicht richtig wiedergegeben werden.(*) *Zusammenfassend* ...“

Where I made here the (*) reference should be made to the Supplementary Note regarding positive and negative electricity.

It seems, that the English and the Italian edition will appear almost simultaneously.

On November 25th I shall give here a seminar talk on Heisenberg's paper on the Lee-model (‚Nuclear Physics', last issue).[1] Invitation will follow. Can you come?

With best regards Yours W. Pauli

[1] Vgl. Heisenberg (1957b).

## [2741] Pauli an Jensen

[Zürich], 15. November 1957
[Postkarte]

Lieber „uzerwälter Degen“!

Was murmelt noch Wotan mit Mimirs Haupt?
Schon kocht es im Quell …

(aus der ‚Edda‘).[1]

Worauf wartet er noch? Warum antwortet er nicht?

Herzliche Grüße Ihr W. Pauli

[1] Dieser auf die noch immer nicht vorangekommenen Verhandlungen mit dem Springer-Verlag (vgl. hierzu auch die vorangegangene Korrespondenz [2706, 2708, 2714 und 2718] und den folgenden Brief [2742]) anspielende Vers aus der *Völuspâ* sind der von Hans von Wolzogen *aus dem Altnordischen* übertragenen Ausgabe *Die Edda* [1877, S. 149] entnommen: Der die herannahende *Götterdämmerung* ahnende *Wotan* hat eines seiner überscharfen Augen dem *Mimir* gegen tiefere Erkenntnis verpfändet. Bei der urweisen Nornen *Wala* um Rat suchend, bittet er sie um einen Trunk aus dem von ihr bewachten weisheitsspendenden Quell des Mimirs. Vgl. hierzu auch Simrock [1874, S. 92] und die Edda-Ausgaben von Genzmer [1964, S. 46] und Häny [1987, S. 17]. – C. G. Jung hatte diesen Vers 1934 in seinem Aufsatz „Über die Archetypen des kollektiven Unbewußten“ zitiert. Als er den Aufsatz in seinem Buch *Von den Wurzeln des Bewußtseins* im Jahre 1954 nochmals publizierte, machte er – mit Rückblick auf die inzwischen eingetretenen politischen Ereignisse – in einer Fußnote (1954, S. 32) darauf aufmerksam, daß „diese Stelle – nota bene – im Jahre 1934 geschrieben wurde.“ Vgl. auch Jungs *Gesammelte Werke*, Band **5**, 2. Teil, Kap. VII.

## [2742] Pauli an Källén

[Zürich], 15. November 1957
[Postkarte]

Lieber Herr Källén!

Flügges Erguß an Springer vom 29. Oktober und Ihren Brief vom 2. November[1] an Flügge habe ich zur Kenntnis genommen, ohne weiter darauf zu reagieren.

Aber *warum und wieso schickt uns Springer keine Antwort?* Was sollen wir tun, wenn er einfach stumm bleibt? Telegraphieren? Einen Anwalt schreiben lassen?

Herzliche Grüße Ihr W. Pauli

## Anlage zum Brief [2742]

### Källén an Flügge

[Kopenhagen], 2. November 1957
[Maschinenschriftliche Durchschrift]

Lieber Professor Flügge!

Vielen Dank für die Kopie Ihres Briefes an Herrn Springer. Es freut mich sehr zu sehen, daß jetzt vielleicht etwas doch geschehen soll. Nur bin ich ein

wenig erstaunt zu lesen, daß Sie schon im Frühjahr zu mir angedeutet hätten, Sie hätten die Absicht, den Schwingerschen Artikel vielleicht in einem zweiten Teilband erscheinen zu lassen.[2] Aus Ihrem Brief vom 20. März zitiere ich:

Es ist meine Hoffnung, den Beitrag von Schwinger doch noch im frühen Herbst zu erhalten, damit ...

In Ihrem Brief vom 2. Juli lese ich weiter:

Inzwischen habe ich Nachricht von Schwinger, in der er ernstlich seinen Artikel für den Herbst verspricht .... Ich möchte jedenfalls alles tun, um zu erreichen, daß der Band bis spätestens zum Jahresende erscheint.

Selbstverständlich ist Deutsch für mich eine Fremdsprache und ich will nicht sagen, daß ich sofort alle feinen Züge darin verstehe. Es scheint mir aber, daß man eine fast übermenschliche Begabung haben muß, um aus diesen Sätzen zu verstehen, daß Sie sich überlegt haben, Band 5 des Handbuches in zwei Teilbände zu zerlegen. Es scheint mir eher, daß der Vorschlag, den Schwingerschen Artikel in einem anderen Band zu drucken, zum ersten Male in meinem Brief am 12. Juli aufgetaucht ist. Hierauf haben Sie aber nichts geantwortet. Es lohnt sich aber kaum, darüber zu streiten, wer diese Idee zuerst ausgesprochen hat. Für mich ist die Hauptsache doch, daß mein Artikel nicht länger auf Schwinger warten muß.

Ich sende eine Kopie dieses Briefes sowie Photokopien unserer früheren Briefe vom 20. März, 25. März, 2. Juli und 12. Juli an den Springerverlag und an Pauli.

Ihr sehr ergebener [G. Källén]

[1] Siehe die Anlage zum Brief [2742].
[2] Siehe hierzu Källéns frühere Darstellung [2708] der Angelegenheit und Paulis Kommentar (in seinem Brief [2718]) zu dem *Königsgedanken*, eine Zweiteilung des entsprechenden Bandes in einen *realen* und einen *imaginären* Teil vorzunehmen.

## [2743] Fierz an Pauli

[Basel], 16. November 1957

Lieber Herr Pauli!

Zu meinem gestrigen Brief[1] möchte ich noch etwas über Ihre „3 Voraussetzungen“[2] nachtragen.

Diese würde ich dadurch ergänzen – und damit einschränken – daß sie für diejenigen Kräfte gültig sind, welche die makroskopische Struktur der Materie und die Kernstruktur primär bestimmen.

Diese Struktur bestimmenden Kräfte sind dann C-invariant. Wenn sodann alle übrigen Wechselwirkungen, die durchaus nicht „schwach“ sein müssen, T-invariant sind, so ist die Parität für Atome und Atomkerne eine Quantenzahl.

Insbesondere können Wechselwirkungen, die zu abstoßenden Kräften sehr kleiner Reichweite führen, die Parität verletzen, ohne daß hierdurch die

spiegelinvariante Struktur der Materie (Atome, Atomkerne) verlorengehen würde.

Es ist eine „Erfahrungstatsache“, so wird behauptet – und diese Behauptung ist jedenfalls für die Atomstruktur richtig – daß die Struktur bestimmenden Kräfte ihren drei Voraussetzungen genügen. Wieso das so ist, wird natürlich nicht weiter erklärt.

Man kann nun aber nach diesen Bemerkungen die Annahme, das, was die Parität verletzt, sei „schwach“, durch die Annahme ersetzen, was die Parität verletzt, sei T-invariant.

Das Beschwichtigungsargument besteht dann darin, daß man sagt: Es ist gewissermaßen ein Zufall, daß die makroskopischen Strukturen und die Kerne C-invariant sind. Man kann ja theoretisch einsehen, daß die besondere Struktur der hierfür maßgebenden Kräfte gar nie zu einer Zerstörung der C-Invarianz führen können. Daß somit die C-Invarianz allgemein gelten sollte, ist ein *Vorurteil*. (Ein ähnliches Vorurteil ist es, wenn man im 18. Jahrhundert beweisen wollte, daß alle Kraftgesetze zu $V = \frac{a}{r}$ führen müßten, weil dieses Kraftgesetz allein einem quellenfreien Feld entspricht – man sagte das nicht so, aber das Argument bedeutet das. Die damals bekannten Kraftgesetze hatten freilich diese Form.) Aus der Tatsache, daß bei Atomen und Kernen die Parität erhalten ist, folgt daher nur, daß C P oder T gilt.

Das ist nun zwar schön und gut. Man versteht aber darum noch lange nicht, was alles das bedeutet. Vom Wesen der Kernkräfte haben wir ja nur unzulängliche Begriffe. Daß das Beschwichtigungsargument uns wirklich beschwichtigen kann, sehe ich darum nicht ein.

Nun ist freilich durch das „Gegenbeispiel“ nichts gegen das Beschwichtigungsargument gesagt. Dieses ist ja folgendes:

In der Elektrodynamik, welche ja in Spektroskopie und Atombau die Hauptzeugen für die Paritätserhaltung liefert, kann man die Parität nur verletzen, wenn auch $T \neq 1$ ist. Es gibt ja starke Wechselwirkungen, welche die elektrischen Eigenschaften der Teilchen ändern – z. B. die anomalen magnetischen Momente der Nukleonen sind Folgen, so denkt man, der Mesonenwirkungen. Diese Wirkungen sind teilweise unbekannt und können durchaus die Parität zerstören. Wenn sie aber nur T erhalten, dann können sie niemals zur Folge haben, daß elektrodynamische Effekte die Parität zerstören.

(Würden sie T verletzen, so könnten sie, so wie die Mesonen magnetische Dipolmomente erzeugen, elektrische Dipolmomente erzeugen.)

Denkt man sich, daß die Kernstruktur durch die $\pi$-Mesonik bestimmt ist, dann ist auch in ihr die Parität erhalten, wenn T erhalten ist. Das Argument ist dasselbe wie in der Elektrodynamik.

Auf die *Stärke* der Wechselwirkung kommt es gar nicht an. Man sagt nun weiter: wenn T = 1 ist, so ist C P = 1. Also ist „eigentlich“ nicht viel passiert, man muß nur die „Ladungen“ als „Pseudoskalare“ behandeln, d. h. immer mit P auch C ausüben.

Ob man sich auf diese Art „beschwichtigen“ läßt, ist eine ganz andere Frage. Die Antiteilchen als *Spiegelbilder* der Teilchen anzusehen, das ist allerdings ein schöner Gedanke. Die Schönheit des Gedankens hängt gar nicht daran, ob er etwas „erklärt“. Zudem, wenn T nicht gelten würde, dann wäre er eben unrichtig.

Mir scheint, daß Ihre Argumente etwas an dem Problem vorbeizielen, das ursprünglich diskutiert werden sollte. Die Aussage, daß die elektrodynamischen Wechselwirkungen „selbsthermitesch“ seien, sollte ja nun deutlich machen, warum in dieser Theorie C immer gilt.

Überhaupt ist der Punkt ja der, daß die sogenannten „starken“ Wechselwirkungen die Parität nicht darum erhalten, weil sie „stark“ sind – ein quantitativer Zug, sondern weil sie eine *qualitativ* besondere Struktur besitzen, die zur Folge hat, daß bei Gültigkeit von T auch P gilt – und T gilt eben vielleicht.

Warum aber T gilt oder gelten könnte, während P im allgemeinen nicht gilt, warum die Elektrodynamik und die $\pi$-Mesonik diese besonderen Eigenschaften haben und die Strukturen von Atomen und Kernen (mehr oder minder) allein bestimmen, das wird natürlich nicht erklärt. Es könnte anders sein.

Die Kräfte, welche die Parität verletzen, so würde ich sagen, sind nicht notwendig schwach. Sie haben aber eine kleine Reichweite und sind wohl vor allem *abstoßender* Natur. Vielleicht äußern sie sich im „hard core“ der Nukleonen. Wer weiß?

Herzlich grüßt Ihr M. Fierz

[1] Dieser Brief fehlt.
[2] Siehe Paulis Brief [2736].

## [2744] Pauli an Salam

Zürich, 19. November 1957

Dear Salam!

I give here a lecture on „theory of weak interactions“,[1] in the course of which I have much occasion to consider new and to reconsider old questions. To the latter also belongs the problem, of the empirical non-occurrence of

A) $$\pi \to e + \nu$$

and

B) $$\pi \to e + \nu + \text{photon}.$$

ad A) Did you publish (where?) your considerations, which we discussed in March? If yes, please send me a reprint.

ad B) In Venice there were too many people so that one had no time to discuss. You told me of a consideration of Teller[2] (where one can find it?), according to which the assumption of a pseudovector rather than a pseudoscalar pion-nucleon interaction would help very much to understand B.

Could you kindly explain this to me in a letter a bit more in detail?

Is there some more news of experiments made in England (Harwell, Liverpool etc.) on weak interactions (for instance, recoil)? Please let me know it, in case you have heard something about it.

Of course, experiments on C and P violations in hyperon-decay (Berkeley) would be of great interest, too.[3]

My general feeling toward the different questions of the weak interaction is in the moment a bit changed in comparison with how it has been at the autumn-meetings;[4] hereby I am partly influenced by Heisenberg.

He is worrying now very much on the $\gamma_5$-invariance of his non-linear spinor-equation[5]

$$\gamma^\nu \frac{\partial \psi}{\partial x^\nu} - l\left(\bar{\psi}\psi\right)\psi = 0.$$

Now, in a $\gamma_5$-invariant world the following possibilities for Fermions exist.

1. Mass zero (neutrino).

2. Mass $m \neq 0$, to every particle (let us say with spin 1/2), obeying the Dirac-equation

$$\left(\gamma^\nu \frac{\partial}{\partial x^\nu} + m\right)\psi = 0$$

there would exist a ‚*double*', obeying the Dirac-equation

$$\left(\gamma^\nu \frac{\partial}{\partial x^\nu} - m\right)\psi = 0.$$

This can, of course, not agree with reality, there must exist a selection rule which forbids the (electromagnetic) pair-generation of the ‚doubles'.

Now, Heisenberg's point of view is, that the real world is obtained by a bipartition (bi-section) of a $\gamma_5$-invariant world, *both* for $m \neq 0$ *and* for the neutrino. This, however, leads to the ‚two-component neutrino' of you, Landau and Lee & Yang.

I like this point of view, in which the neutrino is only a particular case (not a ‚cause'). Therefore I am at present (but I am fluctuating) *more in favour of the two-component Weyl-neutrino*. One can put this argument also in this form: the $\gamma_5$-invariant world-model gives at least the correct *ratio of the number (or density) of states of the particles with non-zero mass and the particles with zero-mass*, namely 2.

The division of the mathematical world into two halfs, of which only one is real, gives rise also to the parity violations in weak interactions. The reason for the realisation of the one half only must be a very deep one, this is then a matter of speculation.

I am then quite willing to accept a conservation of a leptonic charge, besides the conservation of a baryonic charge (both is quite outside Heisenberg's present models) and also to accept the Stech-Jensen transformation with your refinement. (As far as I have seen, the Feynman-Gell-Mann-paper[6] does not contain anything besides it, only a kind of ‚Kitsch-roman' as a gravy.

By the way, the Dirac equation of $2^d$ order with only two components is introduced in the old book of Kramers – see in ter Haar's english translation,[7] the spin-electron in the $2^d$ volume – Kramers started with this and derived the 4-component first order equation afterwards. But nothing follows from this alone.)

In the moment, however, I am *against* the idea of a T-invariance. Theoretically, I see only a full symmetry between P- and T-invariance and if one of them is violated, I don't see any reason why the other should hold. Moreover, the CPT-Theorem saves us anyhow, theoretically, and I don't feel any need to be safed again ‚still better', by a T and (or) C P-invariance separately.

Finally, the experiment of Novey et aliis {Physical Review **107**, 1731, 1957}[8] is perhaps better than one thinks. {I heard from Kofoed-Hansen, after he has seen Novey, that he (Novey) finds now the same result with a better statistics.} If one accepts it and maintains the two component-model, the Stech-Jensen transformations (both together agree with the electron-polarization experiments) and also accepts the conservation of a leptonic charge – then the result of Novey rules out T-invariance (and only this).

Direct experiments to check T-invariance would, of course, be very welcome. My bet is *against* it!

I conclude this letter, with the remark, that I am still a „non-universalist".

What do you feel about all this questions now? I was glad on the Nobel-prize for Lee & Yang.[9] I also wrote a non-mathematical article on all this problems for the journal ‚Experientia'.[10]

With all good wishes, as ever yours W. Pauli

Regards to J. C. Taylor.[11]

[1] Im Wintersemester 1957/58 hielt Pauli eine Spezialvorlesung über die *Theorie der schwachen Wechselwirkungen*. Eine Ausarbeitung der Vorlesung wurde von P. Curtius angefertigt (vgl. Band **IV**/2, S. 970).

[2] Wie Pauli im folgenden Schreiben [2773] korrigierte, handelte es sich um Taylors Untersuchung (1957b).

[3] Vgl. hierzu die Übersichtsreferate von Dalitz (1957) und von Gell-Mann und Rosenfeld (1957).

[4] Pauli denkt hier an die im September veranstalteten Konferenzen von Rehovoth und von Padua-Venedig (siehe die Kommentare zu den Briefen [2698 und 2701]).

[5] Vgl. hierzu auch den Brief [2727].

[6] Offenbar hatte Pauli ein Manuskript der am 16. September 1957 bei der Redaktion des *Physical Review* eingegangenen Arbeit von Feynman und Gell-Mann (1958) erhalten, auf das er sich hier bezieht.

[7] Vgl. Kramers [1957b, S. 224ff.].

[8] Vgl. Burgy et al. (1957).

[9] Siehe hierzu auch die Bemerkungen im Brief [2728].

[10] Pauli (1958d). Vgl. hierzu auch die Bemerkung im Brief [2760].

[11] Salams Kollege J. C. Taylor am *Imperial College of Science and Technology* in London setzte sich ebenfalls mit Problemen der Paritätsverletzung auseinander {vgl. Taylor (1957a, b)}. Siehe auch die weiter oben durch Pauli begangene Verwechslung seines Namens mit dem von Teller.

## [2745] Fierz an Pauli

[Basel], 19. November 1957
[1. Brief]

Lieber Herr Pauli!

Besten Dank für den Brief Touschek,[1] den ich ein wenig behalten werde, um über die Sache nachzudenken. Mir ist nun in bezug auf die Felder mit Spin einiges klar geworden.

Im Falle Spin 1 hat man

$$\frac{\partial F_{ik}}{\partial x_i} = \Box A_k - \frac{\partial}{\partial k_k}\frac{\partial A_i}{\partial x_i} = \varkappa^2 A_k + j_k .$$

Daraus folgt

$$\varkappa^2 \frac{\partial A_k}{\partial x_k} + \frac{\partial j_k}{\partial k_k} = 0.$$

Also lautet die Wellengleichung

$$\Box A_k = \varkappa^2 A_k + j_k - \frac{1}{\varkappa^2}\frac{\partial^2 j_i}{\partial x_k \partial x_i} .$$

Man setze nun

$$A_k = R_{ki} W_i = \left(\delta_{ki} - \frac{1}{\varkappa^2}\frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_k}\right) W_i .$$

Dann ist

$$\Box W_i = \varkappa^2 W_i + j_i .$$

Das Vektorfeld $W_i$ genügt also keiner Nebenbedingung mehr.

Man kann nun dieses Verfahren auf beliebiges Spin verallgemeinern. Man fängt an mit

$$\Box W_{i_1 \ldots i_f} = \varkappa^2 W_{i_1 \ldots i_f} + j_{i_1 \ldots i_f},$$

wobei die $W_{i_1 \ldots i_f}$ an sich beliebige Tensoren der Stufe $f$ sind. Nun bilde man mit Hilfe des Operators $R_{ik}$ den Operator $D_{i_1 \ldots i_f, k_1 \ldots k_f}$, der im Raume der Tensoren $W_{i_1 \ldots i_f}$, welche der Wellengleichung $\Box W = \varkappa^2 W$ genügen, als Projektionsoperator wirkt. {Vgl. meine Arbeit Helvetica Physica Acta **23** (1950), 412;[2] Formeln (9), (7).} Mit Hilfe von $D$ gewinnt man aus $W$ das physikalische Feld

$$A_{i_1 \ldots i_f} = D_{i_1 \ldots i_f, k_1 \ldots k_f} W_{k_1 \ldots k_f} ,$$

das Teilchen mit Spin $f$ beschreibt. Die Gleichungen für $A = DW$ folgen nun aus dem Variationsprinzip

$$L = \frac{\partial W}{\partial x_1}\frac{\partial}{\partial x_1}(DW) + \varkappa^2 W D W + 2 W D j ,$$

wobei die $4^f$ Komponenten von $W$ unabhängig variiert werden können. Diese große Zahl unabhängiger Komponenten entspricht natürlich den von mir früher eingeführten Hilfsfeldern.

Man kann ferner das Feld $W$ auch als komplex ansehen. Damit wird es möglich, auch geladene Felder zu behandeln, wobei dann der Operator $D$ passend geändert werden muß.

$$(\frac{\partial}{\partial x_k} \to \frac{\partial}{\partial x_k} - \frac{e}{i}\phi_k\,, \quad L \text{ muß man reell machen.})$$

Im kräftefreien Fall kann man, unter Verwendung einer nicht-hermiteschen Metrik im Hilbertraum – die $W$ gemäß

$$[W^+_{i_1\ldots i_f}, W_{k_1\ldots k_f}] = \frac{1}{i}\delta_{i_1k_1}\delta_{i_2k_2\ldots}D_k(x-x')$$

quantisieren, woraus die richtigen Vertauschungs-Relationen für die $A = DW$ folgen.

Ich glaube damit ein rationelles Verfahren gefunden zu haben, um in eine solche Theorie Kräfte einführen zu können. Insbesondere wird die Bedeutung der Hilfsgrößen klarer. Diese ganze Sache hat mich ja nie befriedigt – es ist bald 20 Jahre her – und niemand konnte bisher etwas Besseres erfinden.

Mit den besten Grüßen Ihr M. Fierz

[1] Siehe hierzu auch den Brief [2738].
[2] Fierz (1950a).

## [2746] Fierz an Pauli

[Basel], 19. November 1957
[2. Brief]

Lieber Herr Pauli!

Ich möchte mich nochmals entschuldigen, daß ich Ihnen so viel Blödsinn geschrieben habe. Zur Strafe habe ich diese Nacht sehr schlecht geschlafen. Z. T. rührt aber meine Verblödung daher, daß ich hier ja niemanden habe, mit dem ich meine Ideen oder Bierideen besprechen kann. Da schreibe ich dann an Sie, wobei gelegentlich viel Papier verschwendet wird.

Ich kann es freilich nicht ganz fassen, daß ich so blind war. Aus

$$\frac{\partial F_{ik}}{\partial x_i} = \Box U_k - \frac{\partial}{\partial x_k}\frac{\partial U_i}{\partial x_i} = \varkappa^2 U_k + j_k$$

folgt doch

$$\varkappa^2\frac{\partial U_k}{\partial x_k} = -\frac{\partial j_k}{\partial x_k}\,.$$

Daher

$$\Box U_k = \varkappa^2 U_k + j_k - \frac{1}{\varkappa^2}\frac{\partial}{\partial x_k}\frac{\partial j_i}{\partial x_i}\,.$$

Das integriert man mit retardierten Potentialen, und alles ist in schönster Ordnung.

Wird $\varkappa$ sehr klein, so wird $\frac{1}{\varkappa^2}\frac{\partial}{\partial x_k}\frac{\partial j_i}{\partial x_i}$ sehr groß und führt zu riesigen $U_\mu$-Ausstrahlungen. Das verhindert dann aber, weil das viel Arbeit braucht, eine starke Variation von $\frac{\partial j_i}{\partial x_i}$. Im limes $\varkappa^2 = 0$ muß darum $\frac{\partial j_i}{\partial x_i} \equiv$ const. sein.

Ich habe das alles erst gemerkt, wie ich, zur Behebung der Verwirrung, den Spezialfall

$$\boldsymbol{j} = 0, \qquad j_4 = i\rho(r,t)$$

ausgerechnet habe, was natürlich ganz einfach mit dem Ansatz

$$\boldsymbol{U} = \text{grad}\, f(r,t); \qquad U_4 = iU(r,t)$$

integriert werden kann.

Sie sehen, ich bin – wenigstens was diese Frage anbetrifft – wieder vernünftig geworden. Wenn mir solche Dinge passieren, wundere ich mich ja immer erneut, daß ich mein Métier überhaupt verstehe.

Mit besten Grüßen Ihr M. Fierz

## [2747] Jaffé an Pauli

[Küsnacht-Zürich], 19. November. 1957[1]

Lieber Herr Pauli!

Prof. Jung bat mich, Ihnen bestens zu danken für die freundliche Übersendung Ihrer Arbeit „Phänomen und Physikalische Realität“.[2] Leider ist Prof. Jung im Augenblick sehr müde und hat noch viel mit eigenen Dingen zu tun, so daß er zu entschuldigen bittet, wenn die Lektüre noch etwas warten muß.

Mit besten Grüßen Ihre [A. Jaffé]

[1] Dieser Brief ist auch bei Meier [1992, S. 168] abgedruckt.
[2] Pauli (1957f).

## [2748] Källén an Pauli

Kopenhagen, 19. November 1957
[Maschinenschriftliche Durchschrift]

Lieber Professor Pauli!

Vielen Dank für Ihre Karte.[1] Direkt vom Springerverlag habe ich auch keine Antwort bekommen, aber jetzt kommt die zweite Korrektur meines Artikels.[2]

Augenblicklich ist die Hälfte erledigt, und neue Fahnen kommen etwa alle fünf Tage. Selbstverständlich bedeutet das allein nicht allzu viel, denn die Gefahr ist immer noch, daß nach dem Umbruch der Band immer noch liegen bleibt. Wenn man aber den Schluß des Briefes von Flügge an den Verlag liest, findet man dort ausdrücklich den Vorschlag, daß, wenn nach der Beendigung der Umbrucharbeit über Schwinger keine Klarheit besteht, „so erscheint der Teilband ohne ihn". Zwar ist es nicht ganz klar, wie ernst dieses „Versprechen" gemeint ist, aber es scheint mir, daß wir jetzt warten sollen, bis die zweite Korrektur meines Artikels fertig ist. Wenn alles wie jetzt weiter geht, sollte das etwa am 15. Dezember oder noch früher sein. Dann gibt es drei Möglichkeiten.

I. Das Manuskript von Schwinger ist am 15. Dezember wirklich eingetroffen. Diese Möglichkeit finde ich so unwahrscheinlich, daß es sich jetzt nicht lohnt, darüber zu spekulieren.

II. Flügge und Springer entschließen sich, den Band in zwei Teile zu zerlegen. Der zweite Teil wird dann wahrscheinlich nie erscheinen, aber das stört uns nicht. Wenn nur der erste Teil unmittelbar erscheint, können wir wohl zufrieden sein.

III. Es geschieht nichts, sondern die Herren warten immer noch auf Schwinger. Dann müssen wir ernstlich versuchen, meinen Artikel wirklich zurückzuziehen. Das wird wahrscheinlich schwierig sein, und wir müssen vielleicht einen Rechtsanwalt um Hilfe bitten. Hier in Kopenhagen kenne ich Ernest Bohr, der uns vielleicht helfen will. (Er hat mir früher bei verschiedenen Gelegenheiten geholfen.) Wenn es uns gelingt, den Artikel zurückzuziehen, kann ich ihn entweder bei Academic Press oder Interscience Tracts in Amerika drucken. Beide Verlage haben mich bei verschiedenen Gelegenheiten gebeten, ein Buch über Quantenelektrodynamik zu schreiben, wobei ich mich aber geweigert habe, und zwar mit der Begründung, daß ich schon eins für den Springerverlag geschrieben hätte und nicht zwei gleiche Bücher schreiben könnte. Zwar muß es dann ins Englische übersetzt werden, aber das läßt sich wohl arrangieren. Ich hoffe, daß es nicht so weit geht, aber meine Geduld mit Springer ist jetzt wirklich zu Ende, und ich bin bereit, recht weit zu gehen, wenn Flügge (und Springer) nicht aufhören, auf Schwinger zu warten. Ich meine aber, daß wir nichts tun sollen, bis die zweite Korrektur abgeschlossen ist.

Im Brief von Flügge an Springer stehen zwar viele Sachen, gegen welche ich protestieren möchte – nicht nur seine merkwürdige Darstellung unseres Briefwechsels. Ich bin aber bereit, das nicht weiter zu diskutieren, wenn (und nur wenn!) Alternative II oben geschieht.

Zur Physik möchte ich nur erwähnen, daß ein Inder hier mit dem Namen Pradhan[3] sich für das Thirringmodell interessiert hat. Abgesehen von einigen Rechenfehlern bei Thirring, die übrigens nicht wesentlich sind, so hat er gefunden, daß das angegebene System von Zuständen vollständig ist und daß die Selbstmasse der Teilchen identisch verschwindet. Die letzte Aussage bedeutet, daß man keine Schwierigkeit mit einer negativen, mechanischen Masse nach der Renormierung hat, und die erste Aussage, daß keine neuen Zustände auftreten, die Schwierigkeiten mit der S-Matrix geben könnten. Übrigens ist wohl die Hamiltonfunktion hier wirklich hermitesch, und ich sehe augenblicklich nichts, das im Modell nicht in Ordnung ist. Ich habe die Rechnungen von Pradhan nicht sehr genau studiert, aber sie scheinen in Ordnung zu sein. Es ist wohl logisch

möglich, daß die Tatsache, daß alles hier gut geht, mit dem zweidimensionalen Raum zusammenhängt, aber ich glaube das kaum. Wenn es so ist, so müssen aber wenigstens Wightman und der Feldverein ein neues Axiom mit der Aussage, daß die Welt vierdimensional ist, hinzufügen.

Viele Grüße Ihr sehr ergebener [G. Källén]

[1] Vgl. die Karte [2742].
[2] Vgl. Källén [1958].
[3] Seine Untersuchung „Of the one-dimensional spinor model of Thirring" hatte T. Pradhan (1858/59) erst im folgenden Sommer abgeschlossen. Gleichzeitig befaßte sich auch V. Glaser (1958) beim CERN in Genf mit diesem Modell.

## [2749] Pauli an Fierz

Zürich, 20. November 1957
[1. Brief]

Lieber Herr Fierz!

Von Ihren Briefen fand ich nur den kurzen vom 19. gut.[1] Heute kam noch einer, der ist auch schlecht. Die Sache kenne ich sehr wohl, und wenn ich Ihren Brief genügend vergessen habe, verstehe ich sie auch.

*Spin 1*. Ich bleibe bei der Bezeichnung $U_i$ für die Größen, welche ohne Wechselwirkung der Bedingung $\frac{\partial U_i}{\partial x_i} = 0$ genügen, mit $A_i$ (Ihr $W_i$) bezeichne ich Größen, die *keiner Nebenbedingung* genügen und für welche die Hamilton-Funktion einfach mit unabhängigen Komponenten (so wie wenn jede ein Skalar wäre) geschrieben ist. Diese ist dann (im kräftefreien Fall) *nicht* positiv definit. Es gibt aber eine *kanonische Transformation* vom $A$-Feld zum $U$-Feld + einem skalaren $B$-Feld (Spin 0), das *negative Energie* hat.

$$A_i = U_i + \frac{1}{k^2}\frac{\partial B}{\partial x_i} \qquad \text{auf } t = \text{const.} \tag{1}$$

{Die Zahl der Bestimmungsstücke ist schon richtig; *vor* der Transformation

$$\boldsymbol{A},\ A_0;\ \dot{\boldsymbol{A}},\ \dot{A}_0$$

nach der Transformation

$$\boldsymbol{U},\ B;\ \dot{\boldsymbol{U}},\ \dot{B}\ .$$

$U_0$ und $\dot{U}_0$ lassen sich ja für $k \neq 0$ ausdrücken durch die übrigen.}
Aus

$$\Box U_i - \frac{\partial}{\partial x_i}\frac{\partial U_k}{\partial x_k} = k^2 U_i + j_i \tag{2}$$

folgt

$$\frac{\partial U_i}{\partial x_i} = -\frac{1}{k^2}\frac{\partial j_i}{\partial x_i}$$

$$\left(\Box - k^2\right) U_i = j_i - \frac{1}{k^2} \frac{\partial^2 j_k}{\partial x_i \partial x_k} ,$$

wie Sie es haben wollen. Aus (N. B. mein $A_i$ ist Ihr $W_i$)

$$\Box A_i - k^2 A_i = j_i \tag{3}$$

und (1) folgt dann aber

$$\left(\Box - k^2\right) B = \frac{\partial j_k}{\partial x_k}, \quad B = \frac{\partial A_k}{\partial x_k} \tag{4}$$

und dann auch

$$U_i = A_i - \frac{1}{k^2} \frac{\partial}{\partial x_i} \frac{\partial A_k}{\partial x_k} , \tag{5}$$

wie Sie es haben wollen.

Ausgehend von (2), (3), (5) folgt natürlich rückwärts (1) mit $B \equiv \frac{\partial A_k}{\partial x_k}$ *und (4).*

In der $A_i$- (Ihrer $W_i$-)Formulierung sind also *Spin 0-Teilchen mit negativer Energie angehängt*, die für $\frac{\partial j_k}{\partial x_k} \neq 0$ ebenfalls eine Wechselwirkung mit den durch $j_k$ beschriebenen Quellen haben. Sie bringen also die Teilchen mit niedrigerem Spin und negativer Energie wieder hinein, nachdem man sie glücklich herausgebracht hatte.

Dagegen hatte ich im Falle $\frac{\partial j_k}{\partial x_k} = 0$ diese Transformation benutzt. Dann sind die zusätzlichen Skalar-Teilchen negativer Energie ohne Wechselwirkung und daher harmlos.

Ganz anders ist es, wenn die $A_k$ noch Nebenbedingungen genügen (Stückelberg).

Bei höherem Spin ist es genauso.

Also Ihr zweiter Brief vom 19. ist für $\frac{\partial j_k}{\partial x_k} \neq 0$ wieder schlecht und enthält nichts, was mir neu ist.

N. B. Die Umrechnung der Hamilton-Funktionen des $A$-Feldes in die des $(U + C)$-Feldes mit den richtigen kanonischen Variablen habe ich seinerzeit wirklich durchgeführt.

---

Mich hatte viel mehr der übrige Teil Ihrer früheren Briefe interessiert, der von Touscheks Beschwichtigungs-Philosophie handelt.[2] Mit der T-Invarianz kann ich in dieser Verbindung gar nichts anfangen, und *ich glaube auch gar nicht, daß sie bei schwachen Wechselwirkungen gilt.*

Außer der C-Invarianz der Wechselwirkung von einem Skalarfeld mit einem Spinorfeld (im isotropen Isoraum) und der C-Invarianz elektromagnetischer Wechselwirkungen ist es mir schließlich gelungen, aus dem ganzen Gerede – *ohne* meinerseits *un*symmetrisch von T-Invarianz und P-Invarianz zu reden – folgenden, faßbaren, allgemeinen Gedanken herauszudestillieren:

„Es ist sehr wohl möglich, daß *primär* nicht die Stärke der Wechselwirkung ihre Spiegelungseigenschaften (C-, P- und T-Invarianz) bestimmt; sondern, daß das Primäre die *Form* der Wechselwirkung ist. Diese könnte dann sowohl die Stärke als auch die Spiegelungseigenschaften der Wechselwirkung bestimmen."

Um aber hier weiterzukommen, muß man viel mehr über die Theorie der „Elementarteilchen" wissen, als das heute der Fall ist.

Sehr unzufrieden mit Ihnen, sonst zufrieden

Stets Ihr W. Pauli

P. S. Die Redaktion der „Experientia" scheint schriftliche Mitteilungen an die Autoren, ob deren Arbeiten gedruckt werden oder nicht, in Abwesenheit Mislins *nicht* zu versenden.[3]

## Anlage zum Brief [2749]

Notizen, die Pauli als Grundlage für das voranstehende Antwortschreiben [2749] verwendete:

Fierz will

$$U_i = A_i - \frac{1}{\varkappa^2}\frac{\partial}{\partial x_i}\frac{\partial A_k}{\partial x_k}$$

$$\frac{\partial A_i}{\partial x_i} = -\frac{1}{\varkappa^2}\frac{\partial j_i}{\partial x_i} + \frac{1}{\varkappa_2}\Box C$$

$$\frac{\partial A_i}{\partial x_i} = C \qquad C + \frac{1}{k^2} - \frac{\partial j_i}{\partial x_i}\,.$$

Möglichkeit

$$U_i = A_i - \frac{1}{\varkappa^2}\frac{\partial}{\partial x_i}\frac{\partial A_k}{\partial x_k} \qquad C = \frac{\partial A_k}{\partial x_k}$$

$$\Box U_i - \frac{\partial}{\partial x_i}\frac{\partial U_k}{\partial x_k} = \varkappa^2 U_i + j_i$$

$$\frac{\partial U_i}{\partial x_i} = -\frac{1}{\varkappa^2}\frac{\partial j_i}{\partial x_i}$$

$$\Box U_i - \varkappa^2 U_i = j_i - \frac{1}{\varkappa^2}\frac{\partial^2 j_k}{\partial x_i \partial x_k}$$

$$\Box A_i - \varkappa^2 A_i = j_i$$

$$\frac{1}{\varkappa^2}\frac{\partial}{\partial x_i}(\Box - \varkappa^2)C = \frac{1}{\varkappa^2}\frac{\partial}{\partial x_i}\frac{\partial j_k}{\partial x_k}$$

Setze

$$\left(\Box - \varkappa^2\right) C = \frac{\partial j_k}{\partial x_k}\,.$$

[1] Vgl. den Brief [2746] und Paulis Aufzeichnungen, die in der Anlage zu diesem Brief wiedergegeben wurden.
[2] Vgl. den Brief [2743].
[3] Pauli war wegen des Druckes seines Aufsatzes (1958d) über „Die Verletzung von Spiegelungs-Symmetrien in den Gesetzen der Atomphysik“ mit dem Redakteur der Zeitschrift *Experientia* G. Mislin in Verbindung getreten (vgl. hierzu den Brief [2760]).

## [2750] Pauli an Fierz

Zürich, 20. November 1957
[2. Brief]

Lieber Herr Fierz!

Vielleicht noch einige Zusatzbemerkungen zum Brief Nr. 1 zur weiteren Klärung Ihrer Konfusion.

Ich möchte noch auf meine Bemerkungen über Stückelberg[1] auf p. 217 meines Reports in Reviews of Modern Physics 1941[2] hinweisen. Dieser hat – im Gegensatz zu Ihnen ganz wohldurchdacht – *deshalb* Nebenbedingungen eingeführt, damit die Energie positiv bleibt.

Tut man das *nicht*, so kehren die Vertauschungsrelationen von $[B(x), B(x')]$ bzw. von $[\dot{B}(\boldsymbol{x}, \psi), B(\boldsymbol{x}', \psi)]$ gegenüber der üblichen (der Stückelbergschen) Vorzeichen um, ebenso wie auch in[3]

$$H A_k = H U_k + H_B,$$

daß

$$H_B = -\frac{1}{2} \int d^3x [B^2 + (\nabla B)^2 + k^2 B^2]$$
$$\downarrow \qquad\qquad \downarrow$$
$$! \qquad \text{dies ist der kräftefreie Fall}$$

negativ wird. Es war ein besonderer Trick von mir, daß das negative $H_B$ dann nichts schadet, *wenn* $\frac{\partial j_k}{\partial x_k} = 0$ ist, da dann, und nur dann, die B-Teilchen kräftefrei bleiben. {N. B. Kanonisch konjugiert zu $\bar{U}_i$ ist natürlich die „elektrische Feldstärke“ $\bar{\psi}_{0i} (i = 1, 2, 3)$, nicht $\bar{U}_2$.}

---

Nun genug davon. Unmöglich kann da (außer trivialen Fehlern) etwas Neues herauskommen.

Da ich nun schon dabei bin, „über Sie herzufallen“, noch eine weitere Kritik.

In Ihrem Brief vom 15.[4] steht: „Die Antiteilchen als *Spiegelbilder* der Teilchen anzusehen, das ist allerdings ein schöner Gedanke. Die Schönheit des Gedankens hängt gar nicht daran, ob er etwas ‚erklärt‘.“

Ich bin völlig einverstanden.

Nun heißt es aber weiter: „Zudem, wenn T nicht gelten würde, dann wäre er eben unrichtig.“ Erfreulicherweise ist nun dieser Schlußsatz von Ihnen *falsch*.

Der „schöne Gedanke“ ist dann immer noch wahr. Er ist nämlich eine bloße Folge des CPT-Theorems, angewandt auf *stationäre Zustände*.

Ist außer der Energie $E$ der Impuls $P$ diagonal, so besagt dieses, daß ein beliebiges System von Teilchen (und Antiteilchen) bei der Operation CPT in den entsprechenden Zustand von Antiteilchen (und Teilchen) mit gleichem $E$ und $\boldsymbol{P}$ übergeht. (*Spezial*fall Ein-Teilchenzustände. Massen von Teilchen und Antiteilchen müssen gleich sein.) Macht man neben $E$ statt $\boldsymbol{P}$ den Betrag $\boldsymbol{J}^2$ und eine Komponente $J_z$ des totalen Drehimpulses diagonal, so führt die Operation CPT $J_z$ in $-J_z$ bei gleichem $E$ und $\boldsymbol{J}^2$ über.

Das steht alles schon bei Lee + Yang. Was will man außerdem noch mehr? Das CPT-Theorem hat die Ertrinkenden schon gerettet. Dennoch springen einige noch einmal ins Wasser mit dem Verlangen, man solle sie „noch ein bißchen besser retten“![5]

Der „schöne Gedanke“ ist also vom T-Gerede ganz unabhängig.

Seit meinem letzten Zusammentreffen mit Heisenberg denke ich viel milder über die „Zweikomponententheorie“ des Neutrinos.[6] Doch das ist eine andere Geschichte.

Viele Grüße Ihr W. Pauli

[1] Vgl. Stückelberg (1938). – Siehe hierzu auch Paulis Bemerkung in Band **IV**/3, S. 765.
[2] Pauli (1941).
[3] Zusatz von Pauli: „$A$ = Vektor mit *unabhängigen* Komponenten, $U$ = [Pseudo]-Vektor; $B$ = Skalar.“
[4] Dieser Brief ist verschollen.
[5] Pauli spielt hier auf eine zuerst in Platons *Timaios* auftretende und später in der Spätantike häufig verwendete Redewendung an, indem man die zur Erklärung astronomischer Tatbestände zusätzlich eingeführten Hypothesen auch als eine Anweisung zur „Rettung der Phänomene“ bezeichnet hat (vgl. z. B. Sambursky [1977, S. 16ff.]).
[6] Dieses Treffen mit Heisenberg hatte am 15. November 1957 stattgefunden (vgl. den Brief [2731]). Über Heisenbergs neue Ideen hatte Pauli schon in seinem Schreiben [2744] an Salam berichtet.

## [2751] Pauli an Källén

Zürich, 21. November 1957

Lieber Herr Källén!

Dank für Ihren Brief.[1]

Sie haben ganz recht, daß man nun abwarten muß, was der Springer-Verlag machen wird, wenn die Umbruch-Korrekturen Ihres Artikels fertiggestellt sein werden. (Es ist ja auch gleichgültig, wenn er bis dahin mit der Antwort auf unseren Brief wartet.) Aber dann wird es ernst.

Heute habe ich wieder einmal den „Kronprinz Konrad“* gesehen und habe ihm gesagt, der Verlag könne sich auf Schlimmes gefaßt machen, wenn er dann noch weiter auf Schwingers Artikel warten sollte. (Ich glaube eigentlich nicht, daß er es wagen wird.)

Ich habe ihm auch gesagt, daß für die beiden Teilbände bereits die von Weisskopf erfundenen Spitznamen der „reelle Teil“ und der „imaginäre Teil“ existieren.[2]

Weisskopf hat mir übrigens auch gesagt, daß – sicherlich *nach* der Zerlegung in Real- und Imaginärteil – nach seiner Ansicht „keinerlei Gefahr bestehe", daß Schwinger je noch seinen Artikel schreiben würde.

Zu *Thirring*: Heisenberg, Thirring selbst und ich meinen, daß *nur* wegen der *Zwei*dimensionalität seines $(x, t)$-Raumes dort alles so gut geht.[3] Thirring schickte mir auch die Kopie eines Briefes, den er an 2 Russen vom Landau-Kreis geschrieben hat. Ich lege sie bei (mit der Bitte, sie gelegentlich wieder zurückzuschicken), vielleicht können Sie oder Herr Pradhan[4] sie brauchen (mehr weiß ich auch nicht darüber).

Von Jost kam ein Brief, in dem so gut wie nichts darin stand. Über die Unitaritätsbedingungen haben Lehmann und er *nichts* herausgebracht.[5] (Lehmann scheint den Bogoljubov etwas verbessert zu haben,[6] was aber für uns nicht unmittelbar interessant ist.)

Ihr Brief ist noch einmal temporär aus dem Eisschrank herausgenommen worden, weil ein Schüler von Jost, namens *Steinmann*, hier ihn studieren wollte.[7]

Nun, ich warte mit Skeptizismus das Weitere ab.

Inzwischen viele Grüße Stets Ihr W. Pauli

[1] Vgl. den Brief [2748].

* Das ist der Sohn von Ferdinand Springer, er studiert Chemie an der Universität Zürich. Ein ganz netter Mensch, der aber bei der Dynastie nicht viel oder nichts dreinzureden hat. {Siehe auch die Bemerkungen über Konrad Springer in den Briefen [2718, 2763 und 2794].}

[2] Vgl. hierzu Paulis Brief [2718] an Jensen und die Bemerkung in Band **IV**/2, S. 796.

[3] Heisenberg hat seine kritischen Bemerkungen über das Thirringsche Modell in seinem Brief [2725] dargelegt. Vgl. hierzu auch Paulis Reaktion [2727].

[4] Vgl. Pradhan (1958). Siehe hierzu auch den Brief [2748].

[5] Vgl. hierzu Jost und Lehmann (1957).

[6] Vgl. Lehmann (1958).

[7] Vgl. Othmar Steinmann (1960a, b).

## [2752] Pauli an Rosbaud

Zürich, 21. November 1957
[1. Brief]
[Fragment]

Ich habe zwar noch nichts von „Walhall" gehört,[1] wohl aber schrieb mir „Alberich",[2] daß sein Artikel nun mit einigem Tempo in Umbruch-Korrekturen gesetzt wird. Bis das fertig sein wird – voraussichtlich Mitte Dezember – können wir nichts weiter machen, und es ist ja dann auch gleichgültig, ob „Walhall" noch vorher antwortet.

*Dann* aber wird eine Entscheidung unvermeidlich sein. Sollte „Walhall" dann noch weiter versuchen, auf Julian I zu warten, so wird „Alberich" bestimmt zu einem Rechtsanwalt gehen und seinen Artikel zurückziehen. Aber ich glaube eigentlich nicht, daß „Walhall" das wagen wird. („Siegfried" hat ja schon selbst den Teilungsvorschlag in seiner Botschaft an „Walhall" gemacht.)

Also, *Sie* sollten sich über die diesbezüglichen Fragen meines letzten Briefes[3] zunächst nicht weiter den Kopf zerbrechen, und *ich* glaube auch gar *nicht*, daß ich „zu weit gegangen bin".

[1] Hierzu und zu den hier verwendeten Namensbezeichnungen siehe die Briefe [2737, 2742 und 2748].
[2] Vgl. den Brief [2748].
[3] Vgl. den Brief [2737].

## [2753] Pauli an Rosbaud

Zürich, 21. November 1957
[2. Brief]
[Fragment][1]

Lieber Steinklopferhansl!

Jetzt mache ich mir einen vergnügten Abend, indem ich Ihnen noch einen 2. Brief schreibe. Der erste war vom Büro zu Hause, über einen Brief von „Alberich". Als ich heim kam, fand ich Ihren Brief vom 19. vor.[2]

Nun habe ich eine ganz bestimmte Intuition. Wotan wird *niemals* antworten, aber der Teilband wird – ohne Julians I Beitrag – sehr bald erscheinen. In diesem Fall ist es mir natürlich gleichgültig, ob Wotan antwortet. Sollte sich meine Intuition als unrichtig erweisen, wird „Alberich" – ein sehr streitbarer Herr, den ich nicht als Gegner haben möchte – ihm „Saures geben". Falls er[3] dabei meine Unterstützung braucht, will ich sie ihm gerne gewähren, und in diesem Fall könnten wir auf Ihren Vorschlag eines eingeschriebenen Briefes zurückkommen.

[1] Vgl. die Hinweise zu den Briefen [2697 und 2723].
[2] Dieser Brief ist nicht erhalten.
[3] Einfügung: „K. = A." {d. h. Källén = Alberich.}

## [2754] Fierz an Pauli

[Basel], [21.][1] November 1957

Lieber Herr Pauli!

Zwei Briefe sind gekommen,[2] und ich sehe, daß Sie unzufrieden sind. Das waren Sie schon oft, und man darf das nicht tragisch nehmen. (Übrigens, wer sagt, daß Sie immer mit mir zufrieden sein müßten? Ich bins ja auch nicht.)

Nun zu Ihrem Brief vom 20. November. Da scheint mir, daß Sie zwar ganz mit meiner Rechnung einig sind; daß Sie aber nicht ganz begriffen haben, was der Zweck der Übung ist. Ich weiß natürlich genau – indem ich mich Ihrer Bezeichnung $A_k$, $U_k$; $\frac{\partial U_k}{\partial x_k} = 0$ im kräftefreien Falle anschließe –, daß man mit $A_k$ „Skalarteilchen negativer Energie" einführt.

Ich will nun die Sache von einem etwas anderen Standpunkte aus darstellen; dann begreifen Sie vielleicht den tieferen Sinn meiner Darstellung. Dabei ist von Anfang an die Frage im Hintergrund, was bei *höherem* Spin zu tun sei. Ich habe ja gezeigt, und wir haben es zusammen publiziert,[3] daß man da *nie ohne Hilfsfelder auskommt, die zu niedrigerem Spin und teilweise zu negativer Energie gehören*. Die fallen zwar nachher wieder heraus; aber entbehrlich sind sie nie. Der Spin 1 ist nun, wie sich zeigen wird, ein Spezialfall – und auch das ist längst bekannt.

In diesen Tensortheorien spielen nun *Projektionsoperatoren* eine große Rolle, und das habe ich anno 1939 nicht deutlich erkannt.[4] Damit das hier steht, will ich sie gerade definieren:

Sei

$$R_{ik}^{(\kappa)} = \delta_{ik} - \frac{1}{\kappa^2}\frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_k} \quad \{\text{Siehe } \textit{Helvetica Physica Acta}, \mathbf{23} \text{ (1950), S. 414ff.}\}^5$$

$$R_{ik}^{\Box} = \Box\,\delta_{ik} - \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_k}\,.$$

Man bilde nun

$$D^{(f)}_{i_1 \ldots i_f, k_1 \ldots k_f} = \sum_{l=0}^{[f/2]} c_l D^{(l)(f)}_{i_1 \ldots i_f, k_1 \ldots k_f}$$

$$D^{(l)(f)}_{i,k} = \sum_{(i,k)} \delta_{i_1 i_2} \ldots \delta_{i_{2l-1} i_{2l}} \delta_{k_1 k_2} \ldots \delta_{k_{2l-1} k_{2l}} \delta_{i_{2l+1} k_{2l+1}} \ldots \delta_{i_f k_f}$$

$$c_l = (-1)^l \frac{1}{(2f)!} \frac{(2f-2l)!}{l!(f-l)!(f-2l)!}\,.$$

Die $R_{ik}$ haben folgende Eigenschaften:

$$R_{ik}^{(\kappa)} R_{kl}^{(\kappa)} = R_{il}$$

$$R_{ik}^{\Box} R_{kl}^{\Box} = \Box R_{il}$$

$$\frac{\partial R_{ik}^{\Box}}{\partial x_i} = 0; \quad R_{kk}^{\Box} = 3\Box; \quad \frac{\partial R_{ik}^{(\kappa)}}{\partial x_i} = 0,$$

wenn auf eine Funktion angewendet, die $(\Box - \kappa^2) f = 0$ genügt, $R_{\kappa\kappa}^{(\kappa)} = 3$ (im gleichen Falle) und $R_{ik}^{(\kappa)} R_{kl}^{(\kappa)} = R_{il}^{(\kappa)}$ wieder, wenn auf $f$ angewendet.

$D_{i_1 \ldots i_f, k_1 \ldots k_f}$ hat verschwindende $i$ und $k$-Spuren.

Wenn man in $D$ anstelle $\delta_{ik}$: $R_{ik}^{\Box}$ einsetzt: $D^{\Box}_{i_1 \ldots k_1}$, so verschwinden die $i$ und $k$-Spuren ebenfalls; ferner alle Divergenzen. Schließlich kann man die $R_{ik}^{(\kappa)}$ in $D$ einsetzen: $D^{(\kappa)}$.

Dann erhält man, falls man $D^{(\kappa)}$ auf einen Tensor der Stufe $f$ anwendet, der $(\Box - \kappa^2)A = 0$ genügt, einen irreduziblen Tensor.

Die Proca-Gleichung lautet nun, geschrieben mit dem *Projektionsoperator*

$$D^{(l)}_{i,k} U_k = R^{\Box}_{ik} U_k = \kappa^2 U_i .$$

Man kann daraus den Eigenschaften von $D$ gemäß folgern:

$$\frac{\partial U_i}{\partial x_i} = 0; \quad \Box U_i = \kappa^2 U_i .$$

*Dieses Vorgehen führt nun aber für* $f > 1$ *nicht mehr zum Ziele*, weil der Projektionsoperator im allgemeinen die Ordnung $2f$ besitzt. Aus

$$D^{\Box f}_{i_1 \ldots i_f, k_1 \ldots k_f} U_{k_1 \ldots k_f} = \kappa^{2f} U_{i_1 \ldots i_f}$$

folgt zwar

$$U_{ii, i_3 \ldots} = 0; \quad \frac{\partial U_{ii_2}}{\partial x_i} = 0.$$

Aber es folgt nun

$$(\Box^f - \kappa^{2f}) U_{i_1 \ldots i_f} = 0 \quad \text{– nicht die Wellengleichung.}$$

Weil das so ist, braucht man, sobald $f > 1$ ist, *Hilfsfelder*.

Nun kann man schon im Falle der Procagleichung anstelle

$$R^{\Box}_{ik} U_k = \kappa^2 U_i + j_i$$

mit der Gleichung

$$\Box A_i = \kappa^2 A_i + j_i$$

anfangen. Aus $A_i$ gewinnt man ein physikalisches Feld $U_i$ gemäß

$$R^{\kappa}_{ik} A_k = U_i = D^{\kappa (l)}_{i,k} U_k .$$

Im *Gegensatz* zum ursprünglichen Verfahren kann man dieses Vorgehen auch für $f > 1$ anwenden. (Ihre Schlußbemerkung: „Bei höherem Spin ist es genauso“, ist mir ganz unverständlich. Es ist in keiner Weise „genauso“, was ja sogar so weit geführt hat, daß Sie eine Zeitlang glaubten, diese höheren Spins wegbeweisen zu können und die Arbeit hierüber zu schreiben anfingen! Da bin nun ich mit Ihnen „unzufrieden“.)

Man kann also, bei allgemeinem Spin, mit

$$\Box A_{i_1 \ldots i_f} = \kappa^2 A_{i_1 \ldots i_f} + j_{i_1 \ldots i_f}$$

anfangen und aus $A_{i_1 \ldots i_f}$ durch Projektion das physikalische Feld $U_{i_1 \ldots i_f}$ gewinnen:

$$D^{(\kappa)(f)} A = U.$$

In der *Energie* kommt nur $U$, nicht $A$ vor. Die $A_{i_1 \ldots i_f}$ sind Hilfsgrößen, die man hier nicht vermeiden kann. Man kann nun diese Sache mit Hilfe eines Variationsprinzips formulieren:

$$\frac{1}{2}\left(\frac{\partial A}{\partial x_l} D^{\kappa, f} \frac{\partial A}{\partial x_l} + \kappa^2 A D^{\kappa, f} A\right) + A D^{\kappa, f} j\,.$$

Dabei variiert man die $A_{i_1} \ldots$ unabhängig und bekommt so die projizierten Gleichungen mit

$$D^{\kappa, f} A = U$$

$$\Box U = \kappa^2 U + D^{\kappa, f} j$$

heraus. Dabei muß nun $U$ dort, wo $j$ verschwindet, spurfrei und divergenzfrei sein. Sei also

$$D^{\kappa, f} j = 0\,.$$

Dann gilt

$$\Box D^{\kappa, f} A = \kappa^2 D^{\kappa, f} A\,.$$

Daraus folgt

$$A = A^{\kappa} + A'\,.$$

$A^{\kappa}$ genügt der Wellengleichung $\Box A^{\kappa} = \kappa^2 A^{\kappa}$, während $A'$ ihr nicht zu genügen braucht, aber es ist $D^{\kappa f} A' = 0$!

Darum ist $D^{\kappa f} A = D^{\kappa f} A^{\kappa}$; und somit genügt $U = D^{\kappa f} A$ den Nebenbedingungen.

Ist $D^{\kappa f} j \neq 0$, so geht die Überlegung genau gleich. D. h., man kann zwar nicht behaupten, daß

$$\Box A = \kappa^2 A + j$$

erfüllt sein müsse. Aber für $U = D^{\kappa f} U$ kommt es lediglich auf denjenigen Teil von $A$ an, der obiger Gleichung genügt. Darum ist im Falle des Spins 1 das Verfahren dem üblichen gleichwertig, hat aber den Vorteil, verallgemeinerungsfähig zu sein. Die üblichen Gleichungen für Spin 1 sind dagegen sehr speziell auf diesen Fall zugeschnitten. Wie mans dort macht und immer machte, weiß ich wohl. Aber das hilft eben nicht weiter!

All das ist freilich auf reelle Felder zugeschnitten. Wenn die Felder geladen sind, so kann man das hier vorgeschlagene Verfahren ebenfalls anwenden, indem man $D^{\kappa f}$ zuerst durch partielle Integrationen in $A^* \vartheta A$ symmetrisch auf $A^*$ und $A$ verteilt. Freilich erhält man so für $f = 1$ eine etwas andere Gleichung als diejenige, die aus

$$D^{1, \Box} U = \kappa^2 U$$

folgt. Der Unterschied besteht in der Größe der Quadrupolmomente, die man den Teilchen erteilt – aber das ist eben willkürlich.

Damit hoffe ich, die Sache genügend erklärt zu haben. Vielleicht, daß noch andere Weisen existieren, die Gleichungen mit höherem Spin herzuleiten. Ich bin aber ganz sicher, daß in jeder rationellen Formulierung die Projektionsoperatoren D eine *entscheidende* Rolle spielen müssen. Sie kommen ja schon im kräftefreien Falle in den Vertauschungsrelationen vor!

Was Sie nun zur T-Invarianz sagen, überzeugt mich sehr. Die Beschwichtigung des Beschwichtigungsargumentes ist wirklich nicht sehr groß. Aber darüber will ich noch nachsinnen.

Mit besten Grüßen Ihr M. Fierz

[1] Das von Fierz angegebene Datum 16. November hatte Pauli durch *21.* November ersetzt (siehe die Bemerkung im Brief [2755]).
[2] Vgl. die zwei Briefe [2749 und 2750] vom 20. November.
[3] Fierz bezieht sich auf die beiden 1939 gemeinsam mit Pauli publizierten Abhandlungen über relativistische Feldgleichungen von Teilchen mit beliebigem Spin, die sich in einem elektromagnetischen Feld befinden.
[4] Vgl. Fierz (1939a).
[5] Fierz (1950b).

## [2755] Pauli an Fierz

Zürich, 22. November 1957

Lieber Herr Fierz!

Ihr auf den 16. vordatierter Brief vom 21.[1] (der 16. muß für Sie ein sehr kritischer Tag gewesen sein!) hat mir viel Vergnügen gemacht. Daß man durch Anwendung von geeigneten Projektionsoperatoren auf unphysikalische Felder physikalische Felder herausbekommen kann, gebe ich gerne zu. Ferner gebe ich gerne zu, daß meine Ausdrucksweise „bei den höheren Spins ist es genauso", überaus schlampig gewesen ist. Ich kenne wohl noch die Unterschiede von Spin 1. Daß in der Energie bei Ihnen explizite die *Projektionsoperatoren* $D^{\kappa,f}$ vorkommen, genügt mir einstweilen. Diese müssen ja auch in Ihrer Lagrangefunktion wesentlich vorkommen. Ihr Wirkungsprinzip habe ich vorläufig noch nicht nachgerechnet, da ich keinen a-priori Einwand habe und mich die höheren Spins im Moment nicht sehr interessieren.

Mehr interessiert mich, was Ihr Nachsinnen über Touschek und T-Invarianz ergibt. Auf Wiedersehen Montag, da können dann *Sie* kritisieren!

Viele Grüße Ihr W. Pauli

[1] Vgl. den Brief [2754].

## [2756] Pauli an Touschek

Zürich, 22. November 1957

Motto: „Ich bin viel mehr einig,
als Sie glauben.“ Niels Bohr

Lieber Herr Touschek!

Vielen Dank für Ihren ausgezeichneten Brief vom 18.,[1] ich bin ganz einverstanden mit Ihrer Forderung nach „Ausmessung der neuen Freiheit“, ebenso bin ich einverstanden mit der Bemerkung von Herrn F. Calogero.[2]

Mein eigenes Postulat – und betrachten Sie, bitte, *dieses* als den eigentlichen Sinn meines letzten Briefes[3] – ist folgendes: „*Was für P recht ist, muß für T billig sein.*“ Mit anderen Worten: „Man lasse sich durch die experimentelle Situation *nicht* dazu verführen, in *un*symmetrischer Weise von P und T zu reden!“ Daher: „Nieder mit der ‚schwachen‘ Nichterhaltung, auch für T“, und „es lebe die Ausmessung der neuen Freiheit, *auch für T*!“ Oder: „Wenn man über P spricht, soll man nicht von vornherein das Gegenteil für T voraussetzen.“

Ja, das ist alles für heute.

Herzlichst Ihr W. Pauli

[1] Dieses Schreiben fehlt.
[2] Francesco Calogero war ein Schüler von Touschek und gehörte zusammen mit Eduardo Amaldi zu Touscheks engeren Freunden am *Istituto Nazionale di Fisica Nucleare* in Rom.
[3] Vgl. den Brief [2738].

## [2757] Generalsekretär der „Chemical Society“ an Pauli

London, 25. November 1957

Dear Professor Pauli!

The Council of The Chemical Society, at its meeting last week, unanimously agreed that you should be invited to accept the distinction of election to Honorary Fellowship of the Society.[1]

Honorary Fellowship is the highest honour which the Society can confer, and the number of Honorary Fellows is limited in our Bye-Laws to forty. Honorary Fellowship carries with it all the privileges of membership of the Society (other than the right to vote at general meetings) but, of course, no subscriptions are payable. Honorary Fellows receive copies of all the Society's regular publications – Journal, Proceedings, Annual Reports, Quarterly Reviews and Current Chemical Papers – without payment. On hearing from you I will immediately arrange for these to be sent to you.

I very much hope that you will be willing to accept this invitation.

Yours sincerely, [ . . . ][2]

General Secretary

[1] Siehe hierzu Paulis Antwortschreiben [2761] vom 28. November.
[2] Hier steht eine unleserliche Unterschrift.

## [2758] „Nobelkomitee“ an Pauli

Stockholm, 25. November 1957
[Vorgefertigter Vordruck]

Ihr Schreiben, worin Sie vorschlagen, daß der Nobelpreis für Physik für das Jahr 1958 Akademiker L. Landau zuerkannt werde, ist in den Besitz des Nobelkomitees für Physik an der Königlichen Akademie der Wissenschaften gekommen und wird gemäß den Statuten der Nobelstiftung vom Komitee in Erwägung gezogen werden.[1]

Hochachtungsvoll

Arne Ölander
Sekretär der Nobelkomitees an der
Königlichen Akademie der Wissenschaften

[1] Landau erhielt „für seine bahnbrechenden Theorien über kondensierte Materie, besonders das flüssige Helium“ den Nobelpreis für Physik des Jahres 1962. – Vgl. hierzu auch die von I. M. Khalatnikov herausgegebene Festschrift [1989] mit den Beiträgen seiner zahlreichen Schüler.

## [2759] Fierz an Pauli

[Basel, ca. 26. November 1957][1]
[Brieffragment][2]

Ihr Referat über die Heisenbergsche Behandlung des Lee-Modells war sehr einleuchtend[3] und ich sehe klar und deutlich, daß keine Einwendungen gegen die innere Konsistenz möglich sind. Die Frage, ob man die beiden Zustände $\phi_0$ und $\phi_\vartheta$ nicht ganz herauswerfen kann, ist allerdings noch unbeantwortet. Mir scheint es freilich z. Z. nicht hoffnungslos, daß man das könnte, weil nämlich die Zusätze mit $\phi_0$, die man dem Anfangszustand $N, \theta \ldots$ beifügt, *eindeutig* bestimmt sind. Das bedeutet, daß die Theorie als Freiheitsgrade, die man ändern kann, nur diese physikalischen Zustände enthält. Da nun glücklicherweise das System in Sektoren zerfällt, muß man nur den Sektor $(N, 2\theta)$ studieren, und vielleicht kommt man da zu etwas. Nun, kommt Zeit, kommt vielleicht Rat.

Mit besten Grüßen Ihr M. Fierz

[1] Die Datierung erfolgte aufgrund der Tatsache, daß Pauli am 25. November über das Heisenbergsche Lee-Modell vorgetragen hatte, worauf sich dieses Schreiben bezieht.
[2] Dieses Brieffragment war offenbar durch Pauli von einem Brief abgetrennt worden, um es jemandem zu zeigen.
[3] Offenbar hatte Pauli inzwischen das in seinem Brief [2711] zum November ankündigte Referat über das Heisenbergsche Lee-Modell gehalten.

## [2760] Pauli an Fierz

Zürich, 27. November 1957

Lieber Herr Fierz!

Vielen Dank für Ihren Brief mit dem wunderbaren Gedicht.[1] Ich bin sehr versucht, dieses Herrn Touschek weiterzuschicken.

Ihre Frage hängt zusammen mit einer anderen, die Källén immer gestellt hat. Warum ist es so wesentlich, daß gerade die Doppelwurzel vorliegt? Nimmt man 2 konjugiert komplexe E-Werte, so hat jeder von ihnen die Norm 0. Man stelle also die Zusatzbedingung, daß nur *einer* von ihnen vorkommt. Kommt man so durch?

Heisenberg meinte, nein, denn neue diskrete Zustände könnten in diesem Fall Unordnung machen, während dies im Doppelwurzel-Fall nicht der Fall sei. Aber ganz geklärt wurde diese Frage *nie*!

Ihr Herauswerfen der beiden Zustände $\phi_0$ und $\phi_{\mathrm{Dip}}$ würde natürlich ein *un*vollständiges Funktionensystem bedeuten, d. h. verschiedene Funktionen der Raum-Koordinaten, die sich nur durch $\phi_0$ und $\phi_{\mathrm{Dip}}$ unterscheiden, haben als gleich zu gelten. Es fragt sich, ob man so zu etwas Übersichtlichem kommt hinsichtlich der Erwartungswerte von $\psi_N(\boldsymbol{x})$ und $\psi_\theta(\boldsymbol{y})$ und ihrer Produkte?

Viele Grüße Ihr W. Pauli

P. S. Von Herrn Mislin kam ein sehr freundlicher Brief.[2] Er wirft darin u. a. die Frage von Figuren auf, die mich ja selbst auch beschäftigt hat.[3] Nur fürchte ich, daß dies stereoskopische Aufnahmen 3-dimensionaler Modelle von Links- und Rechts-Schrauben notwendig machen würde und dann das Januarheft der „Experientia“ zusammen mit Stereoskopen verschickt werden müßte.

[1] Offenbar handelte es sich um das Gedicht des „Basler Schillers“, das auch im Schreiben [2775] von Touschek an Enz erwähnt wird.

[2] G. Mislin war ein Schüler des ETH-Professors Beno Eckmann (vgl. Knuus et al. [1978]). Siehe hierzu die Bemerkung im Postskriptum zum Brief [2749].

[3] Es handelte sich um Abbildungen zu Paulis Veröffentlichung (1958d) in der Zeitschrift *Experientia*.

## [2761] Pauli an die „Chemical Society“

Zürich, 28. November 1957
[Maschinenschriftliche Durchschrift]

Dear Sir!

I feel greatly honoured by the election to Honorary Fellowship of the Chemical Society, which I am very gladly accepting.[1]

As such a decision from the side of a Chemical Society is very unusual for me, my heartiest thanks to your Society may be accompanied by a few words on my relation to Chemistry.

During my study in Munich I decided already after one term to give up my study of chemistry in favour of theoretical physics. In my doctor

examination, which, besides physics, also comprehended mathematics and astronomy, chemistry was not contained.

The periodic system of the elements (the history of which I have also studied in later years) was approached in my work from the side of the spectroscopy, which however has always been connected with chemistry since the days of Bunsen und Kirchhoff.

Now I take the offer of a membership in your Society as a strong recognition that my work turned out to be useful also in the neighbouring field of chemistry.

Yours sincerely [W. Pauli]

[1] Siehe hierzu das Schreiben [2757].

## [2762] Källén an Pauli

Kopenhagen, 29. November 1957
[Maschinenschriftliche Durchschrift]

Lieber Professor Pauli!

Heute schreibe ich nur kurz, um zu erzählen, daß ich gestern die letzten Bögen der zweiten Korrektur meines Artikels[1] an den Springerverlag geschickt habe. Jetzt werden wir sehen, was geschieht.

Vielen Dank für Ihren Brief vom 21. November.[2] Wir haben auch eine Kopie des Thirringschen Briefes an den Russen[3] direkt von Thirring bekommen, weshalb ich Ihre Kopie hier zurücksende. Vielen Dank dafür.

Ihr sehr ergebener [G. Källén]

[1] Vgl. Källén (1958).
[2] Vgl. den Brief [2751].
[3] Pauli erwähnte Thirrings Schreiben an die zwei Russen aus Landaus Kreis auch in seinem Brief [2751].

## [2763] Pauli an Rosbaud

Zürich, 30. November 1957
[Fragment][1]

...

Zu Wotan:[2] Unsere Erwartungen stimmen da ganz überein, ich habe auch – wie erwartet – inzwischen nichts weiter gehört, die Umbruchkorrekturen Källén laufen ja.[3] Nur eine kurze menschliche Bemerkung zu *Kronprinz Konrad*.[4] Ich kann es mir *nicht* recht vorstellen, daß er ganz oder ganz endgültig *hinausgeschmissen* ist. Er ist ja übrigens nach seiner Aussage in Kontakt mit seinem Vater, schreibt ihm öfters. Und ich kann mir nicht denken, daß *Wotan*, den ich mir deutsch – romantisch – sentimental vorstelle, nicht auch

ein Vaterherz entwickeln sollte, das dann ja über seinen Zorn die Oberhand gewinnen wird – und *muß*! Ich glaube daher an die spätere Rückkehr des Kronprinzen nach Walhall. Es dürfte übrigens für *Wotan* gerade deshalb schwer sein, mir zu antworten, weil in Sachen der Berufung *Siegfried*[5] auch die Beziehungen zu Ihnen, dabei aber *auch* die zum Sohne Konrad, so stark hinein spielt.

Interessanterweise ist ja übrigens der ganze *Krach* gar *nicht* in Sachen *Sprachen-Weltgeltung* erfolgt, da es sich ja gerade um das Projekt des in *englisch* vorgesehenen Artikels *Julian* handelt. Was hinein spielt ist also *Siegfrieds* Unzulänglichkeit, d. h. Ihr Hinauswurf.

N. B. *Sie* würde ich in dem ganzen Drama gerne *Rüdiger* nennen[6] (obwohl nicht von Pochlarn = *Bechelaren* (d. i. Pechlarn an der Donau), sondern von [Greif][7]) – denn als die Folge eines Wurfes ins kalte Wasser (*Donau*), haben Sie immer die Chance, zu den wenigen Überlebenden dieser Unternehmung zu gehören.

In anderer Hinsicht ist aber die Benennung *Steinklopferhansl* besser.[8] Diese bezeichnet mehr die aufsässige Seite Ihres Wesens, während *Rüdiger* mehr an das rechtzeitige Zurückschwimmen (Aussteigen) erinnert.

. . .

[1] Siehe hierzu die vorangehenden Schreiben [2697, 2752 und 2753]. Dort findet man auch Erklärungen zu den hier verwendeten Bezeichnungen für die beteiligten Personen.

[2] Mit „Wotan“ ist hier der schon seit 1904 im Verlag wirkende Verlagschef Ferdinand Springer (1861–1965) gemeint. Als sog. „Halbjude“ mußte er sich während der Nazizeit aus dem Verlage zurückziehen. Während dieser schwierigen Zeit wurde er durch den weiterhin als freier Mitarbeiter im Verlag tätigen Rosbaud über die dortigen Vorgänge unterrichtet. Nach dem Kriege konnte Ferdinand Springer wieder die Verlagsleitung übernehmen und das Unternehmen zu seiner einstigen Größe zurückführen.

[3] Siehe hierzu die Briefe [2751 und 2762].

[4] Konrad Ferdinand Springer war der Urenkel des Verlagsgründers und wurde 1963 Mitgesellschafter des Verlages. Vgl. hierzu Paulis Bemerkung im Brief [2751] und die Darstellung der Verlagsgeschichte von Heinz Götze [1994, S. 40].

[5] Der hiermit angesprochene Marburger Ordinarius für theoretische Physik Siegfried Flügge (1912–1997) war schon seit 1948 wegen einer Neuherausgabe des angesehenen *Handbuches der Physik* mit dem *Springer-Verlag* in Verbindung getreten. Paul Rosbaud, der bei diesen Verhandlungen eine wichtige Rolle spielte (vgl. Band **IV**/1, S. 659), hatte auch darauf hingewiesen, daß ein solches Werk unter den inzwischen eingetretenen Veränderungen in der Wissenschaft nur noch mit einer internationalen Beteiligung zum Erfolg führen könne. Als Rosbaud nun versuchte, dem von ihm mitbegründeten Verlag *Pergamon Press* eine federführende Rolle zuzuspielen, kam es schließlich zu einem Bruch. Flügge wurde nun zum alleinigen Gesamtherausgeber des Unternehmens bestellt. Die ersten Bände des neuen Handbuches, das jetzt auch englischsprachige Beiträge abdruckte, begannen 1955 zu erscheinen. Bis zum Jahre 1988 lagen bereits 55 Bände vor. Der ursprüngliche Plan eines alle Gebiete der Physik umspannenden Werkes ließ sich aber infolge des sich immer rascher vollziehenden Wandels – besonders in der modernen Teilchenphysik und Quantenfeldtheorie – nicht mehr verwirklichen. Trotz seiner zeitweiligen Bedeutung gelangte das Werk deshalb nie zu einem befriedigenden Abschluß. Vgl. auch Friedrich Schlögels Nachruf (1998) auf Flügge.

[6] Im Nibelungenlied wirbt Markgraf Rüdiger zu Pöchlarn an der Donau als Vasall des ungarischen Königs Etzel um Kriemhild (1875 auch in Julius Sophus Felix Dahns Trauerspiel *Markgraf Rüdiger* bearbeitet).

[7] Unleserliche Textstelle.

[8] Siehe hierzu die Angaben in Band **IV**/1, S. 660.

## [2764] Pauli an Heisenberg

Zürich, 1. Dezember 1957
[1. Brief]

Lieber Heisenberg!

Ich war sehr befriedigt von unserem letzten Zusammentreffen in Zürich,[1] da ich sowohl hinsichtlich der $\gamma_5$-Invarianz als auch hinsichtlich der allgemeineren Lage in der Theorie der Elementarteilchen eine beträchtliche Annäherung unserer Stimmung gespürt habe. Insbesondere war ich sehr positiv beeindruckt von Deiner Idee einer Halbierung einer mathematischen $\gamma_5$-invarianten Welt – einer Halbierung, die sowohl für die Paritätsverletzung im allgemeinen als auch für die „Zweikomponenten"-Theorie des Neutrino im besonderen verantwortlich sein soll. Aber das scheint mir vorläufig erst ein Aperçu zu sein – wenn auch ein verheißungsvolles – das erst noch durchgeführt werden muß. Ferner besteht immer noch ein Unterschied der Stimmung zwischen uns in der Frage der physikalischen Bedeutung oder Nichtbedeutung der indefiniten Metrik. Zu beiden Gegenständen habe ich bestimmte *Vorfragen*, von denen ich hoffe, daß sie sich bald beantworten lassen. (Je nachdem, wie die Antwort ausfällt, muß man nachher verschieden weitergehen.)

*1. Der Isotopen-Spinraum, kurz genannt „Iso-Raum"*

Ich habe die Sache nun diskutiert und studiert – wie ich es schon lange vorhatte – und habe das mathematisch Formale daran, glaube ich, nun gut verstanden (es ist auch gar nicht schwer). Insbesondere habe ich die Arbeit des Japaners *S. Hanawa*, Progress of Theoretical Physics **17**, 592, 1957[2] (April-Heft) gelesen (ich habe sie schon in einem früheren Brief[3] zitiert) und fand sie – im Gegensatz zu d'Espagnat + Prentki[4] – sehr klar und gut geschrieben. Insbesondere wirft dieser Autor die diskrete Gruppe von d'Espagnat + Prentki hinaus und ersetzt sie durch eine kontinuierliche Gruppe (welche dann die diskrete Gruppe als völlig bedeutungslose Untergruppe enthält, welche man mitsamt den ganzen Inversionen des Isoraumes völlig vergessen kann). Daraufhin ist dann die Frage, ob $l$ (Hanawa hat einen Buchstaben $U$, das hier gebrauchte $l \equiv \frac{U}{2}$) nur mod. 2 ($U$ nur mod. 4) oder allgemein-eindeutig definiert, ist dann in letzterem Sinne entschieden, im Einklang mit Deiner Kritik von d'Espagnat + Prentki und mit meiner eigenen Ansicht.
Es ist dann also

$$Q = I_3 + l \qquad (l \equiv \frac{U}{2}).$$

elektrische Ladung — Isospin-Komponente

Allerdings scheint es mir, daß die Ganzzahligkeit von $Q$ dabei ein besonderes Extrapostulat bildet (d. h. $I_3$ und $l$ *zugleich* entweder halb- oder ganzzahlig).

Ich finde auch Hanawas Formalismus und Klassifikation zweckmäßig, wobei die 3-dimensionale Rotationsgruppe $G_I$ des Isoraumes zu „Iso-Spinoren" Anlaß gibt, die aber hinsichtlich ihres Verhaltens gegenüber der (einparametrigen) $G_U$-Gruppe wieder in zwei Klassen zerfallen – je nach dem, ob sie sich bei

der Gruppe $G_U$ mit $e^{i\alpha}$ oder mit $e^{-i\alpha}$ multiplizieren. Diese zwei Klassen unterscheidet Hanawa durch punktierte und unpunktierte Indizes. Das ist vernünftig, denn wenn $(\xi_1, \xi_2)$ zur ersten Klasse gehört, dann gehört $(\xi_2^*, \xi_1^*)$ zur zweiten Klasse (Zuordnung der beiden invariant gegenüber $G_I$).

Nun kommt erst meine Frage, welche die *Physik* und nicht die Mathematik betrifft. Auf p. 598 oben, Beginn von §3 sagt Hanawa:

The G N (Gell-Mann-Nishijima) scheme can be mathematically reformulated by imposing the following postulates on the interaction Lagrangians (s = strong, e = electromagnetic, w = weak):

(I′) the invariance of $L_s$ under $G_N$, $G_U$ and $G_I$;
(II′) the invariance of $L_e$ under $G_N$, $G_U$ and $G_{I_3}$-comp.
(III′) the invariance of $L_w$ under $G_N$ and $G_Q$

*Erklärung:* es ist $N$ die Baryonenzahl (Teilchenzahl minus Antiteilchenzahl) und $G_N$ die zugehörige Gruppe. Es ist ferner

$$G_Q(\lambda) = G_{I3}(\lambda) G_U\left(\frac{1}{2}\lambda\right)$$

mit

$$G_U\left(\frac{1}{2}\lambda\right) \equiv G_l(\lambda).$$

Alle sind wir nun einig über die Postulate (I′) für $L_s$ *und* über (III′) für *alle* $L_s$, $L_e$ und $L_w$.

*Die physikalische Frage betrifft die empirische Grundlage für das schärfere Postulat (II′) betreffend* $L_e$. Gilt für $L_e$ wirklich $G_U$ und $G_{I3}$ *einzeln* und nicht nur $G_Q$?

Heitler z. B. hatte in seinem Kolloquiumsvortrag[5] vorsichtshalber nur von $L_s$ gesprochen und über $L_e$ nichts ausgesagt. Er sagte mir, er fände ein solches Postulat wie (II′) schon interessant, er bezweifle aber, ob es sich empirisch begründen lasse. Touschek glaubt Beispiele zugunsten von (II′) zu haben, ich bin aber nicht sicher, ob sie quantitativ genügend sind. Das will ich inzwischen hier noch weiter diskutieren, möchte aber gerne wissen, ob Du in Göttingen (oder sonstwo) Experten hast, die etwas darüber sagen können.

*A priori* habe ich *keine* Gründe, weder für noch gegen das Postulat (II′).

### *2. Lee-Modell und indefinite Metrik*

Ich habe also am 25. November meinen Seminarvortrag über Deine Arbeit (in Nuclear Physics) gehalten[6] und habe alle davon überzeugt, daß Deine Sache mathematisch in Ordnung ist. Der anwesende Bleuler (der ja, an Gupta anschließend, über die indefinite Metrik in der Quantenelektrodynamik gearbeitet hat) war natürlich sehr interessiert, ebenso auch Fierz. Von CERN war Glaser anwesend, außerdem noch zwei Herren von Mailand.

Für mich war es eine gute Gelegenheit, mir das Ganze noch einmal klarzumachen. Vor allem stieß ich wiederum auf die (seinerzeit von *Källén*

aufgeworfene) Frage, ob denn die Doppelwurzel so wesentlich sei, *ob nicht Dein ganzer Formalismus sich mit komplexen Wurzeln* (für $E_V$ im niedersten Sektor) *ebenso durchführen lasse. Ich bin im Moment bereit, zu wetten, daß diese Frage bejahend zu beantworten ist*. Es scheint mir, daß diesmal Du derjenige bist, der da ein Vorurteil hat (gerne gebe ich meine eigenen Vorurteile am Beginn dieses Jahres zu), und ich glaube auch (über ein allgemeines „Gefühl" hinausgehend) sagen zu können, wie es herauskommen muß.

Der *Hilbertraum I* ist so zu definieren: Die Beimischung der nicht-physikalischen Lösungen $\psi_g$ (V-Teilchen) zu den physikalischen ($N$ und $\theta$-Teilchen, *positive* Norm) $\psi_k$ muß so erfolgen, daß die Norm $\langle\psi|\psi\rangle$ des Zustandes

$$\psi = \sum c_k \psi_k + \sum c_g \psi_g$$

und *ebenso*

$$\langle\psi, H\psi\rangle$$

– d. h. auch der Erwartungswert der Energie – derselbe ist wie für $c_g = 0$. Zusatz: Sind die $c_k$ alle Null, was aber in der physikalischen Beschreibung *nicht* vorkommt, so ist für

$$\frac{\langle\psi, H\psi\rangle}{\langle\psi, \psi\rangle}$$

der Wert $\infty$ auszuschließen, dagegen 0/0 zuzulassen.

Diese Vorschrift führt für die Doppelwurzel auf Deinen Formalismus, sie ist ferner für den von Källén und mir untersuchten Fall von zwei einfachen reellen Wurzeln undurchführbar.

Bevor ich weitergehe, möchte ich betonen, daß das räumliche oder das zeitliche Verhalten der Eigenfunktionen $\psi_V$ (d. i. $\psi_g$ im niedersten Sektor) gar nicht in der Vorschrift vorkommt.

Es ist mir primär *gleich*, ob das $\psi_V$ wie

$$\frac{e^{ikr}}{r} \quad \text{oder wie} \quad (\alpha + \beta r)\frac{e^{ikr}}{r}$$

oder wie $\dfrac{e^{-kr}}{r}$ *oder auch wie* $\dfrac{e^{+kr}}{r}$ geht.[7]

Es ist *nur* wichtig, wie [sich] die Erwartungswerte der *physikalischen* Observablen – die sich *allein* auf die $N$ und $\theta$-Teilchen beziehen – in Wellenpaketen im Raum und in der Zeit verhalten.

Ich habe Dich zu kritisieren, daß Du in Deiner Arbeit Dich in der auf $(\alpha + \beta r)\frac{e^{ikr}}{r}$ bezüglichen Bemerkung gegen diesen physikalischen Grundsatz versündigt hast und möchte meinen alten Ausdruck „Kinderschreck" – aus meinen Briefen von diesem Frühling[8] – nochmals wiederholen.

Eine „physikalische Interpretation" von $\psi_V$ ist überhaupt nicht nötig, da $\psi_V$ *gar nicht* „physikalisch" sein soll!

Wichtig ist, wie z. B. der Erwartungswert von $H_0^N + H_0^\theta$ {$H_0$ = ungestörte („freie") Hamiltonfunktion} sich bei Wellenpaketen als Funktion von Raum

und Zeit verhält. Und, soviel ich sehe, ist das für die nach obiger Definition im Hilbertraum I verlaufenden Lösungen *normal* und makro-kausal, dagegen für Lösungen, die auch den Hilbertraum II enthalten, nicht. (N. B. Für *Mikro*-kausalität läßt sich ja diese Trennung des Hilbertraumes in I und II nicht mehr durchführen.) Insbesondere ist die S-Matrix dann für Lösungen im Hilbertraum I stets unitär.

Nun die Anwendung auf *komplexe Wurzeln*.

Es muß hier herauskommen, daß nur *eine* der beiden Wurzeln (welche, hat man willkürlich festzulegen) $E_V = v + i\lambda$ und $E_V = v - i\lambda$ im Hilbertraum I unter den Zuständen $g$ vertreten sein darf, denn dann, und nur dann, ist die Norm 0 und auch $\langle\psi|H_V|\psi\rangle = 0$.

{N. B. Die räumliche Abhängigkeit der $\psi$-Funktion geht über das Lee-Modell im engeren Sinne hinaus. In einer lorentzinvarianten Theorie kann man vielleicht noch in $k = \kappa + i\mu$, $\mu > 0$ festlegen und dann mit $m = v + i\lambda$, $E$ gemäß $E = \pm_{(?)}\sqrt{k^2 + m^2}$ bestimmen.}

Jetzt die Frage der *diskreten Zustände in den höheren Sektoren*, welche Dir bei den komplexen Wurzeln so Angst macht: *Du mußt Deine letzten Überlegungen* dazu gleich etwas allgemeiner durchführen, so daß nicht von vornherein die Doppelwurzel vorausgesetzt ist. Bitte, schreib mir, was sie im Fall komplexer Wurzeln ergibt.*

*Ich bin ziemlich sicher, daß die Voraussetzung des Hilbertraumes I* – die hier natürlich nichts über Doppelpol sagt, sondern daß nur *eine* der beiden zueinander konjugiert komplexen Wurzeln eingeht – *auch hier wieder genau zur Folge haben wird, daß für die Lösungen im Hilbertraum I diese diskreten Zustände nicht vorkommen können*. Denn die Vorzeichen bei Deinem Beweis müssen dann so liegen, daß ein Widerspruch herauskommt (was bei der allgemeinen Lösung in I + II *nicht* der Fall ist).

*Der Sinn Deiner letzten* (noch nicht gedruckten) *Überlegungen ist dadurch etwas verdunkelt, daß Du zu schnell die zu spezielle Voraussetzung der Doppelwurzel in sie eingeführt hast!*

Dieser letzte Satz ist auf jeden Fall wahr (und von Dir bei einer eventuellen Publikation zu berücksichtigen), auch wenn bei komplexen Wurzeln etwas anderes herauskommen sollte als das, was ich heute sehr stark vermute!

Noch eine letzte Bemerkung: die willkürliche Auszeichnung *einer* der beiden (konjugierten) komplexen Wurzeln in der Defintion von Hilbertraum I könnte zur Folge haben, daß die T-Invarianz verletzt ist. Beim Lee-Modell ist mir das nicht so aufregend, da es ohnehin die Partikel-Antipartikel Symmetrie verletzt. Bei einer lorentzinvarianten Theorie haben wir jedenfalls das CPT-Theorem, und im übrigen muß man erst die *höhere* Symmetrie der starken und elektromagnetischen Wechselwirkungen verstehen.

Sehr gespannt auf Deine Antwort! Stets Dein W. Pauli

[1] Heisenberg war am 15. November in Zürich gewesen (vgl. den Brief [2725]).
[2] Hanawa (1957).
[3] Vgl. den Brief [2727].
[4] Vgl. d'Espagnat und Prentki (1955, 1956a, e).
[5] Vgl. hierzu auch die Bemerkung im Brief [2727].

[6] Vgl. die Ankündigung dieses Vortrags in den Briefen [2703 und 2711]. Am 26. November berichtete Fierz in einem Schreiben an Jauch über das Ergebnis dieses Seminarvortrags: „Gestern war in Zürich Seminar. Pauli trug – in seiner bekannten Art – über Heisenbergs Arbeit vor, in der er zeigt, daß die Zustände negativer Wahrscheinlichkeit, die das Lee-Modell liefert, physikalisch unschädlich sind. Wenn man ja auch nicht weiss, ob dieses Modell nicht doch viel zu speziell ist, so fand ich die Sache doch sehr bemerkenswert und einleuchtend. (Die Arbeit ist in *Nuclear Physics* erschienen.)“

[7] Zusatz von Pauli: „Es ist aber möglich, daß letzteres von selbst *nicht* vorkommt!“

[8] Vgl. den Brief [2504].

* Ich meine diejenigen, welche Du mir in Venedig erzählt hast und die noch nicht in Deiner gedruckten Arbeit sind. Dein diesbezüglicher Brief {vgl. den Brief [2725]} ist im Institut, und ich bin heute (Sonntag) zu Hause. So schreibe ich das etwas aus dem Gedächtnis.

## [2765] Pauli an Heisenberg

Zürich, 1. Dezember 1957
abends

*Brief Nr. 2*

Lieber Heisenberg!

Gerade habe ich einen längeren Brief an Dich zur Post gebracht[1] und schon laufen meine Gedanken weiter. Ich sehe gar nicht, wo Dein Beweis, daß im Hilbertraum I die etwaigen neuen diskreten Zustände der höheren Sektoren nicht vorkommen können, überhaupt falsch werden kann, wenn man von der Doppelwurzel zu komplexen Wurzeln übergeht[2]. Ich nehme also einfach einmal an, das geht.*

Dann ergeben sich weitere Perspektiven. Verschieben wir einmal die Ergründung vom „Kern des Pudels“ (Pudel = indefinite Metrik) auf später und halten wir zunächst an Deinem allgemeinen Programm fest: „indefinite Metrik und mit deren Hilfe Regularität der (Anti-)Kommutatoren auf dem Lichtkegel“. Ob das nun letzten Endes wahr und notwendig ist oder nicht, weiß ich nicht, aber ich bin mit Dir einig, daß man diese allgemeine Voraussetzung zunächst weiter erforschen soll.

Dieses selbst zugegeben, bin ich aber nunmehr *ganz gegen den Dipolgeist und die Doppelwurzel* (obwohl *diese ein mathematisch möglicher Grenzfall sind*) und glaube, daß insbesondere in Deiner nicht linearen Spinorgleichung die regularisierende Subtraktion *anders* gemacht werden soll![3] Mein Vorschlag ist dieser: *man soll gar nicht den Dipol mit der Ruhmasse im „propagator“ subtrahieren, sondern Terme mit dem Betrage (Ordnung* $1/l$*) nach großen und komplexen Ruhmassen.*

Die Subtraktion (die hier die Renormierung vertritt) zeichnet dabei die eine Hälfte der komplexen Ebene vor der anderen aus und ich schlage vor, *auch die* $\gamma_5$*-Invarianz durch die Subtraktion (Renormierung) zu zerstören* (nicht durch triviale Zusatzterme der Spinorgleichung).

Welche Werte nun die subtrahierten Massen (bzw. das zur negativen Norm gehörige Massenspektrum) haben sollen, das müßte aus der Mathematik herauskommen, da nur bei bestimmter Wahl der subtraktiven Terme im Propagator eine Lösung existieren kann (wenn überhaupt).

Ich möchte also, *daß die $\gamma_5$-Transformation die eine Hälfte der Nullzustände* – nämlich die, welche, sagen wir, in der oberen komplexen Halbebene liegen – *in die anderen (konjugiert komplexen) überführt*. Den reellen Energiewerten mit positiver Norm soll aber die $\gamma_5$-Transformation nichts tun. *Der Hilbertraum I besteht aus reellen Energiezuständen positiver Norm plus komplexen Nullzuständen der einen Halbebene.*

Reelle Energiewerte mit negativer Norm dürfen im Hilbertraum I nicht vorkommen. Auch glaube ich, daß Deine Dipolgeister ein physikalisch uninteressanter Grenzfall sind, der weiter nicht mehr in Betracht gezogen zu werden braucht.** (Deine Mathematik könnte für diese aber richtig sein – ich meine, auch bei der nicht-linearen Spinorgleichung; beim Lee-Modell ist sie es ja sicher.)

Ich verstehe dann auch, daß bei gleichzeitiger Anwendung der $\gamma_5$-Transformation *und* Umkehr des Vorzeichens aller Koordinaten (CPT) wieder alles in Ordnung bleibt.

*Alle Symmetrieverletzungen müssen von der Renormierung* (bzw. Subtraktion) *herrühren als notwendige Bedingung für die Elimination der Divergenzen.*

*Kurz: Deine Halbierung der $\gamma_5$-invarianten mathematischen Welt muß so zustande kommen, daß die $\gamma_5$-Transformation den Hilbertraum I in den Hilbertraum II überführt.*

Es wäre dann eben nur die lineare Superposition beider, die Anlaß zu Zuständen negativer Norm geben würde.

Nun stehen wir vor einem großen Programm:

Was bestimmt den Hamiltonoperator?

Und was *ist* schließlich „des Pudels Kern“?

Weiter laufen im Moment meine Gedanken nicht. Noch einmal: laß ab vom Dipolgeist (Doppelwurzel) als einem zu speziellen Fall!

*Die konjugiert komplexen Wurzeln sind das richtige.*

Inzwischen habe ich zu Abend gegessen. Nun habe ich ein starkes Sicherheitsgefühl. Lieber Heisenberg: *es kann ja gar nicht anders sein!*

Aber – was nun? Hilf weiter! Inzwischen denke ich auch weiter nach.

Vielleicht ist heute ein Würfel gefallen!

Herzliche Grüße Dein W. Pauli

[1] Vgl. den vorangehenden Brief [2764].

[2] Zusatz von Pauli: „Wenn nur *eine* der beiden konjugierten Wurzeln in Hilbertraum I.“

* Nunmehr halte ich es für plausibel, daß für die räumliche Abhängigkeit $\frac{1}{r}e^{-kr}(k > 0)$ ausreicht. Für das Lee-Modell ist das sekundär.

[3] Vgl. hierzu auch Heisenbergs Briefe [2646 und 2725].

** Haben die Nullzustände ein *kontinuierliches* Ruhmassenspektrum, so ist Ruhmasse 0 ohnehin als Grenzfall *auch* darin enthalten.

## [2766] Pauli an Bergmann

Zürich, 2. Dezember 1957
[Maschinenschrift]

Lieber Herr Bergmann!

Herzlichen Dank für Ihre Briefe vom 17. und 28. November.[1] Mit Ihrem kritischen Kommentar zu Misners Argument über das Verschwinden der Hamiltonfunktion[2] bin ich ganz einverstanden. Die Arbeiten von Komar[3] und J. N. Goldberg,[4] über die Sie vorläufig berichten, werde ich gerne und mit Interesse genauer studieren, wenn die preprints (hierher oder nach Berkeley) kommen werden.

Meine Reisepläne sind folgende: ich will etwa 1. Februar in Berkeley (mit keinem oder nur sehr kurzem stop an der Ostküste) und etwa 1. Juni wieder hier zurück sein.[5] Danach ergibt sich wohl leicht Gelegenheit, Sie zu sehen;[6] das Semester dauert hier bis Mitte Juli und vorher (Juni und Juli) sind noch allerlei Kongresse (Brüssel, Genf).[7]

Mit herzlichen Grüßen Ihr W. Pauli

[1] Diese Briefe fehlen.
[2] Vgl. hierzu die Briefe [2705, 2719 und 2722].
[3] Vgl. Arthur Komar (1958).
[4] Vgl. J. N. Goldberg (1958).
[5] Vgl. den Kommentar zum Brief [2841].
[6] Peter G. Bergmann war Anfang 1958 als Gast am Londoner *Kings College* und am Physikalischen Institut der Universität von Stockholm.
[7] Vom 9.–13. Juni 1958 sollte in Brüssel der 11. *Solvay-Kongreß* über *La structure et l'évolution de l'univers* und vom 29. Juni–6. Juli 1958 in Genf die *8. Rochester-Konferenz* über Hochenergiephysik stattfinden (vgl. hierzu die Kommentare zu den Briefen [3011 und 3024]).

## [2767] Pauli an Heisenberg

Zürich, 2. Dezember 1957

Lieber Heisenberg!

Ich sitze im Institut und vor mir sind Deine Formeln (Brief vom 13. September[1] und Zettel aus Venedig).[2] *Natürlich* passiert dem Integral über die reelle Achse *nichts*, wenn die Wurzeln von $h(z)$ konjugiert komplex sind. Also gibt es dann *auch* keinen diskreten Zustand reeller Energie in höheren Sektoren.

Es scheint mir, daß an *dieser* Stelle nicht einmal die Unterscheidung in Hilbertraum I und II hereinkommt.

Die ist aber doch an einer *anderen* Stelle wichtig: man möchte doch, daß die S-Matrix auf der Energieschale als Limes $T \to \infty$ einer zeitabhängigen Transformationsmatrix $U(-T, +T)$ – siehe Dyson – erscheint. Dies wird problematisch in der indefiniten Metrik bei komplexen Wurzeln (wegen des Faktors $e^{\pm\alpha t}$, $\alpha$ reell, der Eigenfunktionen).

Ich vermute aber – eine strenge mathematische Ausführung habe ich nicht (Symanzik kann das viel besser als ich!), daß dieser lim eben im Hilbertraum

I (der nur *eine* der beiden konjugiert komplexen Wurzeln enthalten darf) für die S-Matrix zwischen den physikalischen Zuständen (positive Norm) wieder in Ordnung sein wird, da *dann* – und nur dann – die unphysikalischen Zustände als Nullzustände nichts beitragen.

Vgl. dazu auch den Formalismus bei Glaser-Källén.[3]

Nochmals viele Grüße Dein W. Pauli

[1] Vgl. den Brief [2698].
[2] Mit diesem *Zettel aus Venedig* sind wahrscheinlich Heisenbergs Notizen gemeint, die hier im Kommentar zum Brief [2701] wiedergegeben wurden.
[3] Vgl. Glaser und Källén (1956).

## [2768] Pauli an Misner

Zürich, 2. Dezember 1957[1]
[Maschinenschrift]

Dear Dr. Misner!

Thanks for your letter of November 19th.[2] I don't think any longer, that the Hamiltonian density can vanish, neither classically nor with quantization. One can only say that it must be a spatial divergence and one has to take into account also supplementary conditions and not only operator identities. Moreover the infinitesimal translations have to be distinguished sharply from coordinate variations, which vanish at infinity.

This is all what I have to say in the moment. Please keep me informed on the progress of your work.

Sincerely yours, [W. Pauli]

[1] Charles Misner (geb. 1932) war nach Erwerb seines *Bachelor of Science* an der *Notre Dame University* nach Princeton gekommen. Hier bearbeitete er zunächst bei Arthur Wightman die Theorie des doppelten $\beta$-Zerfalls und hörte auch bei Valentine Bargmann die Vorlesungen über Quantenfeldtheorie. 1957 promovierte er bei Wheeler.
[2] Dieses Schreiben ist nicht erhalten. Vgl. auch Paulis vorangehenden Brief [2705].

## [2769] Pauli an Heisenberg

Zürich, 3. Dezember 1957

Lieber Heisenberg!

Der heutige Brief ist kein *wesentlicher*. Ich kann nur einige Punkte bei der Definition der Teilung des Hilbertraumes in I + II bei *komplexen Wurzeln* besser formulieren und präzisieren.

Die Raumzeitbeschreibung im Sektor $\begin{matrix} V+\theta \text{ } unphysikalisch \\ N+\theta'+\theta'' \text{ } (physikalisch) \end{matrix}$ soll so vor sich gehen. Man gebe zur Zeit $t = 0$ den physikalischen Zustand $N + \theta' + \theta''$

vor

$$\{\text{etwa } (N+\theta')\times\theta''+(N+\theta'')\times\theta'\}$$
im niederen Sektor

und *suche* diesen Zustand zur Zeit $T$. Dazu muß die Bedingung eingehalten werden, daß man „im Hilbertraum I“ bleibt. Das heißt, man muß zur Zeit $t=0$ einen unphysikalischen Zustand $V_+$ (Energiezustand des niederen Sektors mit komplexer Energie, sagen wir in der *oberen* Halbebene) mal freies Teilchen – jedoch *keinen* $V_-$-Zustand! – *so* superponieren, daß auch im Endzustand (zur Zeit $T$) nur der *eine* unphysikalische Zustand $V_+\times\theta$ vertreten ist – und *nicht* auch $V_-\times\theta$.

Das ist wie eine Art „ballistisches Problem“ (wo Anfangs- und Endlage statt Anfangslage und Anfangsgeschwindigkeit gegeben ist), und man hat ebensoviele Gleichungen wie Unbekannte. (Für die Mathematik verweise z. B. auf Källén-Glaser, Nuclear Physics **2**, 706, 1956,[1] Appendix – Methoden der Laplace-Transformationen, die aber auf den nächst höheren Sektor wie dort anzuwenden wäre.)

Das definiert dann eine unitäre Matrix

$$(N,\theta,\theta';\quad t=0|U|N_1,\quad \theta_1,\theta_1';\quad t=T),$$

die durch den physikalischen Teil von Anfangs- und Endzustand allein eindeutig bestimmt ist.

Ich vermute, daß bei *dieser* „U-Matrix des Hilbertraumes I“ beim $\lim_{T\to\infty}$ – präziser für $t=-\frac{T}{2}$ Anfang, $t=+\frac{T}{2}$ Ende, und nachher $\lim T\to\infty$ – keine Schwierigkeit entsteht und man so die (unitäre) S-Matrix auf der physikalischen Energieschale enthält.*

Ich habe auch noch einmal Deinen Brief an Källén vom 15. Oktober[2] gelesen und teile *nicht* Deine Bedenken gegen Sektoren mit mehr als einem N-Teilchen. Ich sehe immer nur wieder, daß bei komplexen Wurzeln alles genau so geht wie in deren ausgeartetem Grenzfall der reellen Doppelwurzel. In allen Deinen Widerständen und Bedenken gegen die *komplexen* Wurzeln erkenne ich genau meine eigenen früheren Fehler wieder, als ich selbst Bedenken gegen die *Doppel*wurzel hatte.

Den meisten – wenn nicht allen – dieser Bedenken ist aber die Spitze abgebrochen durch den Deinen eigenen Formeln entfließenden Nachweis der Nichtexistenz diskreter Eigenzustände mit reeller Energie beim Lee-Modell in den höheren Sektoren in *allen* diesen Fällen.

Viele Grüße Dein W. Pauli

[Zusatz am oberen Briefrand:] Stimmung: Ich bin immer noch optimistisch. *Neue* Probleme und Aufgaben stehen nun vor uns!

[1] Vgl. Glaser und Källén (1956).

* Gerne würde ich wissen, was Du und Deine Experten über den Limes $T\to\pm\infty$ meinen! Ein *weites* Feld öffnet sich!

[2] Vgl. die Anlage zum Brief [2711].

## [2770] Pauli an Lipkin

[Zürich], 3. Dezember 1957

Dear Dr. Lipkin!

I was glad to have your letter of November 24,[1] which insures me to spare my work with the proofs.[2] Regarding the „special (jocular) bulletin", you can be sure, that I was never „offended" and that we understand each others jokes very well (which, I think, is „causal").[3]

The photo of Mrs. Wu and myself I have meanwhile well received from Miss Austin.[4] Please tell her my thanks and, please, add, as seasons greetings, some friendly words from me: I wish her the very best for her future.

Meanwhile I got another photo (with help of Mr. Cohn) where I tell some secret to Staub in the garden of Mr. Meyer-Weisgal.[5] One can clearly see on the photo, that it was a secret, but not what the secret has been. Actually I have told Staub, that in the private room of Meier-Weisgal we could get some whisky.

Please tell also the Talmi's my regards and my interest both in his work and in the fate of the coming baby.[6] I thank both of them particularly, that they helped to make my visit in Safed so impressive for me.

I intend to go to Berkeley (California) in the middle of January and to be back here on June 1st.

With all good wishes to both of you Yours sincerely W. Pauli

[1] Dieser Brief liegt nicht vor.

[2] Es handelte sich um Paulis Bemerkung (1958c) zur Paritätsverletzung während der Konferenz in Rehovoth, deren Proceedings Lipkin herausgab.

[3] Siehe hierzu das Schreiben [2713].

[4] Siehe hierzu den Hinweis zum Brief [2713].

[5] Diese Aufnahme befindet sich in Paulis Bildersammlung beim CERN in Genf. – Der 1894 in Polen geborene und auch als Schriftsteller tätige Meyer Wolf Weisgal war nach seiner Ausbildung als Physiker an der New Yorker *Columbia University* nach Israel gekommen und wirkte hier als Chairman des executive Councils am Weizmann Institut in Rehovoth.

[6] Der aus der Ukraine stammende Igal Talmi (geb. 1925) hatte nach Beendigung seines Studiums an der *Hebrew University* in Jerusalem 1951 bei Pauli promoviert (vgl. Band **IV**/1, S. 339 und 449) und war anschließend an das Weizmann Institut in Rehovoth nach Israel zurückgekehrt.

## [2771] Fierz an Pauli

[Basel], 4. Dezember 1957

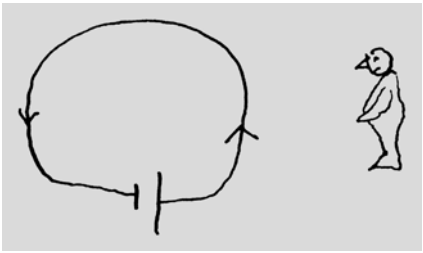
Lieber Herr Pauli!

Dank für Ihren Brief.[1] Es ist ja schön, daß Sie über die „Bürgschaft" lachen konnten.[2]

Zur Frage der Figuren bei der Erklärung der Paritätsexperimente, so finde ich, daß folgende schematische Schilderung des Wu-Experimentes[3] eine große Anschaulichkeit besitzt.

Gegeben eine ebene Stromschleife an einer Batterie. Der Beobachter steht in der Ebene der Stromschleife, und zwar so, daß der Strom auf der ihm zugekehrten Seite aufwärts fließt.

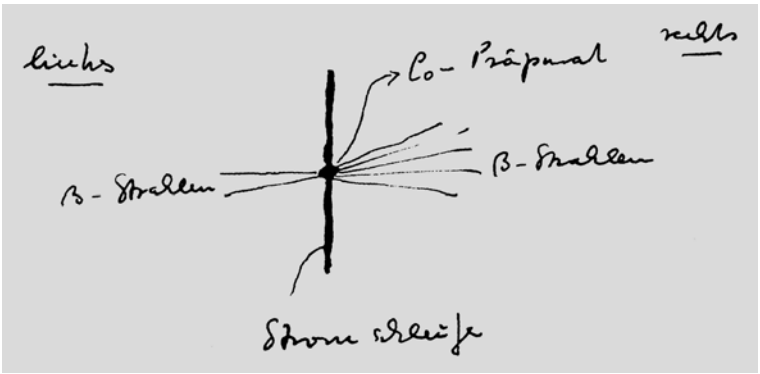
1.



Diese Situation ist in bezug auf den Beobachter *symmetrisch*, was rechts und links betrifft.

Ins Zentrum der Stromschleife setzt man ein kugelsymmetrisches $Co^{60}$-Präparat. Dabei bleibt die Situation symmetrisch, weshalb man keinen asymmetrischen Effekt beobachtet. Der Beobachter sieht nun folgendes:

2.




Es kommen also auf der rechten Seite mehr $\beta$-Strahlen heraus als auf der linken.

Im Raum der physikalischen Zustände sollte ja das Funktionssystem vollständig sein, und das genügt wohl.

Betrachtet man z. B. den Sektor $N + 2\theta$ und $\phi = \begin{matrix}\varphi(k)\\ \varphi(k_1, k_2)\end{matrix}$, so genügt $\chi(k)$ der inhomogenen Integralgleichung (73) (Heisenberg S. 547)[4] und ist damit durch $\varphi_0(k_1, k_2)$ bestimmt. Ferner bestimmt (72) die Konstante $a$. Dabei ist $\varphi(k)$ ein lineares Funktional von $\varphi_0(k_1, k_2)$. Setzt man das in (66) ein, so erhält man eine lineare Integralgleichung für $\varphi(k_1, k_2)$ – von $\varphi(k)$ braucht man jetzt nicht mehr zu reden.

Die Frage ist nun freilich, wie nicht-lokal das, was so herauskommt, nun sei. Ich glaube, auch diese Nicht-Lokalität sei nicht allzu schlimm. Denn wenn die beiden $\theta$-Teilchen durch räumlich getrennte Wellenpakete dargestellt sind – wenn sie nicht interferieren – wird wohl ihre Streuung unabhängig erfolgen, so wie im Falle $(N, \theta)$. Darum denke ich, daß die Nicht-Lokalität eine Art Interferenzeffekt sei, der auf Gebiete der Größenordnung der Wellenlänge der $\theta$-Teilchen beschränkt bleibt. Vielleicht kann man das untersuchen – ich bin freilich mathematisch zu ungeschickt dazu.

Konjugiert-komplexe Wurzeln $\nu \pm i\lambda$ sind wohl unzulässig. In diesem Falle ist die Norm $0e^{\pm\lambda\tau}$, was für $t = \pm\infty$ die Gestalt $0 \cdot \infty$ annimmt. Ist das dann immer noch 0?

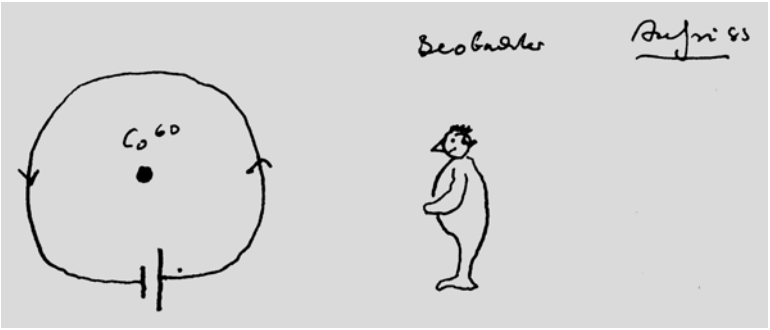
Man fragt ferner nach dem asymptotischen Verhalten für $t \to \pm\infty$. Verlangt man nun z. B., daß $e^{(i\nu+\lambda)t}$ nicht vorkommen soll, so ist das für $t \to -\infty$ auf jeden Fall 0. Ich kann mir nicht denken, daß es mathematisch zulässig ist, aus der Bedingung

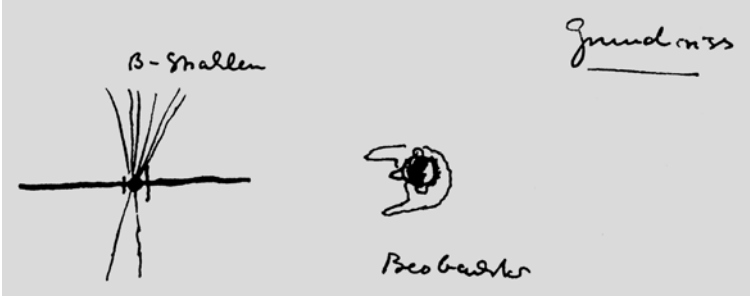
$$t \to -\infty;\ ae^{\lambda t} \to 0$$

den Schluß $a = 0$ zu ziehen. Die Randbedingung bestimmt wohl $a$ überhaupt nicht.

Darüber wundert sich der Beobachter, denn das zeigt, daß $Co^{60}$ rechts vor links auszeichnet. Man kann darum mit Hilfe eines Experimentes definieren, was rechts ist: Mach das Experiment! Diejenige Seite, auf der mehr $\beta$-Strahlen erscheinen, heißt man „rechts“.

Die Figuren 1 und 2 sind ganz einfach, und man braucht kein Stereoskop zu ihrer Darstellung. Man könnte auch 1 und 2 als Grund- und Aufriß darstellen:




(Es ist unwesentlich, daß der Beobachter einem Teddibären gleicht.) Soviel zu den Figuren.

Ich war gestern in Genf. Das ist nun eine wahre Theoriefabrik geworden, der *Ferretti* sehr überlegen vorsteht.[5]

Was nun das Herauswerfen der Zustände $\phi_0$ und $\phi_{\mathrm{Dip}}$ betrifft, so sehe ich nicht, wieso das einem unvollständigen Funktionensystem entsprechen sollte.

Darum denke ich, daß hier keine vernünftige Theorie der Streumatrix möglich sein wird. Beweisen kann ich das allerdings nicht, und da weder Sie noch Källén das konnten, ist das vielleicht zu viel verlangt. Man muß wohl zu diesem Zweck genügend ausnützen, daß die Streumatrix mit dem asymptotischen Grenzfall einer Matrix

$$U(t_1, t_2) \text{ für } t_1 \to -\infty, t_2 \to +\infty$$

zusammenhängt. Und dieser Grenzfall dürfte da kaum existieren. Denn man hat dann für $t \to -\infty$ den Fall, daß der verschwindende Term $\sim e^{\lambda t}$ einen unendlich großen Term $\sim e^{-\lambda t}$ bestimmen sollte. Das kommt mir absurd vor. Hat man eine Doppelwurzel oder auch reelle Wurzeln, so ist man von dieser Unbestimmtheit des „asymptotischen Verhaltens“ frei. Mit anderen Worten: Ich glaube, daß im Fall komplexer Wurzeln der Begriff „asymptotisches Verhalten“ und damit die Frage nach der S-Matrix sinnlos werde.

Nun noch eine letzte, spekulative Bemerkung über die Tragweite der ganzen Sache.

Das Lee-Modell ist so eingerichtet, daß alles in Sektoren mit nur endlich vielen Freiheitsgraden zerfällt. Die Wellenmechanik endlich vieler Freiheitsgrade ist aber in Ordnung, und darum kann das Lee-Modell in Ordnung gebracht werden. Die Schwierigkeiten der Feldtheorie kommen davon her, daß man $\infty$ viele Freiheitsgrade hat. Wie kann man da eigentlich hoffen, das, was beim Lee-Modell heilsam sei, in einer relativistischen Theorie helfen könnte? Tamm-Dancoff-Näherungen lohnen uns nichts, denn da betrachtet man vorher nur endliche Teilräume. Die Sache ist nebelhaft.

Mit besten Grüßen Ihr M. Fierz

[1] Vgl. den Brief [2760].
[2] In seinem Brief hatte Pauli auf das „wunderbare Gedicht“ des *Basler Schillers* hingewiesen, das er an Touschek weiterschicken wollte (vgl. den Brief [2782]).
[3] Vgl. Wu et al. (1957).
[4] Heisenberg (1957b).
[5] Der am *Istituto Nazionale di Fisica Nucleare* in Rom wirkende theoretische Physiker Bruno Ferretti (geb. 1913 in Bologna) war 1957 zum Leiter der *Theory Division* von CERN ernannt worden.

## [2772] Heisenberg an Pauli

Göttingen, 4. Dezember 1957[1]

Lieber Pauli!

Hab’ vielen Dank für Deine beiden inhaltsreichen Briefe.[2] Ich werde Dir wahrscheinlich schon bald eine ausführliche Antwort schreiben können; aber ich muß dazu noch gewisse Rechnungen zu Ende führen, in denen ich stecke. Ich verfolge dabei eine Spur, die mir sehr aussichtsreich scheint; aber das muß sich erst herausstellen. Also zunächst nur eine relativ kurze Beantwortung Deiner Fragen.

1. Mit Deiner Ansicht zur Arbeit von Hanawa[3] bin ich einverstanden, würde aber meine Stimmung doch etwas anders ausdrücken

Wenn man den Isotopenspin als neuen Freiheitsgrad einführt, so hat Hanawa sicher recht damit, daß man leicht neue kontinuierliche Gruppen finden kann, die man $U$ zuordnen kann. Damit kann die Quantenzahl $U$ alle Werte annehmen und ist nicht nur mod. 4 definiert. Ich bin aber nicht sicher, daß man den Isotopenspin extra einführen soll. Ich habe im Gegenteil den Verdacht, daß er aus einer richtigen Theorie von selbst herauskommt.

Dann steht für $U$ (oder die strangeness) vielleicht nur noch eine endliche Gruppe zur Verfügung, und dann gelten die Auswahlregeln in U etwa nur mod. 4. Experimentell ist diese Frage wohl noch nicht entschieden.

2. Du fragst, ob für $L_l$: $G_N$, $G_U$ und $G_{I_3}$ gelte oder nur $G_N$ und $G_Q$

Gegen die Annahme, daß für $L_l$ nur $G_N$ und $G_Q$ gilt, sprechen doch die empirischen Lebensdauern beim Zerfall von $\Lambda_0$, $\Sigma_0$ etc., K-Mesonen etc. Wenn dieser Zerfall schon elektromagnetisch passieren könnte, müßten die Lebensdauern in der Gegend von $10^{-16}$ sec und darunter liegen wie beim $\pi^0$-Zerfall. Tatsächlich liegen sie bei $10^{-10}$ sec. Also kann man wohl mit gutem Gewissen voraussetzen, daß in $L_l$ die drei Gruppen $G_N$, $G_U$ und $G_{I_3}$ gelten.

3. Geisterdipol oder zwei komplexe Wurzeln

Innerhalb des Lee-Modells hast Du *sicher recht* damit, daß es in den Sektoren

$$N + z\theta$$
$$V + (z-1)\theta$$

auch mit den komplexen Wurzeln geht (siehe meinen Brief an Källén).[4] Nicht so sicher bin ich hinsichtlich der Sektoren mit mehreren schweren Teilchen, da dort gebundene Zustände auftreten. Die Rechnungen über diese Sektoren sind hier im Gange, aber ich mache sie nicht selbst, möchte mir also mein Urteil noch vorbehalten. Ich halte aber für gut möglich, daß die Abtrennung des Hilbertraumes II zwar beim Dipol funktioniert, aber nicht bei den komplexen Wurzeln.

Mein eigentliches Argument für den Geisterdipol ist aber die Elektrodynamik. Die Deutung der Elektrodynamik geht, soviel ich sehe, nur mit dem Dipol, und ich kann die dort gewonnenen Ergebnisse, insbesondere über den Wert der Feinstrukturkonstante, nicht einfach für Zufall halten.

Aber ich will hier nicht insistieren; nur liegt mir daran zu betonen, daß alles das, was Du mit den beiden komplexen Wurzeln machen willst, *auch mit dem Dipol geht*. Du kannst den Dipol ja aus benachbarten Polen im Komplexen entstehen lassen: $\frac{x}{x}$. Tatsächlich sind die ersten Rechnungen über die Abtrennung von Hilbertraum I und II stets mit diesem Grenzübergang durchgeführt worden.

4. Die $\gamma_5$-Transformation

Hier bin ich mit der Tendenz Deiner Überlegungen *voll einverstanden*, aber noch nicht ganz mit der Durchführung. Daß die $\gamma_5$-Invarianz durch die

Hilbertraum II-Zustände zerstört wird, halte ich auch für richtig, ebenso, daß $\gamma_5$ zwei komplexe Halbebenen vertauscht. Aber ich denke dabei nicht an die komplexen Wurzeln (da ich an den Dipol glaube), sondern an das zweite Glied im Ausdruck

$$\frac{1}{2}S(p) = \frac{p_\mu \gamma_\mu k^4}{(p^2)^2 (p^2 + k^2)} - \frac{ik^3}{p^2 (p^2 + k^2)} .$$

Aber darüber hoffe ich Dir später ausführlich zu schreiben. Ich glaube, wie gesagt, daß an dieser Stelle der Isotopenspin von selbst herauskommt, aber ich bin noch nicht so weit.

Ich bin sehr gespannt auf den weiteren Fortgang Deiner Überlegungen!

Viele Grüße Dein W. Heisenberg

[1] Zusatz von Pauli: „Beantwortet 8. XII. 1957."
[2] Vgl. die Briefe [2764 und 2765].
[3] Hanawa (1957).
[4] Siehe das in der Anlage zum Brief [2711] wiedergegebene Schreiben.

## [2773] Pauli an Salam

Zürich, 5. Dezember 1957

Dear Salam!

Thanks for your letter[1] and also for Taylor's (as I saw now, *not* „Teller's")[2] note, which just appeared in Nuovo Cimento.[3] There is a general tendency toward the derivative (pseudovector)-coupling in strong boson-nucleon interaction (which, by the way, was always favorized by *Heitler*).[4]

So, this is very satisfactory – but for $T$ interaction in $\bar{p} + n \to e + \nu$ *only*!

But what about $\pi \to \mu + \nu$ and $\pi \to e + \nu$?

Isn't it possible, that for the former reaction there is a *direct* interaction, too, beside the one over nucleon-antinucleon pair as intermediate state? This would, of course, solve the trouble and – the other way round – it seems to follow from the experimental evidence and the theoretical estimation of the quotient

$$\frac{\pi \to e + \nu}{\pi \to \mu + \nu}$$

due to intermediate pair-state alone. What do you think?

I just read the new paper of *Sakurai*,[5] which is written in a very agreeable way. Of course, one could also consider the coupling constants as a kind of unknown functions of all the elementary-masses and then one would *not* know before what happens with them, if one changes the sign of one mass at the occasion of the Tiomno transformation. That the coupling constants of the *weak* interactions should stay invariant for every such transformation is, of course, a new hypothesis. But I agree with Sakurai, that one can look what follows, if it is just so.

In the course of my learning new physics I also studied the paper of S. Hanawa, Progress of Theoretical Physics, **17**, 592, 1957[6] which I found more agreeable to read than the papers of d'Espagnat-Prentki.[7]

We all agree on $L_S$ being invariant under $G_N$, $G_U$ and $G_I$ and all $L$'s invariant under $G_N$ and $G_Q$. (See, l. c., p. 598 above.) But what about his postulate (II′), that $L_l$ is invariant under $G_N$, $G_U$ *and* $G_{I3}$? I have *no* theoretical objection, but what is the *empirical* foundation of it? (It does not seem to us so trivial.)

I shall learn what your and Matthews arguments are in favour of $K$ being a scalar rather than a pseudoscalar.[8]

My discussions with Heisenberg are continuing. All good wishes to yourself, Taylor and Matthews (and thanks for the copy of your inaugural lecture).[9]

Yours sincerely W. Pauli

[1] Dieses Schreiben liegt nicht vor.
[2] Vgl. den Brief [2744].
[3] Vgl. Taylor (1957b).
[4] Vgl. die Bemerkung über Heitler im Brief [2738].
[5] Vgl. Sakurai (1958a).
[6] Hanawa (1957).
[7] Vgl. d'Espagnat und Prentki (1955, 1956a und 1956e).
[8] Vgl. hierzu Matthews und Salam (1958a).
[9] Salam (1957c).

## [2774] Pauli an Källén

Zürich, 6. Dezember 1957
Betrifft: Indefinite Metrik und *komplexe* Energiewerte

Lieber Herr Källén!

Heute will ich Ihnen wieder über Physik schreiben, und dieser Brief soll in eine *präzise Frage* ausmünden.

Zuerst noch Dank für Ihre kurze Nachricht vom 29. November,[1] lassen Sie mich, bitte, wissen, was in Sachen Springer-Verlag nun weiter geschieht. Ich bin stets bereit, eventuelle Aktionen von Ihnen zu unterstützen, vermute aber, daß der Realteilband nun von selbst bald erscheinen wird.

Nun, Physik: ich habe absichtlich über Heisenbergs Lee-Modell-Arbeit im Seminar in Zürich vorgetragen,[2] um mir die ganze Sache wieder durch den Kopf gehen zu lassen. Das Resultat davon ist, daß ich beginne, den Fall komplexer Wurzeln von $h(z)$ ernst zu nehmen {es bedeutet hierbei $h(z)$ die von Heisenberg gegenüber unserer Arbeit[3] verallgemeinerte Funktion}. Ich habe auch nochmals Heisenbergs Brief an Sie vom 15. Oktober[4] – er hatte mir von diesem seinerzeit eine Kopie geschickt – sowie die Schlußbemerkungen Ihres Briefes vom gleichen Datum 15. Oktober an mich[5] (S. 3 über Heisenberg) gelesen und überlegt.

*1*. Zum Unterschied von Heisenberg glaube ich *gar nicht* an die Bedeutung der Doppelwurzel. (Diese kann höchstens die „Bedeutung 0" haben wie ein

Randpunkt eines Kontinuums.) Entweder die indefinite Metrik ist *im allgemeineren Fall komplexer Wurzeln* (Energiewerte) physikalisch interpretierbar (für Zustände negativer Norm mit einfachen reellen Energiewerten – unser Fall – ist sie es ja sicher *nicht!*) – *oder gar nicht!*

Ich halte es aber *doch* für möglich, daß die erste Alternative eintritt! Im *Lee-Modell* führt Heisenbergs spezielle Rechnung, die Sie in Ihrem alten Brief l. c. als richtig erklärten, ohne weiteres *auch für den Fall komplexer Wurzeln* zum Resultat, daß in den Sektoren

$$(N + z\theta, V + (z-1)\theta)$$

*keine* diskreten Zustände mit reeller Energie existieren können. {Im Integral über die reelle Achse verschwindet in diesem Fall $k(x)$ nicht auf der reellen Achse und behält dort sein Vorzeichen.}

Heisenbergs Ansicht,* daß es in den Sektoren mit mehreren N- bzw. V-Teilchen gebundene (diskrete) stätionäre Zustände (mit reeller Energie) bei konjugiert komplexen Wurzeln von $h(z)$ geben wird, halte ich für *falsch*.[6] Es gibt meines Erachtens überhaupt keinen Grund, daß bei der Doppelwurzel irgend etwas besser gehen sollte als bei komplexen Wurzeln. Sie haben ja seinerzeit gezeigt, daß keine „Gleichgewichtslagen" von V- und N-Teilchen {d. h. kein „(V, N)-Molekül"} existierten, und das sollte allgemein sein. Eine Diskussion des Bewegungsproblems auf diskrete Zustände hin ist allerdings schwierig, ich kann mir aber nicht denken, daß für komplexe Wurzeln *diskrete reelle* Energiewerte in diesen höheren Sektoren existieren können.

Doch betrifft dies nur die Frage, ob das Lee-Modell (in einem gewissen Bereich der Parameter) *frei von reellen Energie-Zuständen negativer Norm* existieren kann. (Ich glaube, es kann.) Es bleibt immer noch die Frage, ob – bei Zulassung indefiniter Metrik und lokaler Wechselwirkung (*kein* Abschneiden!) – lorentzinvariante Modelle mit dieser Eigenschaft existieren. Doch sehe ich keinen a priori Grund dagegen.

Über Heisenbergs nicht *lineare* Spinorgleichung weiß ich nicht viel, da ich über Tamm-Dancoff-Näherungen kein „Gefühl" habe. Ich würde aber versuchen, Zustände mit komplexen Ruhmassen (Beträge der Ordnung $1/l$) zu subtrahieren, während ich den Dipolzustand mit Ruhmasse 0 für physikalischen *Unsinn* halte.

Was also Ihre Charakterisierung „lächerlich" (l. c. p. 3, 15. Oktober) betrifft, so wende ich sie zwar gerne auf die Doppelwurzelidee von Heisenberg an, bin aber vorsichtiger, sie so *allgemein* wie Sie auf die indefinite Metrik überhaupt anzuwenden. Wenn Sie im letzten Satz Ihres Briefes die Wichtigkeit von „spezieller Wechselwirkung des Modells" und die der indefiniten Metrik *gegen*einander abwägen, so möchte ich zu bedenken geben, daß dabei doch ein „*Sowohl-Als-auch*" denkbar wäre. Ich glaube überhaupt an eine *sehr spezielle Wechselwirkung* in der Natur, und die Forderung des Fehlens diskreter reeller Energiezustände negativer Norm bedeutet sicher eine *wesentliche Einschränkung der Wechselwirkung* – selbst wenn sich die indefinite Metrik bei komplexen Energiewerten als interpretierbar herausstellen sollte.

*2*. Dieses allgemeine Gerede ist nur die Einleitung, die zur Ableuchtung auch des psychologischen Hintergrundes dienen soll. Nun kommt erst der am Anfang des Briefes angekündigte Hauptpunkt:

Ich erinnere mich sehr wohl an unsere früheren Diskussionen über die komplexen Wurzeln, insbesondere im Zusammenhang mit der Frage, ob die (bei komplexen Wurzeln unitäre) S-Matrix auf der Energieschale als *Grenzwert* einer *zeitabhängigen* Transformations-Matrix $U(t_1, t_2)$ („Dyson-Matrix“) für $t_1 \to -\infty$, $t_2 \to +\infty$ erhalten werden kann.[7] Das ist für mich eine zentrale und kapitale Frage, und wenn das bei komplexen Wurzeln wirklich *nicht* geht, wie Sie gemeint haben (trivial ist es natürlich *nicht* wegen des Faktors $e^{\pm\alpha t}$ mit reellem $\alpha$ in den Eigenfunktionen), würde ich die indefinite Metrik fallenlassen!

*Aber*, ich sehe da *doch* eine bestimmte positive Möglichkeit. Mein Vorschlag ist, daß nur Nullzustände, d. h. *nur die Energiezustände der einen (komplexen) Halbebene, verwendet werden dürfen!* Sowohl zur Zeit $t_1$ als auch zur Zeit $t_2$ soll das Vorkommen *beider* Zustände mit konjugiert-komplexen Energiewerten *verboten* sein, denn diese Linearkombination ist kein Nullzustand mehr. (Das ist natürlich die Verallgemeinerung der Heisenbergschen Regel bei der Doppelwurzel.)

*Welche* der beiden Halbebenen erlaubt sein soll, muß durch einen Machtspruch (Konvention) entschieden werden. (Daran knüpfen sich weitere Überlegungen von mir, die in diesem Brief noch nicht angeführt werden, da ich erst Ihre Reaktion und Antwort wissen will.)

Ich will dies noch beim Lee-Modell im Sektor

$$N + \theta' + \theta'' \qquad \text{physikalischer Zustand}$$

$$V + \theta \quad \text{unphysikalischer Zustand komplexer Energie}$$

erläutern. Der Index 1 beziehe sich auf den Anfangszustand (Zeit $t_1$), der Index 2 auf den Endzustand (Zeit $t_2$).

Der physikalische Anfangszustand $N + \theta_1' + \theta_1''$ sei nun *vorgegeben*, der *un*physikalische Anfangszustand aber *nicht*! Statt dessen ist vorgegeben, daß sowohl der *un*physikalische *Anfangs*- als auch der *un*physikalische *End*zustand nur den *einen* $V$-Zustand, sagen wir der *oberen* Halbebene, enthalten soll! Auf diese Weise ist eine durch physikalischen Anfangs- und Endzustand im allgemeinen eindeutig bestimmte *unitäre* Matrix

$$(N, \theta_1', \theta_1''; \quad t_1 | U | N_1 \theta_2', \quad \theta_2''; \quad t_2)$$

mathematisch definiert. (Es ist da eine gewisse Analogie zum „ballistischen Problem“ der klassischen Mechanik vorhanden, bei dem statt Anfangslage und Anfangsgeschwindigkeit Anfangslage und Endlage gegeben sind.)[8] Soviel ich nun, ein wenig intuitiv, sehe, ist dann *gerade der*

$$\lim_{\substack{t_1 \to -\infty \\ t_2 \to +\infty}}$$

*existent* und gibt die S-Matrix auf der Energieschale, da bei Nullzuständen (der *einen* Halbebene) der Faktor $e^{\pm\alpha t}$ der Eigenfunktionen gleichgültig ist.

Hier möchte ich Sie gerne fragen, *ob diese anschauliche Überlegung bei einer strengeren mathematischen Durchführung standhält*. Für letztere dürfte

der Formalismus (Laplace-Transformation) im Appendix der Arbeit von Ihnen und Glaser[9] geeignet sein. Ich hoffe, daß Sie die Frage ohne allzu viel Mühe beantworten können. (Es ist dabei wichtig, daß Anfangs- und Endzustand im Impulsraum, wie auch sonst bei der S-Matrix üblich, definiert sind, siehe unten.)

Der so hinzugefügte *un*physikalische Anfangszustand wird von $t_2 - t_1$ abhängen.

Es ist natürlich der Zweck dieser Vorschriften, *die makroskopische Raum-Zeitbeschreibung – trotz* indefiniter Metrik und komplexer Wurzeln – *sicherzustellen*. Es wird natürlich etwas passieren, wenn $t_1 - t_2$ *zu klein* wird. Maßgebend dafür ist die Größenordnung $M$ eines mittleren Betrages der auftretenden komplexen Ruhmassen. Für $M(t_2 - t_1) \ll 1$ (Einheit $\hbar = c = 1$) wird bei dieser Vorschrift im Zeitintervall zwischen $t_1$ und $t_2$ der Zustand der unteren Halbebene wesentlich auftreten, und dann kann ein physikalischer Sinn des formalen Resultates für $U$ nicht mehr erwartet werden. Ein ähnliches Unglück wird bei starker Lokalisierung des Anfangs- und des Endzustandes im $\boldsymbol{x}$-Raum passieren. Dann wird der hinzugefügte *un*physikalische Anfangszustand *auch* vom physikalischen Endzustand abhängen – und vorbei ist es mit der Unitarität der U-Matrix. Die Vorschrift ist nur sinnvoll für $\Delta x \times M \gg 1$ und $(t_2 - t_1)M \gg 1$. Natürlich lege ich auch keinen Wert auf *scharfe* Zeit*punkte* $t_1$ und $t_2$. (Vielleicht muß man über diese noch mitteln, um den Limes $t_1 \to -\infty$, $t_2 \to +\infty$ von $U$ zu garantieren.)

Diese Verhältnisse entsprechen ganz Ihrer Rechnung über das Schwankungsquadrat des $\psi_\nu$-Feldes vom Frühjahr.

Dieses wäre also als *Skizze eines Bleuler-Guptaformalismus der Feldquantisierung* gemeint.[10] Sie werden vielleicht sagen „aber eine indefinite Metrik hat eben keine physikalische Bedeutung“. Nun, man kann bei einem mathematischen Modell nicht erwarten, daß *alle* formalen Elemente derselben auch eine physikalische Bedeutung haben *müssen*. Bei dieser Skizze eines mathematischen Modells scheint mir aber ein gewisses Gleichgewicht zwischen physikalischer Interpretation und formal-mathematischen Eigenschaften erreicht zu sein.

Allgemein halte ich es in der theoretischen Physik bei Vorstößen ins Unbekannte (im Gegensatz zur Diskussion von Folgerungen aus schon fertigen Theorien) für richtig – von der Struktur der Gesamterfahrung *und* der bereits existierenden Theorien inspiriert („Inspiration“ als Gegensatz zum formal logischen Schluß gemeint) – *mathematiche Modelle tatsächlich zu konstruieren* und dann weitere Folgerungen aus ihnen zu ziehen. Nicht aber halte ich es für richtig, den Blick starr auf sogenannte Axiome gerichtet zu haben, deren mathematische Strukturerforschung dann *nie* zu Ende kommt (insbesondere, wenn man geradezu davon lebt, daß sich nicht einmal entscheiden läßt, ob die Axiome leer sind oder nicht). Dies ist insbesondere als Kritik von Wightman, Jost und Lehmann gemeint (Symanzik scheint etwas „abgesprungen“ zu sein aus dieser Gruppe).**

Nun bin ich gespannt auf Ihre Antwort und Ihren Gesamteindruck. Es ist klar, daß der hier vorgeschlagene Formalismus (der eine Verallgemeinerung des Heisenbergschen ist) als ein noch recht allgemeiner Rahmen erst weiter ausgefüllt werden muß.[11]

Je nachdem wie Ihre Antwort ausfallen wird, hoffe ich dann, weitere Überlegungen anstellen zu können, werde auch inzwischen weiter nachdenken.

---

Als Glaser neulich in Zürich war, sagte er, daß er zum Thirring-Modell etwas gerechnet habe.[12] Näheres weiß ich nicht (bekanntlich ist er unzuverlässig).

Viele Grüße Ihr W. Pauli

[1] Vgl. den Brief [2762].
[2] Dieser Vortrag hatte laut dem Brief [2764] am 25. November stattgefunden.
[3] Källén und Pauli (1955h).
[4] Vgl. die Anlage zum Brief [2711].
[5] Vgl. den Brief [2708].
* Sein Brief an Sie vom 15. Oktober.
[6] Zusatz von Pauli: „Was meinen *Sie* darüber?"
[7] Vgl. auch den Brief [2767].
[8] Siehe auch den Brief [2769].
[9] Vgl. Glaser und Källén (1956).
[10] Vgl. hierzu Paulis Bemerkung in Band **IV**/3, S. 765.
** Es ist die Meinung, daß diese allgemeineren Bemerkungen auch dann noch richtig bleiben, falls das hier diskutierte spezielle Modell sich als ganz *un*geeignet für die Physik erweisen sollte.
[11] Diesen Gedanken formulierte Pauli später zu seinem berühmten Spruch „I can paint like Tizian" um (vgl. die Anlage zum Brief [2897]).
[12] Vgl. Glaser (1958).

## [2775] Touschek an Enz

[Rom], 6. Dezember 1957

Lieber Herr Enz!

Der Tyrannenmörder hat viele immer schon ein bissel irritiert: „entgegnet ihm finster der Wüterich!": der Mörus ist doch noch gar nicht zum Wort gekommen![1]

Die Geschichte mit $10^{-4}$ hatte ich mir etwa so gedacht: Wenn man die Minimalität der elektrischen Wechselwirkungen – die doch nur eine Hypothese ist – außer acht läßt und wenn man annimmt, daß $I_3$ nicht erhalten wird, dann könnte es doch elektromagnetische Wechselwirkungen der Form:

$$H' = i\frac{e}{M}\bar{\Lambda}^0\gamma_{[\mu\nu]}n F_{\mu\nu} + \text{H.C.} \tag{1}$$

geben ($e$ = Ladung, $M$ eine Masse etwa des Neutron, $\Lambda_0$ Spinor des $\Lambda$-Teilchens und n Spinor des Neutrons, $F_{\mu\nu}$ = elektrische Feldstärke). (1) ist so voll gauge-invariant. Der hingeschriebene Term transformiert sich unter $e^{iI_3a}$ wie $e^{-\frac{i}{2}a}$ des H. C. wie $e^{+\frac{i}{2}a}$, $H'$ ist also nicht unter Drehungen um die dritte Achse des Isotopen [raumes]$^2$ invariant. Wenn es so eine Wechselwirkung gibt, dann kann folgendes passieren:

$$\pi^- + p \to n + \pi^0 + \boldsymbol{\gamma} \to \Lambda^0 + \pi^0 .$$

The matrix element for this process must be of the form $e^2 f$, where $f$ only depends on (entschuldigen Sie!) strong constants. Der Wirkungsquerschnitt wäre also dann etwa $10^{-4}\times$ einem „groben“ Wirkungsquerschnitt.

Inzwischen habe ich ein wenig über die Frage nachgedacht – zum Lesen hatte ich wegen unzähliger Vorlesungen und Seminare keine Zeit – und ich glaube, daß man folgendes Argument zur Verteidigung der Güte von $I_3$ anführen kann:

Der Zweck der strangeness (oder von I) ist zweierlei,

1. Erklärung der eigentlichen „Wahlverwandtschaften“ bei Produktion neuer Teilchen (Erklärung ist wohl übertrieben, es handelt sich bestenfalls um eine Art Balmerformel).

2. Erklärung der Stabilität der neuen Teilchen.[3]

Die $\Lambda^0$ leben etwa $10^{-10}$ sec. Es scheint mir sehr schwer zu erklären, warum sie nicht etwa wie

$$\Lambda^0 \to p + \pi^- + \gamma$$

mit etwa $10^{-17}$ sec zerfallen sollten, wenn etwa die elektromagnetischen Wechselwirkungen nicht $I_3$ erhalten würden. Man müßte dann auch erklären, warum das $K^0$ nicht in etwa $10^{-16}$ sec nach

$$\left(\tau = \frac{\varphi\pi^0}{\varphi K^0}\tau_{\pi^0}\right)$$

$$K^0 \to \pi^0\gamma$$

zerfällt. Ich glaube, daß ein Argument dieser Art es einem gestattet abzuschätzen, daß die Amplitude der Paritätsmischung nicht größer sein kann als $10^{-3,5}$ (also $\sqrt{10^{-7}}$, so daß man mit diesem Argument

$$\frac{\sigma\left(\pi^- + p \to \Lambda^0 + \pi^0\right)}{\sigma\left(\pi^- + p \to \Lambda^0 + K^0\right)} \lesssim 10^{-1}$$

erwarten müßte.

Ich glaube also, daß ein Nachweis der Güte von $I_3$ aufgrund der Lebensdauer der neuen Teilchen leichter zu erbringen ist als in Produktionsprozessen. Die gegenwärtige Güte von $I_3$ beruht darauf, daß kein „neues“ Teilchen bekannt ist, dessen Lebensdauer nicht etwa $10^1$ mal länger wäre als man aufgrund starker und elektromagnetischer Wechselwirkungen erwarten würde.

Habe versucht, die Arbeit der „Spezialisten“ zu lesen. Kein Wort verstanden! Ist es die Absicht von d'Espagnat und Prentki, höhere Werte der „strangeness“ auszuschließen?[4] Das scheint mir äußerst unvorsichtig! Es gibt Atomkerne mit sehr hohem Spin – warum sollte es nicht auch Teilchen mit sehr hoher strangeness geben?

So wahr Freitag der 13. Dezember ist, werde ich am 16., 17. und 18. in Genf sein. Vielleicht kann ich dort ein wenig mehr „Punktphysik“

$$\left(I^{\dot{r}\,s\,i}_{\dot{n}\,\vdots\,\dot{n}}\right)$$

lernen – mehr des Basler Schillers wegen,[5] als um D′ & P nachzuahmen.[6]

Mit den besten Grüßen Ihr Bruno Touschek

[1] Touschek bezieht sich auf Friedrich Schillers Gedicht *Die Bürgschaft*, das – wie der Schlußsatz des Briefes und das Schreiben [2776] nahelegt – offenbar durch Fierz in die Debatte gebracht worden war: Damon {hier nach der älteren Fassung des Gedichtes als *Mörus* bezeichnet; siehe dazu Gegenschatz' Untersuchung (1981) über die historischen Quellen dieser vielzitierten Begebenheit} bürgte bekanntlich gegenüber dem Tyrannen Dionys (den Touschek in seinem Schreiben [2576] mit Puppi verglichen hatte!) für seinen Freund Phintias mit dem Leben, und legte damit Zeugnis für die unverbrüchliche Treue unter den Pythagoräern ab. Vgl. hierzu auch den Brief [2782].
[2] Unleserliches Wort.
[3] Siehe hierzu auch den Brief [2772].
[4] Vgl. d'Espagnat und Prentki (1957b).
[5] Vgl. den Brief [2776].
[6] Mit dem *Basler Schiller* (vgl. die Briefe [2776 und 2782]) dürfte wohl Fierz gemeint sein, während D' & P sich auf d'Espagnat und Prentki bezieht.

## [2776] Pauli an Fierz

Zürich, 7. Dezember 1957

Lieber Herr Fierz!

Dank für Ihren Brief,[1] dessen erstes Blatt mit den Figuren mir viel Spaß gemacht hat. Dasselbe gilt nicht vom zweiten Blatt, da ich alles für falsch halte, was dort steht. Erfreulicherweise ist insbesondere Ihre Kritik meiner Behandlung (d. h. physikalische Deutungsvorschrift) komplexer Energiewerte bei indefiniter Metrik falsch. Diese funktioniert vielmehr recht gut und erscheint mir nachgerade sogar vielversprechend.

Wenn ich mir erlaube, die Wechselwirkung erst einmal mit Störungstheorie zu behandeln, kann ich Ihnen ganz *elementar* zeigen, daß alles so herauskommt, wie ich gesagt habe. Ich nehme meinen alten Handbuchartikel[2] her und schlage p. 158, 159 über zeitabhängige Störungen auf. Die Zeit des Anfangszustandes sei nicht Null, sondern $t_1$ (wird nämlich später nach $-\infty$ gehen), die des Endzustandes sei $t_2$ (wird nach $+\infty$ gehen). Außer den physikalischen Zuständen $n, m$ etc. seien noch zwei konjugiert komplexe *un*physikalische Zustände A, B vorhanden

$$\frac{1}{\hbar}E_A \equiv \nu_A = \nu_0 + i\alpha; \qquad \nu_B = \nu_A^* = \nu_0 - i\alpha$$
$$-i\nu_A t = (-i\nu_0 + \alpha)\,t; \quad -i\nu_B t = (-i\nu_0 - \alpha)\,t\,.$$

Diese seien Nullzustände einer indefiniten Metrik. Der Anfangszustand sei

$$a_n(0)\begin{cases} = 1 \text{ für } n = 1 \\ = C_A \text{ für } n = A \\ = 0 \text{ sonst} \end{cases} \qquad (m \neq A, \text{ physikalischer Zustand!})$$

$(E/\hbar \equiv \nu)$.

Aus l. c. $(241_1)$ folgt

$$a_m^{(1)}(t_2) = -\Omega_{m1}(0)\frac{e^i(\nu_m-\nu_1)t_2 - e^i(\nu_m-\nu_1)t_1}{\nu_m-\nu_1}$$

$$-C_A\Omega_{mA}(0)\frac{e\,[i\,(\nu_m-\nu_0)+\alpha]\,t_2 - e\,[i\,(\nu_m-\nu_0)\,t+\alpha]\,t_1}{\nu_m-(\nu_0+i\alpha)}$$

$$a_B^{(1)}(t_2) = -\Omega_{B1}(0)\frac{e\,[i\,(\nu_0-\nu_1)+\alpha]\,t_2 - e\,[i\,(\nu_m-\nu_1)+\alpha]\,t_1}{\nu_0-\nu_1-i\alpha}$$

$$-C_A\Omega_{BA}(0)\frac{e^{2\alpha t_2}-e^{2\alpha t_1}}{-2i\alpha}\,.$$

Den Fall $\Omega_{BA}=0$, $\Omega_{B1}\neq 0$ muß ich hier als (leicht verstehbare – siehe unten –) Ausnahme ausschließen.

Meine Regel ist: man bestimme $C_A$ so, daß $a_B^{(1)}(t_2)=0$, d. h. (ich lasse die 0 bei $\Omega$ ruhig fort)

$$C_A = \frac{\Omega_{B1}}{\Omega_{BA}}\frac{2i\alpha}{\nu_0-\nu_1-i\alpha}\frac{e\,[i\,(\nu_0-\nu_1)+\alpha]\,t_2 - e\,[i\,(\nu_0-\nu_1)+\alpha]\,t_1}{e^{2\alpha t_2}-e^{2\alpha t_1}}\,.$$

Man hat nun asymptotisch für $t_2\to+\infty$ und $t_1\to-\infty$

$$C_A = \text{const.}e^{\mathrm{i}(\nu_0-\nu_1)T-|\alpha|T}\,. \qquad \text{mit } T=t_2 \text{ für } \alpha>0$$
$$(T>0) \qquad\qquad T=-t_1 \text{ für } \alpha<0$$

Einsetzen von $C_A$ in das Resultat für $a_n^{(1)}(t_2)$ ergibt für dessen *zweiten* Term asymptotisch für große T (oberes Zeichen für $\alpha>0$, unteres für $\alpha<0$).

$$\mp\text{const.}\frac{\Omega_{mA}}{\nu_m-(\nu_0+i\alpha)}e^{i(\nu_m-\nu_0)T}\,,$$

d. h., der Term ist ohne Resonanz (geht nicht in die S-Matrix auf der Energieschale ein) und *asymptotisch* (der abgeklungene mit $e^{-|\alpha|T}$ gehende Teil ist weggelassen) *oszillatorisch*. Er wächst *nicht* an.

Die Amplitude $a_A^{(1)}(t_2)$ geht für $a_B^{(1)}(t_2)=0$ in die U-Matrix $U(t_1t_2)$ *nicht ein*, da A allein ein Nullzustand ist. (Bleuler-Gupta-Fall.)

Ob man sich die obere ($\alpha>0$) oder die untere ($\alpha<0$) Halbebene aussucht, kann man bei meiner Interpretation (die natürlich eine *Verallgemeinerung* von Heisenbergs Regel ist) nur durch einen „Machtspruch“ (Konvention) entscheiden. Daß der übrig bleibende Term (der *nicht* auf der Energieschale liegt) bei Änderung dieser Konvention sein Vorzeichen wechseln wird, habe ich erwartet.

Es ist meine Idee, daß Einschränkungen für die zulässigen Wechselwirkungen verlangt werden müssen, insbesondere dürfen *keine* diskreten reellen Energiewerte negativer Norm vorhanden sein (wie das in der Arbeit von Källén und

mir der Fall war). Dann muß es zu den physikalischen Anfangszuständen auch immer *wirklich eine Lösung geben*, so daß sowohl für die Zeit $t = t_1$ als auch für die Zeit $t = t_2$ (bei hinreichend großem $t_2 - t_1$) nur die *Nullzustände der einen Halbebene* vorhanden sind. (Darauf bezieht sich – für die 1. Näherung der Störungsrechnung obige Ausnahme.)

Alle diese Bedingungen haben den Typus von Ungleichungen und – nach dem Lee-Modell zu schließen – scheinen sie mir erfüllbar.

Die Störungsrechnung ist *nicht* wesentlich, sie scheint mir aber instruktiv, um Ihnen zu zeigen, was ich meine. Beim Lee-Modell liegen gelehrtere Methoden bereit (siehe Glaser-Källén, Nuclear Physics 1957,[3] Appendix über zeitabhängige Pakete und Laplace-Transformationen), und ich habe darüber auch gestern an Källén geschrieben.[4]

Meine Regel mit der *einen* Halbebene im Anfangs- *und* Endzustand soll nur dazu dienen, die *ma*kroskopische Raum-Zeitbeschreibung zu sichern. Es gibt sehr *viele* Gründe, warum diese aufhören muß, sinnvoll zu sein in Raum oder Zeitdimensionen der Ordnung 1/M, worin M eine mittlere Größenordnung der Absolutbeträge der komplexen Nullzustände ist.

Ihre Eliminationsidee scheint mir ganz unzweckmäßig und tut der Sache Gewalt an.

Was mir vorschwebt, ist also eine Art *Bleuler-Guptaformalismus für die Feldquantisierung* mit (im Kleinen) eingeschränkter Raum-Zeitbeschreibung. Das Lee-Modell gibt ein Beispiel dafür, doch wären lorentzinvariante Theorien interessanter.

Es ist mir erstaunlich, daß ich überhaupt schon so weit gekommen bin in der Durchführung und der Ansatz scheint mir wohl wert, weiter darüber nachzudenken. Wodurch ist die tatsächliche Wechselwirkung in der Natur bestimmt?

Dagegen erscheint mir Heisenbergs Idee der Doppelwurzel nunmehr als „höherer Blödsinn“. Diese hat, wörtlich, die „Bedeutung Null“, nämlich so wie ein Punkt in einem Kontinuum. Es erscheint mir auch physikalisch unsinnig, wenn er bei seiner nicht linearen Spinorgleichung den Dipolgeist mit Ruhmasse Null (!) subtrahiert statt komplexe Ruhmassen mit großem Betrag (Ordnung 1/l).

Daß er immer noch weiter an seiner Doppelwurzel festhält (wie er mir nun schrieb), erscheint mir teils als Irrtum, teils als Sentimentalität!

Ich bin froh, daß ich nun wieder etwas habe, worüber ich nachdenken kann. Es erscheint mir *nicht* a priori *un*physikalisch, interessanter als Dispersionsrelationen[5] (die könnten übrigens die Experten wie z. B. Symanzik für den so interpretierten Fall des Lee-Modells mit komplexen Wurzeln nachrechnen) und grundsätzlich besser als das Spintisieren über Axiome, von denen niemand weiß, ob sie „leer“ sind oder nicht – die Leute leben geradezu davon, daß sie das *nicht* entscheiden können – und mit Projekten über „Strukturuntersuchungen“ betreffend diese „Axiome“, die schon in den ersten Anfängen steckenbleiben.

Obwohl Heisenbergs Forderung der Regularität der Feld(anti-)kommutatoren auf dem Lichtkegel keine direkte physikalische Bedeutung hat – zu ihrer formalen Erfüllung dient die indefinite Metrik – so gefällt mir an ihr doch, daß dadurch „immer freie Teilchen“ automatisch ausgeschlossen werden. Aber

alles hängt davon ab, ob man vernünftige theoretische Gesichtspunkte für die Form der Wechselwirkung finden kann!

---

Mit dem Seminar ist es nichts mehr vor Weihnachten. Der Fierz-Schiller wurde an Touschek geschickt[6] (zusammen mit verschiedenen physikalischen Fragen betreffend ‚strange particles').

Viele Grüße Stets Ihr W. Pauli

[1] Vgl. den Brief [2771].
[2] Pauli (1933a).
[3] Vgl. Glaser und Källén (1956).
[4] Vgl. den Brief [2774].
[5] Vgl. Symanzik (1958a, b).
[6] Offenbar handelte es sich um die im Schreiben [2760] erwähnte Umdichtung des Schillerschen Gedichtes „Die Bürgschaft".

## [2777] Pauli an Heisenberg

Zollikon-Zürich, 8. Dezember 1957

Lieber Heisenberg!

Dank für Deinen Brief vom 4.[1]

Die *Hauptfrage* ist mir „*Geisterdipol oder komplexe Wurzeln*"*?*

Da ist unsere Stimmung ganz *antagonistisch*, ich bin sozusagen 100%ig für letztere. Beim Lee-Modell will ich ja gerne Eure Rechnungen über die Sektoren mit mehreren N-(oder) V-Teilchen abwarten, bin aber einigermaßen sicher, daß sich auch hier komplexe Wurzel und Doppelwurzel gleich verhalten werden: entweder es gibt in *beiden* Fällen gebundene (diskrete) Zustände reeller Energie (des Bewegungsproblems) oder in *keinem von beiden*. Letzteres ist mir wahrscheinlicher.

In der (in meinem letzten Brief[2] aufgeworfenen) Frage der *ma*kroskopischen Raum-Zeitbeschreibung im Falle komplexer Wurzeln* bin ich nun sehr optimistisch, wenn man das Modell konsequent Bleuler-Gupta-artig behandelt, d. h. mit Nullzuständen derselben Halbebene als Anfangs- und Endzuständen. In einem vereinfachten Modell habe ich inzwischen mittels Anwendung von zeitabhängiger Störungsrechnung auf die Wechselwirkung dies durchgerechnet und alles kam so heraus, wie ich angenommen hatte. Die Störungsrechnung ist aber dabei unwesentlich, und Källén z. B. wird das sicher auch leicht mit dem Formalismus von ihm und Glaser machen können. Das macht mir keinerlei Sorgen mehr.

Herrn Symanzik, der so sehr an Dispersionsrelationen interessiert ist (was bei mir, übrigens auch bei Källén, weniger der Fall ist), möchte ich gerne die Frage stellen, was beim Lee-Modell im Fall komplexer Wurzeln eben dieser Pol im Komplexen bei den Dispersionsrelationen für einen Zusatz gibt, z. B. bei Streuung $N + \theta' \times \theta''$.

(Der Unitarität der S-Matrix macht er natürlich nichts, wohl aber der Mikrokausalität – letzteres in einer physikalisch *zulässigen* Weise.) Ich lasse Symanzik sehr grüßen und ich glaube, daß solche Zusatzterme in Dispersionsrelationen, die Polen im Komplexen entsprechen, auch unabhängig vom Lee-Modell, *tatsächlich existieren* und der Wirklichkeit entsprechen werden.

---

Nun aber zur *Hauptfrage* und *Hauptsorge*. Sowie ich das Lee-Modell verlasse und zu lorentzinvarianten Wechselwirkungen übergehe, verstehe ich die Mathematik nicht mehr. Denn den Tamm-Dancoff Näherungen traue ich nicht – mit denen kann man mir alles vormachen, ich habe keinerlei Gefühl für diese. Das ist meine große Schwierigkeit, die ich beim Lee-Modell *nicht* habe!

Deinen Stimmungs- und sonstigen Argumenten für die Doppelwurzel setze ich genau die entgegengesetzten Argumente für die komplexen Wurzeln gegenüber wie:

1. Die Doppelwurzel hat „die Bedeutung Null“, ebenso wie ein Punkt in einem Kontinuum, eben deshalb, weil erstere gerade noch ein Grenzfall der komplexen Wurzeln ist.

2. Ein Zustand für das Elektron (bzw. Nukleon) kommt bei Deiner Spinorgleichung vielleicht eben deshalb nicht heraus, weil von vornherein die Doppelwurzel (Dipolgeist) vorausgesetzt wurde.

3. Ich bin meinerseits mit *Deiner* Durchführung des Programms der Verletzung der $\gamma_5$-Invarianz bei der Einteilung des Hilbertraumes in I + II *nicht* einverstanden, da ich *nicht* an den Dipol glaube.

Auf diese Weise können wir nicht weiterkommen; genau so wie zwei Politiker können wir uns so aus Symmetriegründen *nicht* verständigen. Erfreulicherweise gibt es aber eine objektive Mathematik, deren Aufgabe es ist, uns über diesen Stand der Affäre hinwegzuhelfen.

Denn meines Erachtens kann es ja gar nicht eine Sache des „Glaubens“ sein, ob eine einmal hingeschriebene nicht lineare Spinorgleichung nur zum Dipolgeist mit Ruhmasse 0 oder *auch* zu komplexen Ruhmassen führt. Ich sehe da nämlich *keinen Platz für eine Hypothese mehr*; die Mathematik muß – nach Vorgabe der Spinorgleichung – die Frage nach dem *Massenspektrum der Nullzustände objektiv* beantworten können! (Genau so, wie ich nach Vorgeben der Parameterwerte in der Funktion $h(z)$ des Lee-Modells objektiv sagen kann, ob sie reelle oder komplexe oder eine Doppelwurzel hat.)

Es muß auch *herauskommen*, ob dieses Massenspektrum diskret oder kontinuierlich (oder beides) ist. Kommt es nicht heraus, oder wird hier eine *unbewiesene Voraussetzung* eingeführt, dann würde ich sagen, daß die angewandten mathematischen Methoden *unzulässig* (bzw. unvollständig) sind.

Beim Lee-Modell kann man sich zwar die Werte der Konstanten A und B (sie entsprechen ja $m_V$ und $g_0$ im Ausgangs $H$) so aussuchen, wie man will; ich habe aber bei der Spinorgleichung außer $l$ keine weitere Konstante gesehen, die noch frei gewählt werden könnte. Hast Du das Problem der Bestimmung des Massenspektrums der Nullzustände im Falle des Spinormodelles mit Hilfe des „Tamm-Dancoffismus“ weg-gemogelt?

Bevor ich selbst anfange, in diese mir etwas schwierige Mathematik hineinzusteigen, will ich natürlich erst wissen, was sich Leute darüber denken, die sich wie Du schon länger mit Tamm-Dancoff-Näherungen beschäftigt haben. Bevor ich aber nicht eine mathematische Methode habe, welche die Frage nach dem Massenspektrum der Nullzustände *im Prinzip eindeutig, objektiv* beantwortet, kann ich Deine Aussagen über Elektrodynamik und über Isotopenspin nicht beurteilen. Und ich bezweifle, ob Tamm-Dancoff hierfür ausreichend ist!

Zur Zeit sind wir also hier auf der Suche nach *objektiven* Methoden und Entscheidungen! Hoffentlich finden wir welche!

Zu Hanawa,[3] Punkt 2 Deines Briefes: ich bin nicht sicher, ob die *theoretische* Abschätzung der Lebensdauern von $\Lambda_0$, $K_0$ etc. unter der Annahme der *Un*gültigkeit von $G_{I_3}$ bei $L_e$ (die zu kurze Lebensdauer gibt) auch richtig, d. h. genügend gut, begründet ist. Wir wollen das noch untersuchen.

Herzliche Grüße, ich denke inzwischen weiter nach! Dein W. Pauli

[1] Vgl. den Brief [2772].
[2] Vgl. den Brief [2769].
[*] D. h. S-Matrix $= \lim t_2 \to +\infty$, $t_1 \to -\infty$ von $U(t_1, t_2)$.
[3] Vgl. Hanawa (1957).

## [2778] Lüders an Pauli

Göttingen, 8. Dezember 1957[1]
[Maschinenschrift]

Sehr geehrter Herr Professor!

Heute möchte ich Ihnen berichten über Untersuchungen zu den *Vertauschungsrelationen zwischen verschiedenen Feldern*,[2] einem Problem, über das wir schon früher gelegentlich korrespondiert haben.[3] Leider kann ich das Problem nicht so allgemein formulieren, geschweige lösen, wie ich es gern tun würde. Ich beschränke mich auf lokale Wechselwirkungen und fordere lokale Feldgleichungen; diese Feldgleichungen sollen auch kovariant sein, doch das wird durch Forderungen an die Hamiltondichte erreicht, die mich im vorliegenden Zusammenhang nicht interessieren. Dieses eingeschränkte Problem glaube ich vollständig zu übersehen. Es zeigt sich insbesondere, daß bei jeder mit der Forderung lokaler Bewegungsgleichungen verträglichen Festsetzung der Vertauschungsrelationen (d. h. [ ] oder { }) *das TCP-Theorem gilt*. Das steht übrigens im Widerspruch zu einer kürzlich von Kinoshita (und Sirlin)[4] ausgesprochenen Behauptung. Unsere speziellen Annahmen über diese Vertauschungsrelationen (insbesondere das Antikommutieren verschiedener Fermifelder), die immer etwas ad hoc erschienen, sind also keineswegs erforderlich.

Mit Kinoshita {Physical Review **96**, 199 (1954)}[5] führe ich für jedes Paar von Feldern Vorzeichenfunktionen $\varepsilon_{AB} = \pm 1$ ein, so daß

$$A(x)B(x') - \varepsilon_{AB}B(x')A(x) = 0 \quad \text{für } x - x' \text{ raumartig.}$$

Enthält jetzt die Wechselwirkung einen Summanden der symbolischen Form

$$A^l B^m C^n \ldots ,$$

so lautet die Bedingung für lokale Feldgleichungen

$$(\varepsilon_{UA})^l (\varepsilon_{UB})^m (\varepsilon_{UC})^n \ldots = +1$$

für jedes Feld $U$. Besteht die Wechselwirkung aus mehreren Summanden, so erhält man mehrere derartige Gleichungssysteme. Gefragt ist nach den Lösungen dieser Gleichungssysteme unter der zusätzlichen Voraussetzung

$$\varepsilon_{UV} = \begin{cases} +1 \text{ für Bosefelder} \\ -1 \text{ für Fermifelder.} \end{cases}$$

Da Fermifelder stets in gerader Anzahl vorkommen müssen, ist *eine* Lösung gegeben durch

$$\varepsilon_{UV} = \begin{cases} +1 \text{ für zwei Bosefelder oder ein Bose- und ein Fermifeld} \\ -1 \text{ für zwei Fermifelder.} \end{cases}$$

Diese Lösung bezeichne ich gern als „Normalfall“. Wir haben sie unseren Beweisen des TCP-Theorems zugrunde gelegt, dabei allerdings die $\varepsilon_{UV} = +1$ als trivial und einer Erläuterung nicht bedürftig angesehen.

Mittels der auf O. Klein {Journal de Physique **9**; 1 (1938),[6] speziell Gleichung (48)} zurückgehenden Transformation kann man aus dem Normalfall u. U. andere Felder gewinnen, die anderen gegenseitigen Vertauschungsrelationen gehorchen. Es sei eine Menge I von Feldern gegeben, so daß die Theorie invariant ist gegenüber der Substitution

$$\varphi'(x) = \begin{cases} -\varphi(x) \text{ für Felder in Menge I} \\ +\varphi(x) \text{ für Felder } \textit{nicht} \text{ in Menge I.} \end{cases}$$

Diese Substitution werde erzeugt durch eine Transformation $\Lambda$

$$\varphi'(x) = \Lambda \varphi(x) \Lambda^{-1} ,$$

wobei $\Lambda$ als unitär und hermitesch angenommen werden kann

$$\Lambda = \Lambda^* \quad , \quad \Lambda^2 = 1 .$$

Es gebe ferner eine (von der Menge I verschiedene) Menge II, so daß die Theorie auch invariant ist gegenüber der Substitution

$$\varphi''(x) = \begin{cases} -\varphi(x) \text{ für Felder in Menge II} \\ +\varphi(x) \text{ für Felder } \textit{nicht} \text{ in Menge II.} \end{cases}$$

Ich teile nun die Felder in 4 Mengen:

Menge A = Durchschnitt von I und II
Menge B = Durchschnitt von I und der Komplementärmenge zu II
Menge C = Durchschnitt von II und der Komplementärmenge zu I
Menge D = Durchschnitt der beiden Komplementärmengen.

Die Kleintransformation besteht dann darin, daß man setzt

$$\varphi'''(x) = \begin{cases} i\varphi(x)\Lambda \text{ für Felder aus Menge A} \\ \varphi(x)\Lambda \text{ für Felder aus Menge C} \\ \varphi(x) \text{ für Felder aus den Mengen B und D.} \end{cases}$$

Der etwas unerwartete Ansatz für Menge A ist gemacht, damit hermitesche Felder hermitesch und Paare hermitesch adjungierter Felder Paare solcher Felder bleiben. Menge II ist erforderlich, damit $\Lambda$ im Wechselwirkungsausdruck und in den Feldgleichungen in gerader Anzahl vorkommt und daher im Effekt fortfällt. Das Vorzeichen der Vertauschungsrelationen zwischen zwei Feldern, die in verschiedenen der Mengen A, B, C liegen, wird durch die Kleintransformation geändert; alle anderen Vertauschungsrelationen bleiben wie sie sind.

Die Kleintransformationen zu einer gegebenen Theorie mit lokaler Wechselwirkung erzeugen eine Gruppe, die aus dem Normalfall andere zulässige Vertauschungsrelationen liefert. Es gilt der Satz, daß man *so alle zulässigen Vertauschungsrelationen gewinnt.*

Die Klein-transformierten Felder haben dieselben relativistischen Transformationseigenschaften wie die ursprünglichen Felder, denn $\Lambda$ ist offensichtlich mit allen Transformationen der eigentlichen inhomogenen Lorentzgruppe vertauschbar. Es gilt aber auch in allen Fällen das TCP-Theorem, denn $\Lambda$ ist mit dem Operator $\Theta$ der TCP-Transformation vertauschbar. Da $\Theta$ aber antilinear ist, führt das i in der Kleintransformation für Felder der Menge A dazu, daß die TCP-Transformation für diese Felder mit umgekehrtem Vorzeichen zu definieren ist, was jedoch keinen Einfluß auf irgendwelche Forderungen des Theorems hat. Wegen der mit den Mengen I und II verbundenen Vorzeichen-Umkehr-Invarianz kann man statt dessen das TCP-Vorzeichen für Menge B oder Menge C umgekehrt definieren. Überhaupt sind ja alle Aussagen symmetrisch bezüglich der drei Mengen A, B, C.

Ich finde es schade, daß Sie nicht nach Oberwolfach kommen können.[7] Wie lange bleiben Sie noch in Zürich?

Mit herzlichen Grüßen Ihr G. Lüders

[1] Zusatz von Pauli: „Beantwortet 11. XII."
[2] Vgl. Lüders (1958b).
[3] Vgl. den Brief [2609].
[4] Vgl. Kinoshita und Sirlin (1957d).
[5] Kinoshita (1954).
[6] Klein (1938).
[7] Pauli wollte zur Zeit dieser im April 1958 stattfindenden Veranstaltung in Amerika sein.

## [2779] Pauli an Fierz

Zürich, 9. Dezember 1957

Lieber Herr Fierz!

Zu Ihrem „ganz falschen zweiten Blatt“ vom 4. Dezember[1] *und* zu meinem Brief vom Samstag[2] möchte ich gerne noch *weitere Erläuterungen* geben. L. c. habe ich gesagt, daß Ihre Eliminationsidee unzweckmäßig sei und dem Modell Gewalt antue. Nun möchte ich auch sagen, *warum* ich das meine. Das hängt eng mit dem Versagen der Raum-Zeitbeschreibung im *Kleinen* zusammen.

1. Sei im *x-Raum* der $\theta$-Teilchen z. B. $\varphi(x_1, x_2; \boldsymbol{P}N)$ die Eigenfunktion eines physikalisch zulässigen $N, 0', 0''$ Streuzustandes. Diese Funktion läßt sich, sagen wir, *bei festem* $x_1$ nun nicht mehr nach den *zulässigen* Zuständen freies $\theta$ mal $\psi(x_2, \boldsymbol{P}N)$ = Eigenfunktion der $N - \theta$ Streuzustände + freies $\theta$ mal $V_A$-Zustand der oberen Halbebene *allein* entwickeln, sondern man braucht dann *auch noch* den Zustand der unteren Halbebene $V_B$ *dazu*, d. h. *alle* Zustände. Das hatte ich in meinem vorletzten Brief mit *Unvollständigkeit des Funktionensystems* gemeint. Man kann nicht genauer als $1/M$ lokalisieren, wenn $M$ die Größenordnung des Betrages des komplexen Energiewertes (Einheit $\hbar = c = 1$) des $V_A$-Zustandes ist.

Genau dasselbe sagt Heisenberg ganz richtig in seinem Sonderfall der Doppelwurzel (es gilt aber bei komplexen Wurzeln genauso) in seinem §IVc „Hilbertspace I and II in the other sectors“:[3]

> For the description of the *local* behaviour of the eigenfunctions the whole Hilbert space with indefinite metric is needed; but for the description of the *asymptotic* behaviour a Hilbert space with semidefinite metric is sufficient. Therefore a physical interpretation of the local behaviour in terms of probabilities cannot be given.

(Unterstrichenes von mir.) Das kann ich ohne weiteres unterschreiben. Was machen Sie da mit Ihrer Elimination? (Siehe Antwort unten.)

2. Instruktiv ist auch die Berechnung des Schwankungsquadrates des Feldes der physikalischen N-Teilchen in einem Zustand, wo *ein* $\theta$-Teilchen vorhanden ist. Es ist $\psi^+$ der zu $\psi$ „adjungierte“ ($\psi^+ = \psi^* \eta i \psi^*$ hermitesch konjugiert zu $\psi$) Emissionsoperator.

Also

$$\langle\theta|\psi_N^+(x)\psi_N(x')|\theta\rangle = \underbrace{\sum_{\theta'}\langle\theta|\psi_N^+(x)|N,\theta'\rangle\langle N,\theta'|\psi_N(x')|\theta\rangle}_{\text{Streuzustand}}$$

$$+\underbrace{\langle\theta|\psi_N^+(x)|V_A\rangle}_{\text{komplexe Energie}}\langle V_A|\psi_N(x')|\theta\rangle + \underbrace{\langle\theta|\psi_N^+(x)|V_B\rangle}_{\text{konjugiert komplexe Energie}}\langle V_B|\psi_N(x)|\theta\rangle\,.$$

Hierbei ist

$$\langle\theta|\psi_N^+(x)|V_A\rangle = (V_B|\psi_N(x)|\theta)^*$$

$$\langle\theta|\psi_N^+(x)|V_B\rangle = (V_A|\psi_N(x)|\theta)^*$$

(da $(A|\eta|B) = B|\eta|A = 1$; $(A|\eta|A) = (B|\eta|B) = 0$.)

Der Ausdruck ist natürlich reell, aber wegen der zwei letzten unphysikalischen Terme nicht notwendig positiv. Natürlich kann und soll man $x, x'$ über Raum-Zeitgebiete mitteln. Die Rechnung ist elementar (Källén hat sie im Frühjahr bei meinem Besuch in Kopenhagen für reelle Energien der V-Teilchen durchgeführt). Natürlich kommt heraus, daß die unphysikalischen Terme dann keinen merklichen Beitrag geben, wenn $\Delta t M \gg 1$ (mit $M$ wie oben).

Was wollen Sie bei Ihrer Elimination mit einem solchen Ausdruck wie

$$\langle\theta|\psi_N^+(x)\psi_N(x')|\theta\rangle$$

machen?

---

*Antwort*: Die Elimination der unphysikalischen Zustände ist nicht durchführbar bei einer Raum-Zeitbeschreibung der physikalischen Teilchen im Kleinen. *Die Elimination ist nur logisch und mathematisch möglich bei einer reinen S-Matrix-Theorie der N- und θ-Teilchen (ohne Raum-Zeit-Beschreibung)!*

Dies wäre zwar logisch möglich, wäre ja aber – nach Fierz – „die Rückkehr von Newton zu Kepler". Es scheint mir insbesondere deshalb besser, virtuelle mathematische Elemente in der theoretischen Beschreibung zu belassen (obwohl sie keine *direkte* physikalische Bedeutung haben), weil man nur so hoffen kann, Gleichungen zur Bestimmung der Energiewerte diskreter Zustände (Ruhmassen der „Elementar"-Teilchen) zu erhalten. Ich glaube, wir sind wohl alle einig, daß die puristische S-Matrix-Theorie ungeeignet wäre zur Formulierung vernünftiger Naturgesetze.

Viele Grüße Stets Ihr W. Pauli

[1] Vgl. den Brief [2771].
[2] Vgl. den am 7. Dezember (Samstag) verfaßten Brief [2776].
[3] Heisenberg (1957b, S. 560f.).

## [2780] Heisenberg an Pauli

Göttingen, 9. Dezember 1957[1]

Lieber Pauli!

Die Beantwortung Deiner mathematischen Fragen[2] will ich noch etwas verschieben, da ich dazu noch meinen Feldverein konsultieren muß. Aber ich will Dir den versprochenen ausführlichen Bericht über meine Rechnungen schicken.

Ich gehe also aus von der Lagrangefunktion

$$L = \psi^+\gamma_\nu \frac{\partial}{\partial x_\nu}\psi + l^2(\psi^+(1-\gamma_5)\psi)(\psi^+(1+\gamma_5)\psi), \qquad (1)$$

von der ich Dir in Zürich erzählt und damals in Genf vorgetragen habe.[3]

Wenn man von den Vertauschungs-Relationen *absieht*, besteht Invarianz gegenüber den beiden Transformationen ($\psi^+ = \psi^* \gamma_4$):

$$\psi \to e^{i\alpha}\psi; \quad \psi^* \to e^{-i\alpha}\psi^*; \quad \psi^+ \to e^{-i\alpha}\psi^+ \tag{2a}$$

$$\psi \to e^{i\alpha\gamma_5}\psi; \quad \psi^* \to \psi^* e^{-i\alpha\gamma_5}; \quad \psi^+ \to \psi^+ e^{+i\alpha\gamma_5}. \tag{2b}$$

Wenn man die Vertauschungs-Relationen in der alten Form schreibt:

$$\frac{1}{2}S(p) = \int \left[ \frac{p_\mu \gamma_\mu k^4}{(p^2)^2(p^2+k^2)} - \frac{ik^3}{p^2(p^2+k^2)} \right] \rho(k)\, dk \tag{3}$$

so erkennt man, daß (3) nur gegen (2a), aber nicht gegen (2b) invariant ist. Das Glied mit $ik$, das sein Vorzeichen wechselt für $k \to -k$, zerstört die Invarianz (2b). Da ich für die Definition der Theorie die Vertauschungs-Relation nur in der unmittelbaren Umgebung von $x = x'$ brauche, will ich etwas abkürzend schreiben:

$$\{\psi_\alpha(x), \psi^*_\beta(x')\} = a^{\alpha\beta}(x - x') + b(x - x')V\gamma_4^{\alpha\beta}. \tag{4}$$

Dabei ist für das Folgende nur wichtig, daß die Matrix $a^{\alpha\beta}$ mit $\gamma_5$ vertauschbar ist. $V$ ist eine „Vorzeichenfunktion“, die mit dem Vorzeichen von $k$ in (3) verbunden ist; d. h. $V^2 = 1$; $V \to -V$, wenn $k \to -k$. $a$ und $b$ sind Funktionen von $x - x'$. $a(x - x')$ geht etwa wie $\gamma_4\gamma_\nu(x_\nu - x'_\nu)$ gegen Null, wenn $x \to x'$, $b$ verhält sich wie $\lg|(x_\nu - x'_\nu)^2|$.

Nun führe ich einen Operator $O$ ein, der auf die Vektoren im Hilbertraum wirkt (nicht etwa auf die Spinindizes von $\psi_\alpha$), mit folgenden Eigenschaften:

1. Er soll „antilinear“ sein – in einem ähnlichen Sinn wie der Operator, der bei der Zeitumkehr gebraucht wird – mit der speziellen „antilinearen“ Eigenschaft

$$OV = -VO$$

2. Für die Vertauschung mit $\psi$ wird gefordert (mit der Bezeichnung: $[A, B] = AB - BA$):

$$\begin{aligned} [O\psi^*_\alpha]\psi_\beta = 0, \qquad & \psi^*_\alpha[O\psi_\beta] = 0, \\ [O\psi_\alpha]\psi^*_\beta = ObV\gamma_4^{\alpha\beta}, \qquad & \psi_\alpha[O\psi^*_\beta] = ObV\gamma_4^{\alpha\beta}. \end{aligned} \tag{5}$$

Diese Vertauschungs-Relationen sind mit Gleichung (4) verträglich, und ich nehme für das folgende an, daß sie erfüllbar sind, ohne es im Augenblick beweisen zu können.

3. Es soll $O^2 = 1$ sein.

Unter diesen Voraussetzungen kann man nachrechnen, daß sowohl die Lagrangefunktion (1) als auch die Vertauschungs-Relationen (3) bzw. (4) invariant ist gegen die Transformation:

$$\psi \to e^{i\alpha\gamma_5 O}\psi; \qquad \psi^* \to \psi^* e^{-i\alpha\gamma_5 O}; \qquad \psi^+ \to \psi^+ e^{+i\alpha\gamma_5 O}. \tag{6a}$$

Der entsprechende Erhaltungssatz muß also *streng* gelten.

Neben der Transformation (6a) betrachte ich jetzt die beiden anderen

$$\psi \to e^{i\alpha\gamma_5 V}\psi; \quad \psi^* \to \psi^* e^{-i\alpha\gamma_5 V}; \quad \psi^+ \to \psi^+ e^{+i\alpha\gamma_5 V} \tag{6b}$$

$$\psi \to e^{+\alpha O V}\psi; \quad \psi^* \to \psi^* e^{-\alpha O V}; \quad \psi^+ \to \psi^+ e^{-\alpha O V}. \tag{6c}$$

Gegenüber diesen beiden Transformationen ist zwar $L$ invariant, nicht aber die Vertauschungs-Relation. Die Störung kommt wieder *nur* von dem Glied $bV\gamma_4$ in der Vertauschungs-Relation. Da dieses Glied (nach der Arbeit von Ascoli und mir)[4] verantwortlich ist für die elektromagnetischen Effekte, kann man es als „von elektromagnetischer Größenordnung" ansehen und sieht daraus, daß für die *starken* Wechselwirkungen auch (6b) und (6c) als gültig angesehen werden können, nicht aber für die elektromagnetischen. In anderen Worten: die drei Transformationen 6a–c entsprechen der Isobarenspin-Gruppe:

$$\begin{aligned} \gamma_5 O &\leftrightarrow \tau_3 \\ \gamma_5 V &\leftrightarrow \tau_1 \\ -i\,O V &\leftrightarrow \tau_2. \end{aligned} \tag{7}$$

Der Isobarenspin ist also in der einfachen Grundgleichung (1) schon von selbst enthalten!!

Ein entscheidender Punkt dieser Darstellung des Isospins ist, daß O nicht auf einen neuen Index von $\psi$ wirkt, sondern auf die Hilbertvektoren. Dadurch ist die Gefahr vermieden, daß Teilchen mit halbzahligem Spin auch halbzahligen Isospin haben müßten, was bekanntlich nicht zutrifft. Es gibt jetzt zu halbzahligem Spin halb- oder ganzzahligen Isospin; alle Transformationseigenschaften sind möglich. Allerdings wird es für die Darstellung solcher Teilchen wie $\Lambda_0$ oder $\Sigma_0$ wichtig sein, daß man zur Darstellung mit Gliedern vom Typus $\psi^*|\Omega\rangle$ allein nicht auskommt, sondern auch noch solche vom Typus $\psi\psi^*\psi^*|\Omega\rangle$ usw. braucht. Nur für Teilchen der Strangeness Null wird die Symmetrieeigenschaft schon aus dem Glied $\psi^*|\Omega\rangle$ zu erkennen sein – (obwohl die höheren Glieder natürlich auch vorhanden sind).

Über die Symmetrieeigenschaft der Nukleonenwellenfunktionen habe ich schon eine bestimmte Vermutung. Den Hauptanteil des Zustandsvektors will ich

$$|\phi\rangle = \psi^*_\alpha w_\alpha |\Omega\rangle \tag{8}$$

schreiben. $\omega_\alpha$ soll aber nicht die übliche Lösung einer Diracgleichung sein. Wenn ich die übliche Lösung vielmehr $u_\alpha$ nenne, kommen folgende Bildungen in Betracht

$$w = \left(\frac{1+\gamma_5}{2} \pm V\frac{1-\gamma_5}{2}\right)u \tag{9a}$$

$$w = \left(\frac{1+\gamma_5}{2}V \pm O\frac{1-\gamma_5}{2}\right)u. \tag{9b}$$

Wenn man die elektromagnetischen Wechselwirkungen vernachlässigt, d. h. das $b$-Glied in (4) streicht, so haben alle Eigenfunktionen die gleichen Eigenwerte, wobei zwischen den Massenwerten $+k$ und $-k$ nicht unterschieden

wird (bei Summation über die Zwischenzustände in der Vertauschungs-Relation tritt natürlich auch $+k$ und $-k$ mit dem gleichen Gewicht auf).

Berechnet man nun die Massen genauer, so muß man beachten, daß in $L$ und in der Vertauschungs-Relation $O$ überhaupt nicht vorkommt, $V$ nur in den elektromagnetischen Gliedern. Die Massen von (9a) einerseits, (9b) andererseits unterscheiden sich also um elektromagnetische Beträge.

Berechnet man die zugehörige Ladung, so ist das einzig Wichtige, daß der für die elektromagnetische Wechselwirkung maßgebende Operator {Gleichung (15) in der Arbeit von Ascoli und mir} den Faktor $V$ enthält und daß im zugehörigen Graphen der Übergang $1+\gamma_5 \leftrightarrow 1+\gamma_5$ mit dem *gleichen* Koeffizienten erscheint wie der Übergang $1-\gamma_5 \leftrightarrow 1-\gamma_5$, während Übergänge $1+\gamma_5 \leftrightarrow 1-\gamma_5$ nicht vorkommen!

Die Ladung wird also (bis auf konstante Faktoren)

$$Q = w^* \text{ Op: } Vw = \begin{cases} u^* u V & \text{für (9a)} \\ 0 & \text{für (9b).} \end{cases} \tag{10}$$

Also stellt 9a das Proton, 9b das Neutron dar. Also auch die Unsymmetrie der Ladungen im Dublett der Nukleonen kommt richtig heraus!

Weiter habe ich die Sache noch nicht verfolgt. Ich will mir jetzt vor allem die Wellenfunktionen ansehen, die dem $\Lambda_0$-Teilchen entsprechen. Aber dazu braucht man die Glieder der Form $\psi\psi^*\psi^*|\Omega\rangle$ , und das ist etwas mühsam.

Wenn ich keine Rechenfehler gemacht habe, scheint mir der einzige kritische Punkt der Überlegungen die Vertauschungs-Relation (5). Einen Beweis dafür, daß sie sich erfüllen lassen, habe ich einstweilen nicht. Ich sehe aber noch keinen Grund, warum sie es nicht sollten (besonders in einer indefiniten Metrik!). Sonst spielt die indefinite Metrik in diesen ganzen Überlegungen nur auf dem Umweg über die Elektrodynamik eine Rolle. Du verstehst deshalb, warum mir der Geisterdipol wichtig ist. Also ich bin auf Deine Meinung sehr gespannt.

Viele Grüße! Dein W. Heisenberg

P. S. Das ganze Verfahren läuft auf folgende Konstruktion hinaus: Es werden *zwei* Arten von Vakuum eingeführt, die durch

$$\begin{aligned} O|\Omega_1\rangle &= |\Omega_1\rangle \qquad \text{(a)} \\ \text{und} \qquad & \qquad\qquad\qquad\qquad\qquad\qquad (11) \\ O|\Omega_2\rangle &= -|\Omega_2\rangle \qquad \text{(b)} \end{aligned}$$

charakterisiert werden können. Der Ladungsoperator $V$ bewirkt Übergänge vom einen zum anderen. Da aber in allen physikalischen Größen die Ladung nur quadratisch vorkommt, bilden sich aus den beiden Vakua zwei exakt nichtkombinierende Termsysteme.

[1] Eine maschinenschriftliche Durchschrift dieses Briefes befindet sich im Münchener Heisenberg-Nachlaß.
[2] Vgl. den Brief [2777].
[3] Heisenberg hatte Pauli am 15. November in Zürich kurz besucht (vgl. den Brief [2731]).
[4] Ascoli und Heisenberg (1957).

## [2781] Knoll an Pauli

[Princeton], 9. Dezember 1957[1]
[Maschinenschriftliche Durchschrift]

Lieber Herr Pauli!

Entschuldigen sie bitte unsere späte Antwort, die durch Semesterbeginn und eine schwere Grippe von Ursula verursacht ist.

Dafür haben wir uns eingehend über die ja wirklich sehr interessante, aber nicht leichte Problematik in Ihrem Briefwechsel unterhalten.

Ihre erste Frage nach der Natur der Radarsysteme ist leicht zu beantworten. Ein Boden-Radarsystem zur Beobachtung von Flugzeugen besteht z. B. aus einem gebündelten, kurzzeitig eingeschalteten cm-Wellenstrahl von Fächerform, der in einer Minute den Gesamthorizont (360°) in Polarkoordinaten abtastet, wobei der bewegte Fächerstrahl z. B. bis 45° sich über den Horizont erhebt. Die Bündelung dieses Fächerstrahles und seine Bewegung geschehen durch einen Drehspiegel. Die an Flugzeugen reflektierenden elektromagnetischen Wellenimpulse, deren Eintreffzeit von der Entfernung des jeweilig reflektierenden Flugzeuges abhängt, werden von einem nahen Empfänger aufgefangen und verstärkt. Sie steuern dann das Gitter einer speichernden Sichtröhre mit einem zur Spiegelbewegung synchron in Polarkoordinaten bewegten Kathodenstrahl; auf dem Sichtröhren-Bildschirm wird dabei die betreffende Himmelszone konzentrisch abgebildet, so daß die abgetasteten Flugzeuge als helle Objekte auf schwarzem Grund erscheinen und der Beobachtungsort im Mittelpunkt des Sichtschirms steht. Die Schaltung wird so eingerichtet, daß die an der Peripherie des Sichtschirms erscheinenden Objekte der gewünschten maximalen Beobachtungsentfernung entsprechen. Näher zur Mitte des Sichtschirms sichtbare Objekte entsprechen kleineren Laufzeiten der Wellenimpulse und einem entsprechend kleineren Abstand vom Beobachtungsort.

Für Beobachtung vom Flugzeug aus werden ähnliche Radarsysteme angewandt, die meist nur einen Himmelsquadranten oder weniger abtasten.

Sie fragen weiter, wer Jung den Glauben an die Ufos eingeredet hat.[2] Das weiß ich auch nicht; wahrscheinlich ist Ihre Vermutung richtig, daß amerikanische Patienten ihn dazu angeregt haben. Es gibt übrigens bei der U S Airforce neben vielen Piloten auch eine ganze Reihe höherer Beamter, die an Ufos glauben. Einer hat sogar vor 3 Jahren in Princeton einen Vortrag in diesem Sinne gehalten (den ich nicht gehört habe).

Nun ist aber wesentlich, daß durch das Beobachten von Radarbildern im allgemeinen für die Objektivität „gesehener“ Ufos nicht mehr ausgesagt wird als bei direkter visueller Beobachtung – eher weniger, da die Radarbilder fast immer neben den gesuchten eine Reihe „virtueller“ Objekte, z. B. unerwünschte Reflexionen und den Pegel des Widerstandsrauschens der Apparatur zeigen, so daß man in das Bildmuster sehr leicht etwas hineinprojizieren kann. Dadurch wird die Interpretation von Radarbildern, wenn es sich um an der Meßbarkeitsgrenze liegende Objekte handelt, häufig sehr unsicher und eher einem Rorschachtest ähnlich,[3] bei dem die Struktur des Bildmusters ja auch nur eine „zufällige“ ist. Überzeugend wären Radarbilder nur, wenn sie photographiert sind bzw. gefilmt, so daß sich eine Reihe von Fachleuten ein

unabhängiges Urteil bilden können, wieweit es sich dabei um wirkliche Objekte und wieweit um subjektive Interpretationen handelt. Dies ist aber bisher nicht geschehen.

Bei unserem Besuch Anfang dieses Jahres erzählte Jung auch uns von der sogenannten „Bestätigung" des Auftretens der Ufos durch Radar. Ich habe ihm daraufhin die obigen Einwände entgegengehalten. Er hörte damals aufmerksam zu, hat sie aber offenbar dann wieder vergessen. Noch am 15. Juni dieses Jahres kam er bei unserem Besuch wieder auf die Ufos zurück, allerdings auf ihre psychologische Bedeutung für den Individuationsprozeß, worin ich (wie Sie) ihm zustimme. Er erzählte dann, er habe Ufos auf einem Nürnberger Stich aus dem 16. Jahrhundert gesehen: „Ein zylindrisches Mutterschiff entläßt scheibenförmige Tochterschiffe, so etwa wie Pillen aus einem Pillenbehälter, einer Glastube, herausfallen."

Zusammenfassend möchte ich sagen, daß man Jung noch einmal eindrücklich darauf hinweisen müßte, daß die auf Radarschirmen beobachteten Ufos nicht „realer" sind als die direkt beobachteten, daß nur (von Spezialisten beurteilte) Radarphotographien bzw. Radarfilme eindeutige Rückschlüsse auf deren Realität zulassen würden und daß solche noch nicht publiziert sind. Nach den bisherigen Beobachtungen könnte Jung durchaus „die objektive Existenz der Ufos mit Überzeugung leugnen".

Daneben läßt sich natürlich die von Ursula betonte Möglichkeit, es handle sich um neue, von USA oder Rußland geheimgehaltene Flugzeugtypen mit Raketenantrieb, nicht ausschließen.[4]

Doch würde auch ein solcher Tatbestand das Jungsche Konzept nicht stören, da es sich dabei um wohldefinierte, vermutlich mit psychologischen Vorgängen synchronistische Kausalketten handelt, wobei höchstens die Tatsache bemerkenswert ist, daß die vom Unbewußten konstellierte Scheibenform gleichzeitig die aerodynamisch günstigste ist.

Berichte über Versuchsmodelle mit solchen scheibenförmigen, raketengetriebenen Flugzeugen (ich glaube in Kanada und Frankreich) habe ich in illustrierten Zeitungen gesehen. Es handelt sich dabei natürlich nicht um Ufos.

Im ganzen erscheint mir Jungs Grundgedanke, daß der weiten Verbreitung des Ufo-Mythos eine Individuationssymbolik zugrunde liegt, durchaus einleuchtend, wobei eben meiner Meinung nach die Schwierigkeit ihrer „Realität ohne Kausalkette" nicht existiert, weil keine zuverlässigen Beobachtungen vorliegen. Aus demselben Grunde scheint mir auch Jungs Vergleich einer „Realität ohne Kausalkette" mit dem physikalischen System der Symmetrie (sein Brief Seite 2) nicht zutreffend, während ich wiederum die Analogie zwischen dem Individuationsprozeß und dem physikalischen Symmetrieproblem (Seite 3 oben) sehr gut finde, auch wegen der dabei in den „Ganzheitssymbolen" deutlicher zum Ausdruck kommenden Eigenschaft der „Gerichtetheit".

Die Schlüsse Ihrer Eindrücke vom internationalen Physikertag waren für uns sehr einleuchtend – es ist schade, daß wir im November nicht zu einem Gespräch kamen, da wir unsere geplante Reise nach Zürich wegen der langen und schwierigen Erkrankung von Ursula (die Sie beide herzlich grüßen läßt) aufschieben mußten.

Wir hoffen aber, daß es uns im neuen Jahr bald möglich sein wird, zu kommen.

Mit herzlichen Grüßen, auch an Franka, bin ich Ihr Max Knoll

[1] Auch abgedruckt bei Meier [1992, S. 196–198].
[2] Siehe hierzu Jung (1954a) und [1958a].
[3] Vgl. hierzu den Hinweis in Band **IV**/3, S. 432.
[4] Die Sowjetunion hatte damals den am 4. Oktober 1957 gelungenen Start ihres ersten *Sputniks* bekanntgegeben und damit ihren in der amerikanischen Öffentlichkeit verbreiteten Glauben an ihre uneingeschränkte wissenschaftliche und technologische Überlegenheit angeschlagen {vgl. hierzu Buchta (1958)}.

## *Max Borns 75. Geburtstag am 11. Dezember 1957*

Born feierte am 11. Dezember 1957 seinen 75. Geburtstag. Zu diesem Anlaß überreichten ihm „seine früheren Göttinger Schüler aus den Jahren 1921–1933“, unter ihnen W. Pauli, W. Heisenberg, Erich Hückel, Otto Emersleben, Heinz Bornfeld, Gustav Heckmann, P. Jordan, Lothar Nordheim, F. Hund, Walter Wessel, Lucy Schütz Mensing, Robert Oppenheimer, Walter Heitler, E. P. Wigner, E. Teller, Maria Goeppert Mayer, Joseph E. Mayer, E. Hylleraas, Georg Rumer, Siegfried Flügge (mit Bild bei einer Vorlesung 1946/47 in Göttingen), L. Rosenfeld, V. Weisskopf, G. Herzberg, M. Delbrück (mit jugendlichem Bild), Imre Bródy, H. Kornfeld und Otto Friedrich Gollnow ein mit Aufnahmen und Widmungen geschmücktes Album.[1] Paulis Eintrag lautet:

„An Max Born mit den herzlichsten Wünschen für die Zukunft und auch zur Erinnerung an alte Zeiten mit kleinen Nennern, von W. Pauli.“

[1] Dieses Album wird im *Born-Nachlaß* der *Staatsbibliothek Preußischer Kulturbesitz* in Berlin aufbewahrt.

## [2782] Pauli an Fierz

Zürich, 11. Dezember 1957

Lieber Herr Fierz!

Vielen Dank für Ihre beiden Briefe,[1] der vom „11.“ kam gestern, der vom „12.“ heute, wie sich das für Briefe über akausale (bzw. nicht-lokale) Theorien geziemt. (Ihre Datierungen sind mir oft die Quelle ungetrübten Vergnügens!)

Ja, mit vielem, was Sie sagen, bin ich gar nicht einverstanden; aber darauf kommt es nicht so sehr an, weil wir einig darüber zu sein scheinen, *wo die Probleme liegen*.

„Welche Fragen im Rahmen der Theorie (mit indefiniter Metrik und komplexen Nullzuständen) als physikalische Fragen gelten können“[2] – das ist natürlich

*die* Hauptfrage. Und darüber will ich noch lange nachgrübeln. Ich kann Ihnen aufgrund meiner mündlichen Unterredungen mit Heisenberg auch bestätigen, was Sie über *eine* Antwort auf die Hauptfrage sagen: er meint es tatsächlich und endgültig, daß nur die Energie-Impulswerte etc. und die S-Matrix ausschließlich (die auf der Energieschale) physikalisch sinnvolle Größen sind. Alles andere hält er für eine Art mathematischen Schmuck, der hinzugefügt ist, um etwas (über die ersteren Größen) ausrechnen zu können.

Ich bin aber – ebenso wie Sie – *nicht* ein Anhänger dieser radikalen Philosophie. Makroskopisch *gibt es ja* Raum und Zeit, und wo ist dann eigentlich die *genaue* Grenze beim Übergang zu den Dimensionen der Ordnung 1/M (wo M mittlerer Absolutbetrag komplexer Energiewerte)?

In dieser Verbindung muß ich sagen, daß ich meinen vorletzten Brief (den mit der Störungsrechnung)[3] nicht so radikal gedeutet haben wollte, daß *nur* der Limes $T \to \infty$ physikalisch sinnvoll sei. Es schwebte mir eigentlich vor, daß die dort eingeführte Vorschrift für die physikalischen Zustände *auch* noch für *endliche* $T$ in einem gewissen Umfang (in welchem?, vielleicht muß man über die Zeit„punkte“ noch mitteln, vor allem würde ich dann aber gerne Gemische statt „reine Fälle“ haben; ich glaube *nicht*, daß „reine Fälle“ physikalisch existieren!) *physikalisch sinnvolle Antworten gibt*. Darüber würde ich nun gerne noch Ihre kritische Antwort hören.

Daß das $C_A$ bei dieser Vorschrift von $T$ abhängt, stört mich nicht. Mathematisch eliminiert man immer nur die Hälfte der unphysikalischen Zustände (sagen wir, untere Halbebene), da man nachher mit dem mathematischen Resultat auch über die übrige Hälfte der *un*physikalischen Zustände keine physikalischen Aussagen zu machen braucht (und auch gar nicht machen *darf*). Das ist es, was mir an diesem mathematischen Modell gefällt.

Der Unterschied gegenüber dem Bleuler-Gupta-Formalismus der Quantenelektrodynamik ist hier natürlich die Existenz *beider* Hälften von Nullzuständen, die – wenn miteinander linear superponiert – Zustände mit von Null verschiedener Norm (d. h. „Unglück“) geben! Das gab es bei Bleuler-Gupta nicht. Aber eben da habe ich das Gefühl, Physik lernen zu können. Eine bloße (wenn auch „klare“) Wiederholung von Bekanntem finde ich langweilig (das ist mein Streit mit mathematischen Gelehrten wie Wightman, Jost, Lehmann etc.) *und* aussichtslos!

Also nochmals: das *formale Prinzip* bei der Regel, wie man zu physikalisch sinnvollen Fragen kommen kann, soll sein, „eliminiere die eine Hälfte der ‚virtuellen‘ (d. h. unphysikalischen) mathematischen Zusatzgrößen, dann darfst Du Dich um die andere Hälfte im Resultat gar nicht mehr kümmern (brauchst es auch nicht), sondern nur um dessen physikalischen Teil!“ In der formalen Eliminationsvorschrift der einen Hälfte darf aber die *ganze* physikalische Fragestellung vorkommen, d. h. bei zeitlichen Abläufen *Anfang und Ende* (insbesondere ihr Zeitunterschied).

Das Lee-Modell hat für mich nur den Vorteil, daß ich die Mathematik verstehe. Relativistische Modelle wären mir lieber, aber da verliert man sich immer in diese schrecklichen „Tamm-Dancoff-Näherungen“, für die ich *kein* Gefühl habe!

Sie dürfen natürlich nicht physikalische Teilchen großer Masse mit komplexen „Geistern“ mit großem Absolutbetrag der Masse einfach gleichsetzen. Die indefinite Metrik hat formal die Funktion, etwas zu subtrahieren, abzuschneiden.

Ich halte auch wie Sie (schon lange) den Gedanken für richtig, daß man überall dort, wo der Formalismus *keine* physikalisch sinnvollen Antworten gibt, es auf den *Meßapparat* (*einschließlich* dessen atomistischer Struktur – im Gegensatz zu Bohr-Rosenfeld!) schieben muß. Aber das kann ich noch nicht; da, glaube ich, müssen Gemische statt reiner Fälle hereinkommen (siehe oben). Doch bin ich gar nicht davon überzeugt, daß es beliebig große Massen gibt – wie wenn diese zugleich *immer kurzlebiger* würden? Das schiene mir viel physikalischer als Ihre Hierarchie. Die letztere gefällt mir *nicht* sehr!

Briefe haben den Vorteil, daß der andere mir gegenüber zu Worte kommt. Touschek hat geschrieben, es habe ihn im Schillergedicht[4] immer besonders gestört, daß Mörus[5] doch noch gar nicht zu Worte gekommen ist, als ihm der Wüterich bereits „finster entgegnet“! …

In diesem Sinne Ihr W. Pauli

[1] Vgl. die Briefe [2785 und 2787].
[2] Pauli zitiert aus dem Brief [2787].
[3] Vgl. den Brief [2776].
[4] Es handelte sich um das bereits in der Anlage zum Brief [2756] zitierte Schillersche Gedicht „Die Bürgschaft“ (vgl. auch den Brief [2776]). – Pauli besaß eine von der *Deutschen Verlagsanstalt* in Stuttgart und Leipzig herausgegebene *Illustrierte Volks-Ausgabe* von Schillers Werken, in der das Gedicht durch zwei Abbildungen veranschaulicht ist.
[5] Vgl. hierzu den Brief [2775] von Touschek.

## [2783] Pauli an Jaffé

Zürich, 11. Dezember 1957

Liebe Frau Jaffé!

Ich schicke beiliegend für Prof. Jung die Abschrift eines Briefes von Prof. Knoll an mich[1] zu seiner Information. (Diese Photokopie brauche ich *nicht* zurück.) Der Standpunkt der Physiker, daß „nur von Spezialisten beurteilte Radarphotographien bzw. Radarfilme einartige Rückschlüsse auf deren Realität zulassen würden“ (p. 3 des Briefes), vereinfacht natürlich sehr die theoretische Sachlage für die Psychologie hinsichtlich der „Ufos“. Meine leider etwas schroff formulierte Frage (S. 2 oben des Briefes) „wer Jung den Glauben an die Ufos eingeredet hat“, ziehe ich dann gerne als ganz unwesentlich zurück .

Prof. Jung braucht sich nicht unnötig wegen einer Antwort zu bemühen, vielleicht geben Sie ihm aber doch den Brief gelegentlich zu lesen, wenn es ihn nicht zu sehr ermüdet.

Mit besten Grüßen, auch an Sie selbst, Ihr W. Pauli

[1] Vgl. den vorangehenden Brief [2781].

## [2784] Pauli an Lüders

Zürich, 11. Dezember 1957

Sehr geehrter Herr Lüders!

Dank für Ihren Brief vom 8. des Monats,[1] dessen Inhalt ich aber nicht (bzw. „zu wenig“) aufregend fand. Ich habe nämlich die harmlosen Klein-Transformationen (d. h. *diejenigen*, die wieder zu *lokalen* Feldgleichungen führen) in meiner Vorlesung im letzten Sommersemester behandelt.[2] Dabei habe ich mich allerdings nicht für *beliebige* lokale Wechselwirkungen interessiert, sondern habe die Fermi-Wechselwirkungen $(\mu\rho)(e\nu)$ und $(\mu e)(\nu\nu)$, aber auch $\pi$-Mesonen als Bosonen und $\pi(\mu\rho)$, $\pi(\mu\nu)$ Wechselwirkung betrachtet. Dann habe ich alle ungleichen harmlosen Fälle von Kommutatoren *oder Anti*kommutatoren zwischen *verschiedenen* Feldern betrachtet. Dabei ließ ich *auch* zu, daß $\pi$ mit Fermionen *anti*kommutiert ($\varepsilon\mu\nu = -1$). Ich fand damals 7 Fälle und hoffe, keinen vergessen zu haben. Herr Enz arbeitet nun diese Vorlesung vom letzten Semester aus und will Ihnen dann diese Seiten schicken.[3] (Er arbeitet zugleich auch an den Seiten über CPT und eine ältere Arbeit von Lehmann.)

Ihre – wie immer, so auch hier – sehr vollständige Systematik wird sicher sehr nützlich sein.

Mehr gespannt bin ich auf Ihre angekündigten Überlegungen mit Zumino zum Spin-Statistik-Zusammenhang.[4]

Ferretti (CERN) interessiert sich auch sehr für diese Frage.

Unser Schiff geht von Genua am 19. Januar, fahre wohl am 17. Januar von Zürich weg.

Die Frage der Interpretierbarkeit komplexer Energiewerte bei indefiniter Metrik beschäftigt micht jetzt sehr. (Heisenbergs Doppelwurzel ist ja davon ein Grenzfall.) Weiß Symanzik etwas über *Dispersionsrelationen* beim Lee-Modell im Fall komplexer Wurzeln? Das Lee-Modell nehme ich deshalb, weil dort die Mathematik wohldefiniert ist.

Viele Grüße an Sie selbst, sowie auch an Symanzik Ihr W. Pauli

P. S. Das preprint von Ihnen und Gatto[5] ist jetzt gekommen. (Ist das Information-Department – ich verstehe nicht, daß es so etwas gibt – im Radiation Laboratory in Berkeley sehr bürokratisch? Ich werde allerdings nur zum kleineren Teil im Radiation Laboratory, meist im Physics Department der University sein.) Diese Arbeit war mir sehr nützlich in meiner jetzigen Vorlesung.[6]

## Anlage zum Brief [2784]

Pauli-Nachlaß 5/143

Remarks on a paper by H. Lehmann* and the CPT-Theorem**

[Maschinenschriftliche Durchschrift]

1. *Invariant functions of the positive class*

The invariant functions

$$\Delta_1 = (2\pi)^{-3} \int d^4k e^{ikx} \delta\left(kk + m^2\right)$$

$$i\Delta = (2\pi)^{-3} \int d^4k \varepsilon\,(k_0)\, e^{ikx} \delta\left(kk + m^2\right)$$

where

$$\varepsilon(k_0) = \begin{matrix} +1,\ k_0 > 0 \\ -1,\ k_0 < 0 \end{matrix};$$

$$\frac{1+\varepsilon(k_0)}{2} \equiv \theta(k_0) = \begin{matrix} +1,\ k_0 > 0 \\ 0,\ k_0 < 0 \end{matrix}$$

or also

$$2i\Delta_+ \equiv \Delta_1 + i\Delta = 2\,(2\pi)^{-3} \int d^4k \theta(k_0) e^{ikx} \delta\left(kk + m^2\right) \tag{1}$$

$$= \frac{1}{(2\pi)^2} \frac{2}{r} \int_0^\infty \frac{kdk}{\omega} \sin kr e^{-i\omega t}; \qquad \omega = \sqrt{k^2 + m^2}$$

depend only on

$$S^2 \equiv (xx) = r^2 - t^2,$$

for timelike $x$ ($s^2 < 0$) eventually also on $\varepsilon(t)$.

$\Delta_+$ is a function of the *positive class* which means that for $k_0 > 0$ only $\exp(-ik_0 t)$ but not $\exp(+ik_0 t)$ occurs in the Fourier integral. A general function of the positive class has the form

$$F(x) = (2\pi)^{-3} \int d^4k \theta(k_0) \rho(-kk) e^{ikx}\,. \tag{2}$$

Lorentz invariance of $F$ requires that

$$\rho(-kk) = 0 \qquad \text{for } (kk) > 0.$$

With

$$i\Delta_1(x;\lambda) = (2\pi)^{-3} \int d^4k \theta(k_0) \delta(kk + \lambda) e^{ikx}$$

an equivalent form is

$$F(x) = \int_0^\infty d\lambda \rho(\lambda) i\Delta_+(x;\lambda) \tag{2'}$$

showing that $\rho(\lambda)$ has the meaning of a mass spectrum.

If $F(x)$ belongs to the *positive* class then $F(-x)$ and $F^*(x)$ belong to the *negative* class and $F^*(-x)$ again to the positive one.
*Analytic continuation:*

$$t \to t - i\vartheta; \quad \vartheta > 0$$

implies

$$e^{-ik_0 t} \to e^{-ik_0 t} e^{-k_0 \vartheta}; \quad k_0 > 0,$$

so that a function of the *positive* class can be extended analytically into the *lower* half-plane of $t$, a function of the negative class into the upper half-plane. A mixed function has no analytic continuation.

Note: The above substitution reminds one of the canonical ensemble if one puts $\vartheta = \frac{1}{kT}$

Invariant continuation:

$$x_\mu \to x_\mu - i\omega_\mu; \quad (\vartheta\vartheta) < 0; \quad \vartheta_0 > 0$$

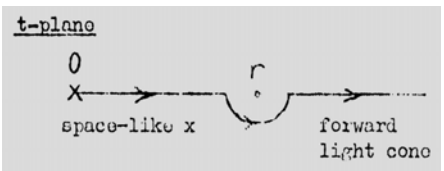
$$e^{+ikx} \to e^{+ikx} e^{+k\vartheta}; \qquad k\vartheta = \boldsymbol{k}\boldsymbol{\vartheta} - k_0\vartheta_0$$

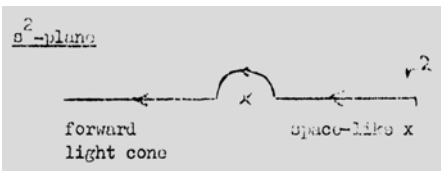
Note: Here the analogue in the canonical ensemble also exists: $\boldsymbol{\vartheta}$ has the meaning of a Lagrange multiplier if, apart from the energy, there also exist momentum integrals.

Here attention is confined to the non-invariant continuation ($\boldsymbol{\vartheta} = 0$).

Continuation into the forward light cone $t > m$.

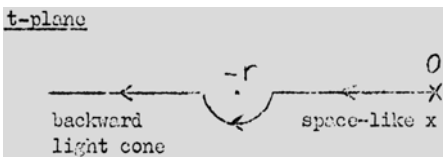
In the neighbourhood of $r, t \omega r - i\vartheta$ so that $s^2 \sim +2ir\vartheta$.

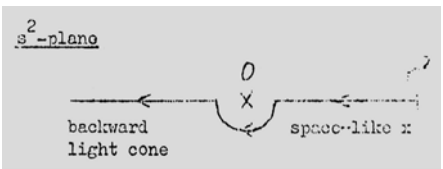



Continuation into the backward light cone, $t < -r$:

In the neighbourhood of $r, t \sim -r - i\vartheta$ so that $s^2 \sim -2ir\vartheta$



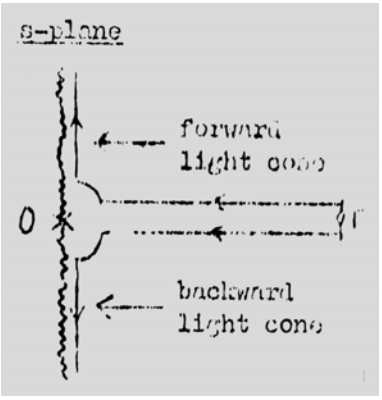



It follows for the positve (negative) class:

$s = +\sqrt{r^2 - t^2}$, space-like $x$

$s = +i\sqrt{t^2 - r^2}$, in the forward (backward) light cone

$s = -i\sqrt{t^2 - r^2}$, in the backward (forward) light cone




2. *Lehmann Formalism for scalar fields*

In this formalism no explicit commutation relations or interactions are used. The theory is assumed to be invariant under the translation group $x'_\mu = x_\mu + a_\mu$ so that the field quantities $A(x), \ldots$ transform according to the representation $\exp(ia P)$, or

$$i[P_\mu, A(x)] = -\frac{\partial A}{\partial x_\mu}; \qquad [P_\mu P_\nu] = 0.$$

Introducing eigenstates of $P_\mu$,

$$P_\mu |k\rangle = k_\mu |k\rangle,$$

it follows that

$$\langle 0|A(x)|k\rangle = \langle 0|A(0)|k\rangle e^{+ikx}.$$

Furthermore, invariance under the *continuous* Lorentz group is assumed and also the existence of a vacuum state with the same invariance properties. Thus

$$k_0 > 0, \qquad \text{(\textit{Vacuum Axiom})}$$

which implies that $k$ is *time-like*,

$$\lambda \equiv -(kk) > 0.$$

Then the vacuum expectation value

$$\langle A(x) B(x')\rangle_0 = \sum_{k_0>0}^{k_\mu} e^{\mathrm{i}(k, x-x')} \langle 0|A(0)|k\rangle \langle k|B(0)|0\rangle$$

is an invariant function of the *positive class*. Defining a mass spectrum $\rho_{AB}$ by

$$\rho_{AB}(\lambda) \frac{d^4k}{(2\pi)^3} = \sum_{(k_\mu; dk_\mu)} \langle 0|A(0)|k\rangle \langle k|B(0)|0\rangle \qquad (3)$$

where the summation extends over $k$ values in the interval $k_\mu \ldots k_\mu + dk_\mu$ and over all other variables characterizing the state $|k\rangle$,

$$\langle A(x)B(x')\rangle_0 = (2\pi)^{-3} \int\limits_{k_0>0} d^4k \rho_{AB}(\lambda) e^{i(k,x-x')} \equiv F_{AB}(x-x').$$

According to (2), (2′) an equivalent form is

$$F_{AB}(\xi) = \int\limits_0^\infty i\Delta + (\xi;\lambda)\rho_{AB}(\lambda)d\lambda.$$

From the definition (3) it follows that

$$\rho^*_{AB}(\lambda) = \rho_{B^*A^*}(\lambda)$$

which for real fields becomes

$$\rho^*_{AB}(\lambda) = \rho_{BA}(\lambda)$$

whereas for a single complex field

$$\rho^*_{AA^*} = \rho_{AA^*}\text{real}. \tag{4}$$

*Lemma*: A Lorentz invariant function which depends on a single four-vector is *even* for *space-like* argument,

$$F(\xi) = F(-\xi) \qquad \text{for } (\xi\xi) > 0,$$

$$F \text{ Lorentz invariant}. \tag{5}$$

To see this consider the spacial rotation $\boldsymbol{\xi} \to -\boldsymbol{\xi}$ in a coordinate system with $\xi_0 = 0$. Note that the lemma holds more generally for an arbitrary number of *coplanar* space like vectors $\xi^{(i)}$: It is then possible to have all $\xi_0^{(i)} = 0$ simultaneously. In this coordinate system the transition $\boldsymbol{\xi}^{(i)} \to -\boldsymbol{\xi}^{(i)}$ is again possible through a spacial rotation around the axes perpendicular to the plane of the $\boldsymbol{\xi}^{(i)}$.

Using this lemma

$$\langle [A(x)B(x')]\rangle_0 = F_{AB}(\xi) - F_{BA}(-\xi) = F_{AB}(\xi) - F_{BA}(\xi); \quad (\xi\xi) > 0 \tag{6}$$

where $\xi = x - x'$. On the other hand it follows from the *CPT-theorem* that

$$\langle A(x)B(x')\rangle'_0 \equiv \langle B'(x')A'(x)\rangle_0 = \langle A(x)B(x')\rangle_0 = F_{AB}(\xi).$$

But since for scalar fields the reflexion is

$$A'(x) = A(-x); \quad B'(x) = B(-x)$$

also

$$\langle A(x)B(x')\rangle_0' = \langle B(-x')A(-x)\rangle_0 = F_{BA}(\xi)$$

is true, so that the CPT-theorem yields

$$F_{AB}(\xi) = F_{BA}(\xi) \text{ all } \xi. \tag{I}$$

Now, there is an *equivalence* between (I) and

$$\langle [A(x)B(x')]\rangle_0 = 0;\ (\xi\xi) > 0. \tag{II}$$

Indeed, (I) $\rightarrow$ (II) is obvious and the inverse (II) $\rightarrow$ (I) follows from (6) and the analyticity of the $F$'s as functions in the $(\xi\xi)$-plane: Continuation from the positive to the negative real axes yields

$$F_{AB}(\xi) - F_{BA}(\xi) \equiv 0 \qquad \text{q. e. d.}$$

This is a special case of a very general equivalence discovered by *R. Jost*.*** Note:

1. The above equivalence is quite supplementary to all the other assumptions and relations of the theory. For instance the reality condition

$$\rho_{AB}^* = \rho_{AB}$$

is of no use for this question.

2. (II) is a much weaker requirement than

$$[A(x)B(x')] = 0;\ (\xi\xi) > 0$$

which implies that

$$\langle [A(x)B(x')]A(x'')\ldots B(x''')\ldots\rangle_0 = 0$$

and is therefore *not* equivalent to the CPT-theorem.

### 3. *Lehmann formalism for spinor fields*

As with scalar fields, invariance under the translation group, invariance under the *continuous* Lorentz group and the vacuum axiom are assumed. Furthermore, different fields are considered to *anticommute* (note however that it is also possible to have families of spinor fields which mutually commute).

Since the Lorentz invariant expressions which can be built with the $k_\mu$ and the Dirac matrices $\gamma_\mu$ are

$$(kk),\ (k\gamma),\ (kk)\gamma_5,\ (k\gamma)\gamma_5$$

we have in analogy to (3)

$$-\sum_{(k_\mu;dk_\mu)} \langle 0|\psi_\alpha(0)|k\rangle\langle k|\bar{\varphi}_\beta(0)|0\rangle$$

$$= \left\{ i(\gamma k)\rho^I_{\psi\bar{\varphi}}(\lambda) + 1\sigma^I_{\psi\bar{\varphi}}(\lambda) + i\gamma_5(\gamma k)\rho^{II}_{\psi\bar{\varphi}}(\lambda) + i\gamma_5\sigma^{II}_{\psi\bar{\varphi}}(\lambda) \right\}_{\alpha\beta} \frac{d^4k}{(2\pi)^3}. \quad (7)$$

Thus

$$-\langle \psi_\alpha(x)\bar{\varphi}_\beta(x')\rangle_0 = \left\{ (\gamma \frac{\partial}{\partial \xi}) F^I_{\psi\bar{\varphi}}(\xi) + 1G^I_{\psi\bar{\varphi}}(\xi) + \gamma_5(\gamma \frac{\partial}{\partial \xi}) F^{II}_{\psi\bar{\varphi}}(\xi) + i\gamma_5 G^{II}_{\psi\bar{\varphi}}(\xi) \right\}_{\alpha\beta}$$

where the $F$'s and $G$'s are again invariant functions of the positive class which are related with the corresponding mass spectra through (2′):

$$\left.\begin{matrix} F^{(\,)}_{\psi\bar{\varphi}}(\xi) \\ G^{(\,)}_{\psi\bar{\varphi}}(\xi) \end{matrix}\right\} = \int_0^\infty \frac{1}{2} (\Delta_1 + i\Delta)(\xi;\lambda) \left\{ \begin{matrix} \rho^{(\,)}_{\psi\bar{\varphi}}(\lambda) \\ \sigma^{(\,)}_{\psi\bar{\varphi}}(\lambda) \end{matrix} \right\} d\lambda .$$

Note that in Lehmann's paper the terms with $F^{II}$ and $G^{II}$ are missing since there invariance under space reflexion was assumed.

Similarly

$$+\langle \bar{\varphi}_\beta(x')\psi_\alpha(x)\rangle_0 = \left\{ (\gamma \frac{\partial}{\partial \xi}) F^I_{\bar{\varphi}\psi}(-\xi) + 1G^I_{\bar{\varphi}\psi}(-\xi) + \gamma_5(\gamma \frac{\partial}{\partial \xi}) F^{II}_{\bar{\varphi}\psi}(-\xi) + i\gamma_5 G^{II}_{\bar{\varphi}\psi}(-\xi) \right\}_{\alpha\beta}$$

where the $F(-\xi)$ and $G(-\xi)$ are of the negative class:

$$\left.\begin{matrix} F^{(\,)}_{\bar{\varphi}\psi}(-\xi) \\ G^{(\,)}_{\bar{\varphi}\psi}(-\xi) \end{matrix}\right\} = \int_0^\infty \frac{1}{2}(\Delta_1 + i\Delta)(\xi;\lambda) \left\{ \begin{matrix} \rho^{(\,)}_{\bar{\varphi}\psi}(\lambda) \\ \sigma^{(\,)}_{\bar{\varphi}\psi}(\lambda) \end{matrix} \right\} d\lambda.$$

Note: $\rho^I_{\psi\bar{\varphi}}$ and $\rho^I_{\bar{\varphi}\psi}$ etc. are in no way related. However, from

$$\langle \varphi_\beta(x')\psi^*_\alpha(x)\rangle^*_0 = \langle \psi_\alpha(x)\varphi^*_\beta(x')\rangle_0$$

the *reality conditions*

$$\begin{aligned} \rho^*\varphi\bar{\psi} &= \rho\varphi\bar{\psi} \\ \sigma^*\varphi\bar{\psi} &= \sigma\phi\bar{\varphi} \end{aligned} \quad (8)$$

follow. Lehmann also assumed C-invariance which is of no use, however.

From the requirement

$$\langle\{\psi_\alpha(x)\bar{\varphi}_\beta(x')\}\rangle_0 = 0; \qquad (\xi\xi) > 0 \quad \text{(III)}$$

and the lemma (5) it follows by analytic continuation of the $F$'s and $G$'s from spacelike to timelike $\xi$ that

$$F^{(\,)}_{\psi\bar{\varphi}}(\xi) = F^{(\,)}_{\bar{\varphi}\psi}(\xi); \qquad G^{(\,)}_{\psi\bar{\varphi}}(\xi) = G^{(\,)}_{\bar{\varphi}\psi}(\xi).$$

But the same result is obtained from the *CPT-theorem* which implies that

$$\langle\bar{\varphi}_\beta(x')\psi_\alpha(x)\rangle_0' \equiv \langle\psi_\alpha'(x)\bar{\varphi}_\beta'(x')\rangle_0 = \langle\bar{\varphi}_\beta(x')\psi_\alpha(x)\rangle_0. \tag{IV}$$

Indeed, with the reflexion property of spinor fields

$$\psi'(x) = i\gamma_5\psi(-x),\ \bar{\psi}'(x) = i\bar{\psi}(-x)\gamma_5$$

one obtains

$$\langle\psi_\alpha'(x)\bar{\varphi}_\beta'(x')\rangle_0 = \Big\{(\gamma\frac{\partial}{\partial\xi})F^I_{\psi\bar{\varphi}}(-\xi) + 1G^I_{\psi\bar{\varphi}}(-\xi)\gamma_5(\gamma\frac{\partial}{\partial\xi})F^{II}_{\psi\bar{\varphi}}(-\xi) + i\gamma_5 G^{II}_{\psi\bar{\varphi}}(-\xi)\Big\}_{\alpha\beta}$$

and using (IV) one again arrives at the above result. This shows that there is an *equivalence* between (III) and (IV). For the general case see again *R. Jost*, l. c.

The other vacuum expectation values also lead to equivalences: With new $F$'s and $G$'s one can write

$$+\langle\psi_\alpha(x)\varphi_\beta(x')\rangle_0$$
$$= \Big[\Big\{(\gamma\tfrac{\partial}{\partial\xi})F^I_{\psi\varphi}(\xi) + 1G^I_{\psi\varphi}(\xi) + \gamma_5(\gamma\tfrac{\partial}{\partial\xi})F^{II}_{\psi\varphi}(\xi) + i\gamma_5 G^{II}_{\psi\varphi}(\xi)\Big\}C\Big]_{\alpha\beta}$$

where $C$ is the screw-symmetric matrix giving the transposed Dirac matrices

$$\gamma_{\mu T} = -C^{-1}\gamma_\mu C, \qquad \gamma_{5T} = +C^{-1}\gamma_5 C, \qquad C^+C = 1.$$

From the property $\gamma_\mu C$ symmetric, $C$, $\gamma_5 C$, $\gamma_5\gamma_\mu C$ screw symmetric it then follows that

$$-\langle\varphi_\beta(x')\psi_\alpha(x)\rangle_0$$
$$= \Big[\Big\{(\gamma\tfrac{\partial}{\partial\xi})F^I_{\varphi\psi}(-\xi) + 1G^I_{\varphi\phi}(-\xi) + \gamma_5(\gamma\tfrac{\partial}{\partial\xi})F^{II}_{\varphi\psi}(-\xi) + i\gamma_5 G^{II}_{\varphi\psi}(-\xi)\Big\}C\Big]_{\alpha\beta}.$$

Now, both the requirement

$$\langle\{\psi_\alpha(x)\varphi_\beta(x')\}\rangle_0 = 0; \quad (\xi\xi) > 0 \tag{III'}$$

and the implication

$$\langle\varphi_\beta(x')\psi_\alpha(x)\rangle_0' \equiv \langle\psi_\alpha'(x)\varphi_\beta'(x')\rangle_0 = \langle\varphi_\beta(x')\psi_\alpha(x)\rangle_0 \tag{IV'}$$

from the CPT-theorem lead to

$$F^I_{\psi\varphi}(\xi) = F^I_{\varphi\psi}(\xi), \quad F^{II}_{\psi\varphi}(\xi) = -F^{II}_{\varphi\psi}(\xi), \quad G^{(\ )}_{\psi\varphi}(\xi) = G^{(\ )}_{\varphi\psi}(\xi)$$

showing an equivalence between (III') and (IV'), as before.

Note: With only the requirement of the validity of the CPT-theorem (CPT-invariance of the theory) or the equivalent requirements on certain vacuum expectation values the framework of the theory is still too wide. On the other hand, with the much stronger requirement

$$\{\psi_\alpha(x)\varphi_\beta(x')\} = 0; \quad (\xi\xi) > 0$$

i. e. with

$$\langle\{\psi_\alpha(x)\varphi_\beta(x')\}\,\psi_\rho(x'')\ldots\varphi_\sigma(x''')\ldots\rangle_0 = 0$$

the theory is possibly too narrow as no one so far has shown the compatibility of such a requirement with the vacuum axiom and with the positive definite metric. A possibility would be (Heisenberg) to relax the positive definite metric. In the special case $\varphi = \psi$

$$F^{II}_{\psi\psi} = 0, \quad \rho^{II}_{\psi\psi} = 0.$$

## 4. *Inequalities for the $\rho$. Scalar fields*

Supplementary to the reality property (4) the assumption of a *positive definite metric* leads to the positiveness property (see *H. Lehmann*, l. c.)

$$\rho_{AA^*}(\lambda) \geq 0\,.$$

Indeed, from the definition (3),

$$\rho_{AA^*}(\lambda) = N_k \sum_{(k_\mu; dk_\mu)} \langle 0|A(0)|k\rangle\langle k|A^*(0)|0\rangle\,,$$

$N_k$ being a normalization factor (previously: $N_k^{-1} = (2\pi)^{-3}d^4k$), it follows that

$$\rho_{AA^*}(1) = N_k \sum_{(k_\mu; dk_\mu)} |\langle 0|A(0)|k\rangle^2 \geq 0,$$

*if $A^*$ is the Hermitean conjugate to $A$* and not an adjungate in a more general sense.

Taking linear combinations

$$A(x) = \sum_i C_i A_i(x); \quad A^*(x) = \sum_i C_i^* A_i^*(x)$$

$$\rho_{ik} \equiv \rho\Lambda_i A_k^*; \quad \rho_{ki} = \rho_{ik}^*$$

one obtains

$$\rho_{AA^*} = \sum_{ik} C_i C_k^* \rho_{ik}.$$

The conditions for the positive definiteness of this form are then

$$\rho_{11} > 0, \quad \begin{vmatrix} \rho_{11} & \rho_{12} \\ \rho_{21} & \rho_{22} \end{vmatrix} > 0; \quad \ldots \quad \begin{vmatrix} \rho_{11} & \cdots & \rho_{1n} \\ \vdots & & \vdots \\ \rho_{n1} & \cdots & \rho_{nn} \end{vmatrix} > 0$$

Note that here the selection of a sequence is only apparent. These conditions are quoted in a paper by *Wightman*.†

## 5. *Inequalities for the $\rho$, $\sigma$. Spinor fields*

The former reality conditions (8) imply, for the case $\varphi = \psi$,

$$\rho^I_{\psi\bar{\psi}}, \sigma^I_{\psi\bar{\psi}}, \rho^{II}_{\psi\bar{\psi}}, \sigma^{II}_{\psi\bar{\psi}} \,. \qquad \text{real}$$

The technique applied in the following is somewhat different from that used by Lehmann. With $\varphi = \psi$ and $N_k^{-1} = (2\pi)^{-3} d^4k$ the definition (7) of the spectra $\rho$ and $\sigma$ is

$$-N_k \sum_{(k_\mu; dk_\mu)} \langle 0|\psi_\alpha(0)|k\rangle\langle k|\bar{\psi}_\beta(0)|0\rangle \tag{9}$$

$$= \left\{ i(\gamma k)\rho^I_{\psi\bar{\psi}} + 1\sigma^I_{\psi\bar{\psi}} + i\gamma_5(\gamma k)\rho^{II}_{\psi\bar{\psi}} + i\gamma_5\sigma^{II}_{\psi\bar{\psi}} \right\}_{\alpha\beta} .$$

Making use of the identity

$$(-i)\frac{1}{4}\mathrm{trace}(\gamma k)\gamma_4 = k_0 \tag{10}$$

trace formation in (9) yields

$$\frac{1}{4} N_k \sum_{\alpha=1}^{4} \sum_{(k_\mu; dk_\mu)} \langle 0|\psi_\alpha(0)|k\rangle\langle k|\psi^*_\alpha(0)|0\rangle = k_0 \rho^I_{\psi\bar{\psi}} \,.$$

With the assumption of a *positive definite metric* the left hand side of this equation is positive. If, furthermore, the *vacuum axiom* is used it follows that

$$\rho^I_{\psi\bar{\psi}} > 0.$$

For the further calculation the definition

$$\frac{1}{4} N_k \sum_{\alpha,\beta} \sum_{(k_\mu; dk_\mu)} \langle k|\psi^*_\alpha(0)|0\rangle M_{\alpha\beta} \langle 0|\psi_\beta(0)|k\rangle \equiv k_0 \Sigma_M$$

is useful.

*Lemma*: If $M^2 = 1$, so that $M$ has eigenvalues $\pm 1$, then

$$-\rho^I < \Sigma_M < \rho^I; \quad \Sigma_1 = \rho^I.$$

Indeed, $1 + M$ and $1 - M$ have eigenvalues 0 and 2, therefore

$$k_0(\Sigma_1 + \Sigma_M) \geq 0 \text{ and } k_0(\Sigma_1 - \Sigma_M) \geq 0 \qquad \text{q. e. d.}$$

Taking

$$M = \frac{i}{\sqrt{\lambda}}(\gamma k); \quad M^2 = -\frac{1}{\lambda}(kk) = +1$$

multiplication of equation (9) by $-(1/4)(\gamma_4 M)_{\beta\alpha}$ and summation over $\alpha$, $\beta$ yields, making use of (10) {all other traces on the right hand side of (9) vanish},

$$k_0 \Sigma_M = \frac{1}{\sqrt{\lambda}} k_0 \sigma^I.$$

Application of the lemma then yields

$$|\sigma^I| \leq \sqrt{\lambda}\rho^I.$$

This result is contained in Lehmann's paper in the notation

$$\rho^I = \rho_1; \quad \sqrt{\lambda}\rho^I + \sigma^I = \rho_2; \quad \rho^{II} = \sigma^{II} = 0.$$

With the help of the above lemma the most general inequality can be derived at once: Put

$$M = A\gamma_5 + B\frac{1}{\sqrt{\lambda}} i(\gamma k) + C\frac{1}{\sqrt{\lambda}}(\gamma k)\gamma_5$$

with complex $c$-number coefficients $A$, $B$, $C$. The matrices with the coefficients $A$, $B$, $C$ have the square 1 and anticommute with each other. Therefore

$$M^2 = 1, \text{ if } A^2 + B^2 + C^2 = 1.$$

Multiplication of (9) with $-(1/4)(\gamma_4 M)_{\beta\alpha}$ and trace formation now yields

$$k_0 \Sigma_M = k_0(A\rho^{II} + B\frac{1}{\sqrt{\lambda}}\sigma^I + C\frac{1}{\sqrt{\lambda}}\sigma^{II}).$$

The maximum of this expression as a function of $A$, $B$, $C$ and with the subsidiary condition $A^2 + B^2 + C^2 = 1$ is attained for

$$A = \alpha\rho^{II}, \quad B = \alpha\frac{1}{\sqrt{\lambda}}\sigma^I, \quad C = \alpha\frac{1}{\sqrt{\lambda}}\sigma^{II}$$

the Lagrange multiplier $\alpha$ being determined by the subsidiary condition,

$$\alpha = (\rho^{I2} + \frac{\sigma^{I2} + \sigma^{II2}}{\lambda} - \frac{1}{2}.$$

Thus

$$(\Sigma_M)_{\max} = \sqrt{\rho^{II2} + \frac{\sigma^{I2} + \sigma^{II2}}{\lambda}}.$$

Now the *lemma* gives

$$-\rho^I < \sqrt{\rho^{II2} + \frac{\sigma^{I2} + \sigma^{II2}}{\lambda}} < \rho^I$$

or

$$\rho^{II2} + \frac{\sigma^{I2} + \sigma^{II2}}{\lambda} < \rho^{I2}.$$

This is not contained in Lehmann's paper.

More generally, linear combinations

$$\psi = \sum_i \left(C_i \psi_i + C_i' C^{-1} \bar{\psi}_i\right)$$

may be treated. Then, apart from $\rho^I_{\psi\bar{\psi}}$ etc. also $\rho^I_{\psi\psi}$ etc. and $\rho^I_{\bar{\psi}\bar{\psi}}$ etc. are involved and one is led to a form of the fourth degree which has to be positive definite.

[1] Vgl. den Brief [2778].

[2] Pauli bezieht sich auf seine im Sommer 1957 gehaltene Vorlesung über „Spezielle Probleme der Wellenmechanik" (vgl. Band **IV**/2, S. 970).

[3] Vgl. Pauli (1957c).

[4] Vgl. Lüders und Zumino (1958).

[5] Lüders und Gatto (1958).

[6] Im Wintersemester 1957/58 hielt Pauli eine (von P. Curtius ausgearbeitete) Vorlesung über die „Theorie der schwachen Wechselwirkungen."

* Nuovo Cimento **11**, 342 (1954). {Vgl. Lehmann (1954).}

** Part of lectures given by Professor Pauli at E.T.H., Zürich, in summer 1957. Notes prepared by C. P. Enz. *Not for publication*.

*** *R. Jost*, Helvetica Physica Acta **30**, 409 (1957). {Vgl. Jost (1957a).}

† *A. S. Wightman*, Physical Review **101**, 860 (1956). {Vgl. Wightman (1956).}

## [2785] Fierz an Pauli

[Basel], 11. Dezember 1957[1]

Lieber Herr Pauli!

Ihre Störungsrechnung verstehe ich sehr gut[2] – ich meine damit, daß sie gewiß die Hauptsache deutlich macht – und so zeigt sie auch genau das, was mir bedenklich vorkommt.

Man kann in dieser Theorie, wie mir scheint, nicht ohne weiteres eine S-Matrix angeben. Diese bildet ja den Anfangszustand bei $t = -\infty$ auf den Endzustand bei $t = +\infty$ ab.

Wenn man aber fragt, was ist $a_A$ für $t = -\infty$, so ist das 0.

Sie gehen nun so vor: zuerst betrachten Sie endliche Zeiten $t_1$ und $t_2$ und erhalten so

$$a_A(t_1) = C_A \sim e^{i(v_0 - v_1)T - |\alpha|T} .$$

Das hat natürlich nur dann einen Sinn, wenn T noch *endlich* ist. Damit gehen Sie in die Formel für $a_m(t_2)$ ein und erhalten so eine S-Matrix, welche nur „physikalische" Zustände verbindet. Wenn ich die Sache also richtig verstehe, sind wenigstens aus der S-Matrix-Theorie die unphysikalischen Zustände gänzlich eliminiert: für $t_1 = -\infty$ sind ihre Amplituden immer 0 zu setzen und die S-Matrix ist gerade so eingerichtet, daß für $t = +\infty$ kein unphysikalischer Zustand „sichtbar" wird.

Man hat aber, wie mir scheint, das Recht zu fragen, was denn in diesem Falle die Theorie für *endliche* Zeiten sei, die sich ebenfalls nur auf physikalische Zustände bezieht. Da wird man dann die unphysikalischen Zustände eliminieren müssen. Diese Elimination würde einem zeigen, inwiefern die Theorie nicht-lokal ist. Und das ist nun der zweite Punkt: die vorliegende Theorie ist ja nicht wirklich relativistisch. Eine ähnliche relativistische Theorie wäre wohl ebenfalls nicht-lokal. Die Frage ist nun immer die: ist überhaupt eine relativistische Theorie denkbar, bei welcher nicht-lokale Erscheinungen auf endliche Gebiete beschränkt bleiben. Ich kann mir das nicht vorstellen; und wenn es gleichwohl so etwas gibt, dann muß das sehr ungewöhnlich aussehen.

Aus Ihrem Brief habe ich gelernt, daß das Zusammenfallen der Wurzeln nicht wesentlich ist. Ferner verstehe ich, daß man nicht die S-Matrix im Raume aller Zustände herleiten soll; denn da könnte man die Amplitude $C_A$ für $t = -\infty$ um 0 setzen, was keineswegs genügt, sondern man muß nun eine S-Matrix zwischen physikalischen Zuständen ableiten, indem man die unphysikalischen Zustände eliminiert. Das macht aber in diesem Grenzfall keine besonderen Schwierigkeiten. Es sollte dann allerdings so sein, daß es gleichgültig ist, welchen „Machtspruch" bezüglich $\pm\alpha$ man wählt. In 1. Näherung ist das ja so.

Wenn wir nun noch spekulieren, dann dürfte es wohl so sein, daß die Nicht-Lokalitäten für solche Vorgänge, deren Gesamtenergie genügend klein ist, wirklich auf kleine Gebiete beschränkt bleiben. Daher wäre die folgende spinnige Idee mir trotz allem noch annehmbar:

In der Physik muß man ja stets von „abgeschlossenen Systemen" reden. In der unrelativistischen Quantentheorie führt das, nach Niels Bohr, zu „komplementären Gesetzen" – Unschärferelationen usw.

Dabei ist das, was hier ein System abgeschlossen macht, seine räumliche Abgrenzung – die Meßapparate sind auch räumlich außerhalb.

In der Feldtheorie geht das nicht. Vielleicht gibt es beliebig viele Teilchen mit beliebig großen Massen. Von all diesen Feldern kann man aber nicht gleichzeitig reden. Man redet z. B. nur von Elektronen und Licht. Tut man das aber, so muß eine gewisse Nicht-Lokalität der Theorie in Kauf genommen werden.* Formal

äußert sich diese vorerst im Auftreten der Geisterzustände, die physikalisch bedeuten, daß noch weitere Felder mit größeren Massen vorhanden sind. Ich kann leider diese Vorstellungen, die reichlich verschwommen sind, nicht recht ausdrücken. Vielleicht sind sie auch nachweisbar verkehrt. Ich schreibe Ihnen das alles, weil Sie vielleicht etwas Klareres dazu sagen könnten. Zum Schimpfen haben Sie volles Recht. Immerhin finde ich, daß von diesen, wenn auch verschwommenen Gesichtspunkten aus gesehen, Ihre Kritik an Heisenbergs Dipolgeistern mit Ruhmasse 0 voll berechtigt ist. Die Geister sollten vielmehr den Teilchen großer Massen entsprechen, von denen man nicht redet, und müssen darum selber große Massen haben. Das scheint mir auch viel besser zur Philosophie Heisenbergs mit dem Hilbertraum I und II zu passen.

Sie schreiben, daß Ihnen das „zweite Blatt" keinen Spaß gemacht hat, da Sie alles für falsch hielten. So ganz falsch war es wohl zwar nicht; aber darauf kommt es auch gar nicht an. Mir ist vielmehr erfreulich, daß mein Wider-den-Stachel-Löcken Ihnen den Antrieb gab, das, was Sie sich dachten, etwas näher auszuführen, was Sie offensichtlich in neuen Schwung brachte. Das ist ja die Hauptsache.

Mit den besten Grüßen Ihr M. Fierz

Ich schicke diesen Brief ab, wohl wissend, daß er sehr unvollkommen ist! Bitte ärgern Sie sich nicht allzusehr. M. F.

[1] Dieser Brief wurde offenbar falsch datiert (vgl. Paulis Bemerkung im Brief [2782]).
[2] Vgl. hierzu Paulis Brief [2782].
* Zugleich dürfen die Energien nie so groß werden, daß diese nichtlokalen Eigenschaften wesentlich werden. Denn würden sie das, so hätte man die Teilchen größerer Masse auch zu berücksichtigen.

## [2786] Pauli an Heisenberg

Zürich, 12. Dezember 1957

Lieber Heisenberg!

Dein Brief vom 9.[1] ist sehr interessant und mein erster Eindruck ist *positiv*. Denn die so peinliche Frage nach der Güte der Tamm-Dancoff-Näherungen spielt dabei kaum hinein, auch nicht so sehr die spezielle Wahl Deiner Lagrangefunktion (1) – ich nehme diese nur als ein Modell, habe keinen a priori Grund zu glauben, daß gerade *die* der Wirklichkeit entspricht – sondern nur das allgemeine gruppentheoretische Schema.

Nun zu meiner Hauptfrage mit den komplexen Geistern. Ich erinnerte mich wieder, daß Du mir früher schriebst (ich glaube, es steht auch in Deiner Arbeit mit Ascoli),[2] Du hättest nach *reellen* Geistern gesucht und keine gefunden. Ich finde aber, daß Du unbedingt auch nach komplexen Geistern suchen mußt. (Wenn man keine besseren Methoden hat, dann eben wenigstens mit Tamm-Dancoff-Näherungen.) Ich bin immer noch bereit zu wetten, daß welche da sind. Dagegen halte ich es nun für wahrscheinlicher, daß die komplexen Ruhmassen der Geister *diskret* sind und nicht etwa kontinuierlich.

Ich stelle mir etwa vor: so wie es physikalische Teilchen *sowohl* mit Ruhmasse 0 (Photonen und Neutrinos) *als auch* mit Ruhmasse $m \neq 0$ gibt, so gibt es auch *sowohl* Deinen Dipolgeist mit Ruhmasse 0 *als auch* andere Nullgeister mit diskreten komplexen Massenwerten.

(Es ist dann natürlich *nicht* wahr, daß der Dipolgeist „die Bedeutung Null" hat – wie ich in meinem letzten Brief schrieb – ebensowenig wie die Photonen die „Bedeutung Null" haben!) Ich meine bestimmt, Du wirst diese finden, worauf dann Dein Ansatz (3) für $S(p)$ entsprechend zu verallgemeinern wäre.

Ein allgemeines mathematisches Kriterium, *welche L keine reellen* Geister (mit Norm $\neq 0$) haben, wäre natürlich schön. Läßt sich Deine Überlegung zum Lee-Modell {diejenige, welche reelle Geister in den höheren Sektoren $N + z\theta$, $V + (z-1)\theta$ bei komplexen Wurzeln von $h(z)$ ausschließt}[3] in die Tamm-Dancoff-Mathematik übersetzen und verallgemeinern?

(Schade, daß ich die Tamm-Dancoff-Mathematik nicht beherrsche – ich habe aber auch starke Widerstände gegen sie!)

Meine allgemeine „Philosophie" ist also jetzt: es gibt böse Geister (mit negativer Norm und reeller Energie) und gute Geister (komplexe Energie mit Norm 0). Außerdem gibt es noch als eine Art Grenzwächter an der Eingangspforte zum Reich der guten Geister Deinen ambivalenten Dipolgeist, der eine gute Hälfte $V_0$ und eine böse $V_{\mathrm{Dip}}$ hat.

Die guten Geister mitsamt dem ambivalenten Grenzposten lassen sich so interpretieren, daß die Raum-Zeitbeschreibung im Großen in Ordnung bleibt und nur im Kleinen gestört wird. Dabei halte ich es für eine noch offene Frage, *welche physikalischen Fragen im Kleinen sich bei diesem Modell sinnvoll stellen lassen*.

Dein Standpunkt, daß *nur* die S-Matrix sinnvoll sei, scheint mir zu radikal![4]

Zur physikalischen Interpretation der indefiniten Metrik: Warum ist der „Propagator" auf dem Lichtkegel (wo er doch nicht beobachtet werden kann) regulär? Jost und Lehmann haben mir oft den Einwand gemacht, daß eine solche Forderung ganz überflüssig sei. Nun hat aber Källén allgemein die Vermutung geäußert (freilich nicht allgemein bewiesen; beim Lee-Modell und anderen speziellen Modellen – wie Paartheorie* – die man durchrechnen kann, stimmt sie), daß bei hohen Energien für alle Prozesse asymptotisch die Bornsche Näherung gilt, und zwar mit der *un*renormierten Kopplungskonstante. Letztere wäre dann eine *physikalische Größe*. (An dieser Stelle hielt ich schon lange die Renormierungsphilosophie für *falsch*!) Die indefinite Metrik würde dann dafür sorgen, daß die *un*renormierte Kopplungskonstante *0 ist*. Das schließt aber eine physikalische Aussage ein: In den Wirkungsquerschnitten aller Prozesse muß bei genügend hohen Energien der Term mit der Born-Näherung verschwinden; diese Wirkungsquerschnitte werden voraussichtlich bei hohen Energien nach *Null* gehen. Das scheint mir physikalisch *vernünftig* – die indefinite Metrik blendet die hohen Energien quasi ab – und hängt mit der Konvergenz der Theorie zusammen.

Ich sehe *nicht,* daß an Deinem allgemeinen gruppentheoretischen Schema sich etwas ändert, wenn außer dem Dipolgeist noch komplexe Geister vorhanden sind. (Ersteren brauchst Du wohl nur, um Coulombkräfte und Bosonen mit Ruhmasse 0 zu erhalten.)

Es wird *immer*, wie in Gleichung (3) Deines Briefes, $S(p)$ zerfallen in einen in $k$ geraden reellen und einen in $k$ ungeraden imaginären Teil, wobei der zweite die $e^{i\alpha\gamma_5}$-Invarianz zerstört. Das ist, glaube ich, *sehr allgemein* und hat mit der Lorentzgruppe zu tun (siehe meinen zweiten Brief vom 1. Dezember).[5] Ich akzeptiere also gerne Gleichung (4) mit

$$a_{\alpha\beta} + bV(\gamma_4)_{\alpha\beta} \text{ und } [a, \gamma_5] = 0.$$

Nun komme ich zu Deinem O. Ich verstehe leider noch nicht, wo die Existenz des O herkommen soll und was es mathematisch {mit den postulierten Eigenschaften (5)} bedeutet. *Da scheint mir eben die Hauptsache noch zu fehlen*. Wohl verstehe ich, daß aus der Existenz eines solchen O die Gruppe $G_O$ zu $\tau_3$ folgt – und es befriedigt mich, daß hierzu nur (4) benötigt wird – ebenso wie die 3-dimensionale Rotationsgruppe (mit $\tau_1\tau_2 = i\tau_3$, $\tau_{k^2} = 1$) für den in $k$ geraden (mit $\gamma_5$ vertauschbaren) Teil von $\gamma_4$S. Über das O will ich also noch nachdenken, was Du ja auch tun wirst.

Dabei möchte ich gerne auch noch wissen: warum gibt der in $k$ gerade Teil von $S$ zu einer so sehr viel *stärkeren* Wechselwirkung Anlaß als der in $k$ ungerade? Wie würde das bei weiteren komplexen Geistern sein? Es ist mir etwas verdächtig, daß das alles schon gehen soll *ohne* die Einteilung der Teilchen in Baryonen und Leptonen, die ich doch für ganz fundamental halte!

(Die Teilchen-Antiteilchen Konjugation C ist ja bei Dir die gewöhnliche und das Modell ist invariant gegenüber C, ebenso auch gegenüber PT.)

*Was für einer Gruppe $G_Q$ entspricht bei Dir die Erhaltung der elektrischen Ladung?* Das sollte man doch wohl wissen, wenn man O konstruieren will. {Und warum ist $Q$, im Gegensatz zu $\tau_3$, immer ganzzahlig? Nun, ich sehe, daß das aus Deiner Formel (10), nämlich $Q = u^*uV$ für (9a), 0 für (9b) schon folgt. Die Frage ist also beantwortet.}

Die beiden Vakua $\Omega_1$ und $\Omega_2$ sind mir ganz klar (das waren sie schon seit 1. Dezember), auch wie O auf *diese* wirkt. Im Moment sehe ich aber noch nicht, wie O auf andere Vektoren im Hilbertraum wirkt. Es muß doch O etwas mit der Teilchen-Antiteilchen-Konjugation C zu tun haben?

Nicht ganz unmöglich erscheint mir übrigens, daß meine *Komplex*-Geister etwas mit der *schwachen Wechselwirkung* zu tun haben.** Denn durch die Einteilung des Vakuums in zwei Hälften kann man so leicht Symmetrien verletzen.[6] Solche allgemeinen Eigenschaften sind ja so weitgehend unabhängig vom speziellen Modell {Deine *besondere* Wahl von $L$ in Gleichung (1)}.

Und wenn die komplexen Geister vielleicht auch nur *kleine* physikalische Effekte geben (was mir plausibel ist), $m(p^2) - M^2$, $M$ groß, fast-lokal!, müssen sie mathematisch doch fundamental sein. Und das *sind* ja bekanntlich die schwachen Wechselwirkungen.

Es fehlt mir ein Gesichtspunkt, um das „wirkliche“ $L$ zu finden, ferner das Verstehen der Notwendigkeit der Einteilung in Baryonen und Leptonen!

Zu Blatt II, physikalische Fragen im Kleinen: ich möchte, daß es nur im Lim $t \to \infty$ (Energieschale) reine Fälle gibt, sonst nur Gemische. Atomistische Konstitution des Meßapparates wird nun wesentlich!

Herzlichst Dein W. Pauli

[Zusatz am oberen Briefrand:] Ich habe das Gefühl, wir sind nun *nahe* einer Lösung und daß die komplexen Geister das O zerstören (schwache Wechselwirkung!).

[1] Vgl. den Brief [2780].
[2] Ascoli und Heisenberg (1957).
[3] Vgl. hierzu auch den Brief [2774].
[4] Zusatz von Pauli: „Die Frage hat mit *Messung*, *Meßapparat* und *Schnitt* zu tun!"
* Siehe meinen Pisa-Report. {Vgl. Pauli (1956b).}
[5] Vgl. den Brief [2765].
** Diese Lösung unseres Streites scheint mir im Moment sehr befriedigend!
[6] Vgl. hierzu Paulis Aufzeichnungen über „Gruppentheorie des 2-Vakuum-Systems" auf S. 745–753.

## [2787] Fierz an Pauli

[Basel], 12. Dezember 1957[1]

Lieber Herr Pauli!

Nachdem ich Ihnen gestern geschrieben habe,[2] kommt heute ein neuer Brief.[3] Ich glaube, daß das, was Sie hier sagen, an der von mir ventilierten Frage vorbeigeht.

Ich gehe von der Tatsache aus, daß man, um die Theorie sinnvoll zu machen, nicht alle möglichen Zustände des Systems zulassen darf. Was zulässig sei, und was nicht, das charakterisiert man durch das asymptotische Verhalten der Zustände. Ist das geschehen, so hat man aber ein vollständiges Funktionensystem im Raume der zulässigen Zustände.

In einer solchen Theorie sind nun aber nur solche Operatoren als „zulässige Observable" möglich, die aus dem Raume der zulässigen Zustände nicht herausführen. Bei einer *physikalischen* Fragestellung können auch nur derartige Operatoren vorkommen.

{Zulässig in diesem Sinne sind bei Bleuler-Gupta die eichinvarianten Operatoren. Betrachtet man in der unrelativistischen Wellenmechanik ein System gleicher Teilchen, so sind nur Operatoren zulässig, die in allen Teilchenkoordinaten symmetrisch sind. Im letzten Falle ist zwar das System der $\psi(\boldsymbol{x}_1, \boldsymbol{x}_2 \ldots)$-Funktionen, die z. B. in den $\boldsymbol{x}_\alpha$ antisymmetrisch sind, nicht vollständig im Raume aller Funktionen ohne Symmetrie: $F(\boldsymbol{x}_1, \boldsymbol{x}_2 \ldots)$, aber das schadet nichts.}

Die zulässigen Operatoren werden nun in unserer Theorie gewiß alle nichtlokal sein, und darin besteht eben die Nicht-Lokalität der Theorie. Man möchte aber doch genauer wissen, wie sich diese Nicht-Lokalität auswirkt. Dazu muß man aber diejenigen Operatoren allgemein charakterisieren, welche zugelassen werden können. Das läuft auf eine Elimination der unphysikalischen Zustände hinaus. In der Bleuler-Gupta-Theorie sind z. B. nur eichinvariante Operatoren zugelassen, in denen die longitudinalen und skalaren Wellen nicht vorkommen.

Man kann natürlich in unserer Theorie auch unphysikalische Operatoren studieren, wobei man die unphysikalischen Zustände mitberücksichtigen muß. Von dieser Art ist das von Ihnen betrachtete, lokale Schwankungsquadrat. Aus solchem Studium lernt man aber nicht, welche Fragen im Rahmen dieser Theorie als physikalische Fragen gelten können.[4] Und das ist doch das wichtige

Problem. Leider gibt es hier kein so einfaches Kriterium wie die Eichinvarianz. (Damit hängt zusammen, daß in der Elektrodynamik die Nebenbedingung eine Beziehung zwischen zwei unphysikalischen Zuständen: den longitudinalen und skalaren Wellen, stiftet, während bei uns die Nebenbedingung viel komplizierter ist.)

Ich hoffe, daß ich durch diese Erwägungen deutlicher gemacht habe, was ich mit „Elimination der unphysikalischen Zustände“ meine. Man *könnte* so vorgehen, daß man diese Zustände wirklich eliminiert, was zur Folge hätte, daß die Feldgleichungen und die Vertauschungs-Relationen alle nicht-lokal würden. Man kann aber auch statt dessen eine Regel suchen, die uns gestattet zu entscheiden, welche nicht-lokalen Operatoren zugelassen sind, als „Observablen“ gelten; was also die zulässigen oder „sinnvollen“ physikalischen Fragen seien.

Die allgemeinen Reden Heisenbergs, die Sie unterschreiben, interessieren mich *gar nicht*. Ich habe diese Sätze wohl gelesen – schon vor Ihrem Brief – und war von ihnen nicht befriedigt. Er sagt nämlich nur: eine Frage ist sinnvoll – die nach der S-Matrix. Andere Fragen sind sinnlos – die nach der Lokalisierung. Das sind gewissermaßen zwei Grenzfälle. Aber es muß eine Fülle weiterer sinnvoller Fragen geben, über die gar nichts gesagt wird. Ja, man hat fast den Eindruck, daß gar nicht an sie gedacht wird.

Die eine, sinnvolle Frage ist nun gerade von der Art, daß man bei ihrer Beantwortung die unphysikalischen Zustände eliminiert. In ihrem letzten Brief geschieht das ganz explizite. Zuerst rechnet man für große, wenn auch endliche Zeiten $a_m^{(1)}(t_2) = F\{a_1(t_1, a_A(t_1)\}$ aus. Dann eliminiert man mittelst der Nebenbedingung

$$a_A = C_A = \frac{\Omega B_1 \dots}{\Omega B_A \dots}$$

hieraus die Größe $C_A$, und nun geht man endlich zur Grenze $T \to \infty$ über. $C_A$ verschwindet dabei, aber das schadet nach der Elimination nichts.

Da wird also eine physikalische Frage durch Elimination der unphysikalischen Zustände beantwortet.

Nun muß ich freilich gestehen, daß mir trotz allem das, was Sie am Ende Ihres Briefes sagen, doch irgendwie einleuchtet. Diese Gesichtspunkte, die virtuellen Elemente beizubehalten, können aber, wie mir scheint, im Rahmen des Lee-Modells nicht deutlich zum Ausdruck gebracht werden. Es fehlt mir nämlich bei diesem Modell die Möglichkeit, die Lokalisierung dadurch zu verbessern, daß man neue Teilchen in die Theorie einführt. Mir schwebt, wie ich schon gestern schrieb, so etwas vor:

Man hat einen allgemeinen Rahmen, in welchem prinzipiell beliebig viele Teilchen immer größerer Masse vorkommen können. Man kann aber immer nur von endlich vielen reden. Beschließt man, von den „ersten $N$“ Teilchenarten zu handeln, so tritt in der Theorie eine $N + 1$-ste Teilchenart auf, die virtuell ist – also unphysikalisch – und die sozusagen alle weiteren Teilchenarten symbolisch vertritt.

Die Festlegung von $N$ ist ein „Schnitt“, durch welchen das, worüber in dem so bestimmten Rahmen gehandelt werden kann – physikalisch gehandelt – festliegt.

Man kann den „Schnitt“ von $N$ nach $N+1$ schreiben, wodurch der Zustand $N+1$ physikalisch wird, aber nun tritt ein Zustand $N+2$ auf, der wieder symbolisch und virtuell sein muß. Diese Spekulation kann ich freilich nicht fassen. Aber ich sehe ein, daß das radikale Eliminieren jedenfalls nie zu einer Theorie dieser Art führen kann.

Nach dieser Betrachtung würde ich sagen, daß ich Ihre Tendenz durchaus verstehen kann. Denn das Ziel muß ja jedenfalls das sein, aus dem reichlich akademischen Rahmen des Lee-Modells zu entrinnen. So gesehen ist wohl das Programm, um wirklich herauszufinden, was die physikalisch zulässigen Fragen seien, die im Rahmen des Leemodells beantwortet werden können, wenig interessant.

Und so habe ich den Eindruck, wie Niels Bohr sagen zu dürfen: wir sind viel mehr einig, als wir denken.

Mit den besten Grüßen Ihr M. Fierz

[1] Dieser Brief wurde offenbar falsch datiert (laut Paulis Bemerkung im Brief [2782] muß dieser Brief vor dem 11. Dezember verfaßt sein).
[2] Vgl. den Brief [2785].
[3] Vgl. den Brief [2779].
[4] Vgl. hierzu Paulis Bemerkung im Brief [2782].

## [2788] Pauli an Heisenberg

Zürich, 13. Dezember 1957
Iso(topen)-Spin-Problem
[1. Brief]

Lieber Heisenberg!

Den Fall, daß der „elektrische Term“ mit b V $\gamma_4$ in Deinen Vertauschungsrelationen (4)[1] vernachlässigt wird, kann ich nun einfach und elementar erledigen, *ohne* Deinen Operator O und Deine Gleichung (5) (beide sind mir suspekt). Die dreidimensionale Drehgruppe kommt qua Gruppe der unitären Transformation mit 2 komplexen Variablen (bzw. Untergruppe davon mit Determinante 1) *ganz elementar heraus.*

Die Lösung steht lustigerweise in meiner Arbeit in Nuovo Cimento **6**, 204, 1957;[2] es handelt sich nämlich *genau* um die Transformationen (I) und (II) *zusammen*

$$\psi^C = C^{-1}\bar{\psi}$$

$$\gamma_{\mu^T} = -C\gamma_\mu C^{-1}$$

$$\psi' = a\psi + b\gamma_5\psi^C; \qquad \bar{\psi}' = a^*\bar{\psi} + b^*\psi\bar{C}\gamma_5 \tag{I}$$

$$|a|^2 + |b|^2 = 1$$

$$\psi' = e^{i\alpha\gamma_5}\psi; \qquad \bar{\psi}' = e^{i\alpha\gamma_5}\,. \tag{II}$$

In Deinem Brief hast Du (I) nicht betrachtet. Wird in Deinen Vertauschungsrelationen (4) der b-Term gestrichen, so sind sie *invariant* gegenüber (I) und (II).

*Das ist schon der „Isoraum"!*

Nach einer Bemerkung von *Lee* läßt sich (I) und (II) eleganter zusammenfassen, so daß die Isomorphie mit der Gruppe U der unitären Transformationen von 2 Veränderlichen sichtbar wird.

Man führe „links" (L) und „rechts" (R) Komponenten ein mit den Projektionsoperatoren

$$\frac{1 \pm \gamma_5}{2}\text{, nämlich} \qquad \psi^L = \frac{1+\gamma_5}{2}\psi, \qquad \psi^R = \frac{1-\gamma_5}{2}\psi.$$

In einer Darstellung, wo $\gamma_5$diagonal ist (Weyl), hat dann $\psi^L$ nur 1, 2, $\psi^R$ nur 3, 4 Komponenten. Nun bilde man die $2 \times 2$ reihige Matrix

$$\Psi = \begin{pmatrix} \psi_1 & -\psi_{4^*} \\ \psi_2 & \psi_{3^*} \end{pmatrix}.$$

Meine Gruppe (I) + (II) ist dann schon mit

$$\Psi \to \Psi U; \qquad UU^+ = 1 \tag{III}$$

*identisch*.

Die Untergruppe (3-parametrig) mit der Determinante 1 ist isomorph zur Rotationsgruppe des Isoraumes und entspricht (I), während (II) zu $U = e^{i\lambda}\mathbf{1}$ gehört. In (I) ist mit $b = 0, \psi' = e^{i\alpha}\psi$ enthalten, was zur Eichgruppe der „Erhaltung der Teilchenzahl" (Teilchen minus Antiteilchen) gehört.[3]

Diese ist in der 4-parametrigen U-Gruppe schon mit dabei (Erhaltungssätze: Isotopenspin und Teilchenzahl).

Wenn $L$ und Vertauschungsrelationen die $U$-Gruppe gestalten, wird das von selbst auch bei den resultierenden Termschemen der Fall sein, die sich nach *Darstellungen* dieser Gruppe transformieren werden. Ob diese Darstellungen ein- oder zweideutig sind, hat in der Tat *nichts* mit der entsprechenden Frage für $x$-Raumdrehungen $(O_3')$ [zu] tun!

Ein türkischer Autor F. Gürsey, der in Brookhaven arbeitet, hat damit Deine Formel (9), Zusammenhang von $\omega$ und $u$, zum Teil erraten.[4] Er schreibt für das Proton-Neutronsystem (bei Vernachlässigung alles Elektrischen) mit *zwei* vierreihigen Spinoren $X\xi$ und deren „Wellenmatrizes" $X$ und $Z$ (wie oben $\Psi$) die Gleichungen an

$$\begin{aligned} D\bar{Z}^+ &= imX \quad \text{oder} \quad \gamma_\mu \frac{\partial \xi}{\partial x^\mu} = im\gamma_5 X \\ D\bar{X}^+ &= -imZ \qquad\quad \gamma_\mu \frac{\partial X}{\partial x^\mu} = +im\gamma_5 \xi\,! \end{aligned} \tag{A}$$

Hierin ist

$$D = \frac{\partial}{\partial t} - \boldsymbol{\sigma}\boldsymbol{\nabla}, \quad \bar{X} = X^{-1}\mathrm{Det.}(X)$$

die adjungierte Matrix.

Er bemerkt, daß (A) wieder invariant ist gegenüber U-Transformationen (III), obwohl hier eine Masse vorhanden ist. Er meint dazu, daß meine Transformationen eine allgemeine Bedeutung haben müssen.*

Zu den gewöhnlichen Proton (P) und Neutron (N) Wellenmatrizes geht er nun über gemäß

$$P = \frac{1}{2}X(1+\sigma_3) + \frac{1}{2}Z(1-\sigma_3)$$

$$N = \left[\frac{1}{2}X(1-\sigma_3) - \frac{1}{2}Z(1+\sigma_3)\right]\sigma_1,$$

die dann den üblichen Diracgleichungen genügen. Entsprechend gilt

$$X = \frac{1}{2}(1+\gamma_5)\psi_P + \frac{i}{2}[(1+\gamma_5)\psi_N]^C$$

$$\xi = \frac{1}{2}(1-\gamma_5)\psi_P - \frac{i}{2}[(1-\gamma_5)\psi_N]^C .$$

Es muß dies wohl Deinen Formeln (9) entsprechen, doch verstehe ich Dein O nicht, und ich halte es auch für überflüssig. Andrerseits fehlt in Deinem Brief die C-Operation. Natürlich sind Deine Vertauschungsrelationen und $L$ für starke + elektrische Wechselwirkung exakt C-invariant (wie es sein muß).

Nimmt man bei Dir das elektrische Glied mit, so gilt *außer* der *elektrischen* Ladung noch die oben erwähnte Untergruppe $\psi' = e^{i\alpha}\psi$ von (I). Man könnte dies vielleicht mit $\tau_3$ identifizieren (?). Wird der $b$-Term gestrichen, so gibt es aber *außer* der $R_3$-Gruppe (I) noch einen anderen Erhaltungssatz, der den Transformationen (II) entspricht.

Im Moment ist mir die Interpretation nicht klar. Jedenfalls sehe ich die Entbehrlichkeit Deines O.

Viele Grüße Dein W. Pauli

[Zusatz am oberen Briefrand:] Von der Deutung der schwachen Wechselwirkung mit komplexen Geistern bin ich nun ziemlich überzeugt!

Wie soll man Baryonen und Leptonen deuten? *Zwei* Spinorfelder?

[1] Vgl. den Brief [2780].
[2] Pauli (1957d).
[3] Zusatz von Pauli: „Oder ist das mit $\tau_3$ zu identifizieren?“
[4] Vgl. Gürsey (1958a). Gürsey hat in einem späteren Brief [2844] über die Motivation seiner Transformation berichtet.
* Genauer: $Z \to ZU$; $X \to X\bar{U}^+$, also $Z \to ZRe^{i\lambda}$, $X \to XRe^{-i\lambda}$.

## [2789] Pauli an Heisenberg

Zürich, 13. Dezember 1957

Brief Nr. 2

Lieber Heisenberg!

Die Analyse der Isotopenspingruppe bei Deinem Modell scheint mir *genügend*, wenn man *nur* Transformationen der Feldoperatoren $\psi_\alpha(x)$ betrachtet und die Zustandsvektoren im Hilbertraum *nicht explizite* einführt.

Wir haben dann

| | | |
|---|---|---|
| 1. Gruppe $R$ | $\psi' = a\psi + b\gamma_5\psi^C$ | $\lvert a\rvert^2 + \lvert b\rvert^2 = 1.$ |
| 1a. Untergruppe $G_U$: | $\psi' = e^{i\alpha}\psi$ | |
| 2. Gruppe $G'$ | $\psi' = e^{i\alpha\gamma_5}\psi$ | $G'$ kommutiert mit $R$. |

Bei *Vernachlässigung der elektrischen Glieder* gilt *alles*, nämlich 1 + 2, *mit* elektrischen Gliedern *nur 1a*. Wie ist das zu deuten, insbesondere 1a und 2?

Ich sehe keine andere Möglichkeit, *als 1a als zu* $\tau_3$ *gehörig* zu deuten, dagegen $2 = G'$ als *selbständige*, der Erhaltung einer „Teilchenzahl" entsprechende Gruppe.

*Bist Du einverstanden?*

Das Umgekehrte führt auf Widersprüche, da 2 keine Untergruppe von $R$ ist.

In der Schreibweise mit Wellenmatrix $\Psi$ von Gürsey wird

| | | |
|---|---|---|
| *1a.* | $\Psi' = \Psi e^{\frac{1}{2}\mathrm{i}\alpha\sigma_3}$ | $G_U$ |
| *2.* | $\Psi' = \Psi e^{\mathrm{i}\alpha}$ | $G'$ |

nicht umgekehrt.

Er macht davon die Nutzanwendung auf das Proton-Neutronsystem explizite und kommt – in völliger Übereinstimmung mit meinem eigenen Schluß – zum Resultat, daß *2.* dem Erhaltungssatz der Baryonen formal entspricht.

Während Dein Modell ohne elektrische Terme alles *richtig* gibt, führt es – wie ich nun sicher zu sehen meine – *bei Mitnahme der elektrischen Terme auf eine Schwierigkeit*:[1] Es gilt dann zwar der Erhaltungssatz für $\tau_3$ (neben dem der elektrischen Ladung), aber *kein Erhaltungssatz mehr für eine Teilchen- minus Antiteilchenzahl.*

*Stimmst Du meinem Schluß zu?* Ich sehe keinen Ausweg.

Hingegen finde ich *das gar nicht so aufregend*. Es hat ja wohl kaum einen physikalischen Sinn, einen Erhaltungssatz für Teilchenzahlen bei einem Modell zu erwarten, das die Teilung in Leptonen und Baryonen nicht enthält. Denn was sind Teilchenerhaltungssätze ohne diese fundamentale Einteilung?

Da gibt es sicher wieder viele Möglichkeiten mit 2 Spinorfeldern. Was sind Deine Ideen?

Im ganzen ist es ja ein ausgezeichneter Erfolg, wie schön und glatt die Isotopenspingruppe herauskommt. (Falls ich etwas falsch gemacht habe, lasse ich mich gerne belehren.)

Herzlichst Dein W. Pauli

[1] Zusatz von Pauli: „Da bleibt von 1 und 2 nur 1a bestehen."

## [2790] Källén an Pauli

Kopenhagen, 13. Dezember 1957
[Maschinenschrift]

Lieber Professor Pauli!

Vielen Dank für Ihren langen Brief.[1] Vielleicht ist meine Reaktion darauf positiver, als Sie erwartet haben. Zuerst aber ein Punkt, wo ich mit Ihnen *nicht* einig bin. Das betrifft die Sektoren mit mehreren schweren Teilchen. Dort bin ich mit Heisenberg einverstanden, daß man dies Problem in Einzelheiten untersuchen soll. Zwar läßt sich einfach zeigen, daß es im Weinberg-Potential keine Gleichgewichtslage gibt, aber daraus folgt nicht sofort, daß es keine gebundenen Zustände gibt. Man denke z. B. an das gewöhnliche Coulomb-Potential, wo das Potential monoton abfallend ist, aber wo es doch gebundene Zustände gibt. Dies ist aber für mich (und wahrscheinlich auch für Sie) kein wesentlicher Punkt, und wir überlassen es wohl Heisenberg und Schülern, dies zu untersuchen.

Was Ihre präzise Frage betrifft, so kann ich sie, obgleich ich ein paar Tage darüber nachgedacht habe, heute nicht ganz vollständig beantworten. Ich führe die folgenden Bezeichnungen ein. Zustände, die mit $|n\rangle$ bezeichnet werden, sind normale Zustände mit der Norm $+1$; die Zustände $|a\rangle$ und $|b\rangle$ sind Zustände mit komplexen Energien ($E_a = E_b^*$) und Norm Null. Dann ist also ein „physikalischer" Zustand $|z\rangle$ von der Form

$$|z\rangle = |n\rangle + \alpha_n(t_2 - t_1)|a\rangle \quad (\text{für } t = t_1), \tag{1}$$

wo die Konstante $\alpha$ so bestimmt werden soll, daß bei der Zeit $t_2$ kein Zustand $|b\rangle$ vorhanden ist. Dies bedeutet also

$$\langle b|U(t_2t_1)|z\rangle = \langle a|\eta U(t_2t_1)|z\rangle = 0 \tag{2}$$

oder

$$\alpha_n(t_2 - t_1) = \frac{\langle a|\eta U(t_2t_1)|n\rangle}{\langle a|\eta U(t_2t_1)|a\rangle}\,. \tag{2a}$$

Dann sagen Sie, daß die Matrix $\langle z_1|U(t_2t_1)|z_2\rangle$ unitär sei, und damit bin ich (halb) einverstanden. Man erhält sofort unter Anwendung von (2)

$$\delta_{z_1z_2} = \langle z_1|U^*\eta U|z_2\rangle$$

$$= \sum_{|n'\rangle} \langle z_1|U^*|n'\rangle\langle n'|U|z_2\rangle + \langle z_1|U^*|a\rangle \underbrace{\langle a|\eta U|z_2\rangle}_{=0} + \underbrace{\langle z_1|U^*|b\rangle}_{=0}\langle b|\eta U|z_1\rangle$$

$$= \sum_{|n'\rangle} \langle z_1|U^*|n'\rangle\langle n'|U|z_2\rangle$$

$$\left(= \sum_{|z'\rangle} \langle z_1|U^*\eta|z'\rangle\langle z'|\eta U|z_2\rangle\right). \tag{3}$$

Dagegen gilt wohl die andere „Unitaritätsgleichung“ oder

$$\sum_{|n'\rangle} \langle z_1|U|n'\rangle\langle n'|U^*|z_2\rangle = \delta_{z_1 z_2} \tag{4}$$

*nicht*, soweit ich sehen kann. Das würde die Vollständigkeit der Zustände $|z\rangle$ bedeuten, und das ist kaum möglich. Wahrscheinlich haben Sie mit Unitarität *nur* die Wahrscheinlichkeitserhaltung (3) und nicht die Vollständigkeit (4) gemeint, und soweit bin ich einig. Wenn wir jetzt $t_2 - t_1$ gegen Unendlich gehen lassen, so hat $\alpha$ in (2a) eine bestimmte und wohldefinierte Grenze, da es ein Verhältnis von zwei Größen ist, die beide exponentiell anwachsen. Halten wir also z. B. $t_1$ fest und lassen wir $t_2$ beliebig anwachsen, so haben wir keine Schwierigkeit mit (1). Es ist auch so, daß der Koeffizient der anwachsenden Wellenfunktion im Zustandsvektor verschwindet, aber ich weiß nicht wie schnell! Damit effektiv nichts übrig bleibt, muß ja der Koeffizient so schnell abnehmen, daß, wenn er mit der anwachsenden Exponentialfunktion multipliziert wird, das *Produkt* gegen Null geht. Ich glaube aber gern, daß alles wirklich in Ordnung ist – wenigstens für spezielle, nicht zu stark lokalisierte Wellenpakete und vielleicht sogar allgemein – aber es ist mir noch nicht gelungen, das genau zu zeigen. Ich hoffe, daß ich bald hierzu zurückkommen kann.

Heute schreibe ich Ihnen eigentlich, um ein wenig Philosophie zu machen. Seit ich Ihren Brief bekommen habe, so habe ich ein wenig über die allgemeine Idee der indefiniten Metrik nachgedacht. Bei früheren Gelegenheiten bin ich sehr skeptisch gewesen, das weiß ich, aber dann und wann darf ich mich vielleicht auch ändern. Ich weiß nicht genau, wie ernst Sie jetzt diese Sachen mit der indefiniten Metrik nehmen, aber ich meine jetzt, daß man entweder diese Sache *wirklich* ernst nehmen soll, oder man soll sich damit überhaupt nicht beschäftigen. Ich fange dabei mit dem Vortrag, den ich in Genf über die Idee mit der Bornschen Näherung gehalten habe,[2] an. Die dort gemachten Überlegungen sind ja gar nicht streng, aber vielleicht werden Sie mir erlauben, hier anzunehmen, daß alles, was ich dort gesagt habe, obgleich unbewiesen, doch richtig ist. Dann ist die Situation recht ernst, denn das Anwachsen der Funktion $\pi(p^2)$ bei großen Energien wegen der Zustände mit vielen Photonen ist im wesentlichen ein klassischer Effekt und hat eigentlich sehr wenig mit der Feldquantisierung zu tun. Dies ist so gemeint, daß in einer zukünftigen Theorie, wo hoffentlich eine zu $\pi(p^2)$ analoge Funktion existiert und nicht so schnell anwächst (diese Funktion ist beobachtbar, denn sie gibt im wesentlichen die Wahrscheinlichkeit, daß reelle Teilchen von einem äußeren Feld erzeugt werden, an), diese Beiträge bei hohen Energien kaum vermieden werden können, denn die klassische Grenze der Theorie darf nicht geändert werden. Um das starke Anwachsen von $\pi(p^2)$ zu kompensieren, muß man dann irgendwo in der Theorie negative Beiträge in der Summation über Zwischenzustände haben, und das heißt eine indefinite Metrik. Dies wäre also ein Argument *für* eine indefinite Metrik. Hat man sich einmal dafür entschlossen, so etwas zu machen, dann sind wohl komplexe Energien vorzuziehen, denn reelle Wurzeln mit negativer Wahrscheinlichkeit wären schwierig zu interpretieren. Dagegen kann man vielleicht die komplexen Wurzeln als *instabile Teilchen* deuten? In dieser

Weise sollte also die Konvergenz der Theorie automatisch instabile Teilchen hineinbringen, eine Idee, die ich eigentlich nicht so unsympathisch finde. In der Arbeit von Glaser und mir[3] entsprechen die instabilen Teilchen auch komplexen Wurzeln der Eigenwertgleichung, aber dort waren diese Wurzeln auf einem anderen Zweig der Riemannschen Fläche der Funktion $\phi(z)$ in Gleichung (7). Dies ist ein wichtiger Unterschied, und z. B. die Rechnung in Paragraph 3 über die Vollständigkeit der Streuzustände kann nicht mehr durchgeführt werden. Hieraus kommen die Schwierigkeiten mit zu stark lokalisierten Wellenpaketen usw. Es stört mich aber ein wenig, daß man *mathematisch* doch diese starke Lokalisierung ausführen kann. Dann kriegt man Wellenpakete mit negativen Schwankungsquadraten usw., wie wir es im April diskutiert haben. Man kann zwar sagen, daß dies offenbar Unsinn ist und soll nicht weiter diskutiert werden, aber ich möchte doch gern diese negativen Quadrate ein wenig besser verstehen. Wenn etwas mathematisch durchführbar ist, dann soll es wohl in einer guten Theorie auch etwas entsprechen, das physikalisch einigermaßen vernünftig ist. Andererseits ist es wohl befriedigend, daß die Schwierigkeiten mit der Lokalisierung eben mit den instabilen Teilchen verknüpft sind.

Meinen Sie, daß ich hier die indefinite Metrik *zu* ernst genommen habe?

Vom Springerverlag habe ich in der letzten Zeit nichts gehört. Ich meine, daß die Zeit für einen neuen, ernsten Brief an Herrn Springer bald da ist. Ich werde Ihnen nächste Woche einen Vorschlag senden.[4]

Viele Grüße Ihr sehr ergebener Gunnar Källén

[1] Vgl. den Brief [2774].
[2] Vgl. Källén (1956b).
[3] Glaser und Källén (1956).
[4] Vgl. den Brief [2796] mit Anlage.

## [2791] Lüders an Pauli

Göttingen, 13. Dezember 1957
[Maschinenschrift]

Sehr geehrter Herr Professor!

Die Beziehung zwischen dem TCP-Theorem und dem Zusammenhang zwischen Spin und Statistik sieht auf den ersten Blick etwas unentwirrbar aus: Schwinger geht ja (wenigstens in seiner ersten Arbeit)[1] so vor, daß er (im wesentlichen) das Theorem voraussetzt und hieraus den Zusammenhang zwischen Spin und Statistik ableitet (?). Nach dem schönen Beweis von Jost[2] sind das TCP-Theorem und Spin und Statistik in einem gewissen Sinne äquivalent, so daß sich beide gegenseitig stützen, ohne daß eine der beiden Aussagen unabhängig bewiesen würde. Gegen unsere (d. h. Ihren und meinen) Beweise des TCP-Theorems auf der Grundlage von Spin und Statistik kann man einwenden, daß Ihr Beweis von Spin und Statistik auf der Grundlage wechselwirkungsfreier Felder geführt wurde und daß vielleicht nicht unmittelbar klar ist, wieweit die Argumente auch in Gegenwart von Wechselwirkung

gültig bleiben. Diese Situation beunruhigte mich schon [eine] ganze Weile; schließlich schien mir am Ende meines Amerikaaufenthalts, daß man den Zusammenhang von Spin und Statistik in Gegenwart von Wechselwirkungen sowie die Vertauschungsrelationen zwischen verschiedenen Feldern unabhängig vom TCP-Theorem begründen und dann das Theorem als ableitbaren Satz gewinnen sollte. Während meines Aufenthalts in New York haben uns dann Zumino und ich an das erste Problem gemacht und sind zu einer, wie wir glauben, einigermaßen befriedigenden Lösung gekommen.[3] Darüber möchte ich Ihnen in diesem Brief berichten. Das Problem der Vertauschungsrelationen zwischen verschiedenen Feldern suchten wir auch ähnlich allgemein anzufassen; wir hatten dabei aber leider keinen Erfolg. Über eine Behandlung unter eingeschränkten Voraussetzungen habe ich Ihnen kürzlich geschrieben.[4]

Wir arbeiten mit Vakuumerwartungswerten von Produkten zweier Feldoperatoren, so daß Wechselwirkungen nicht explizit auftreten. Es werden nur einige allgemeine Postulate gemacht, die ich gleich aufzähle. Außerdem ist charakteristisch für unsere Methode, daß wir primär mit hermiteschen Feldern (also Majorana-Feldern für Spin 1/2) arbeiten. Wir halten diese für die ursprünglichen Elemente jeder Feldtheorie und möchten nicht-hermitesche Felder nur unter einschränkenden Zusatzannahmen als sinnvoll anerkennen; hierzu weiter unten. Explizit wurden nur die Spins 0 und 1/2 untersucht. Die Übertragung auf Spin 1 ist evident. Mit allgemeinen Spins wollen wir uns nicht befassen, da es uns mehr auf die Gesichtspunkte ankommt. Unsere Postulate sind:

I. Invarianz (insbesondere auch des physikalischen Vakuums) gegenüber der eigentlichen inhomogenen Lorentzgruppe.

II. Lokalität in dem Sinne, daß zwei Operatoren desselben Feldes an raumartig gelegenen Punkten entweder kommutieren oder antikommutieren. (Eine Axiomatisierung der schwächeren Jostschen Lokalitätsforderung haben wir nicht versucht.)

III. Das Vakuum ist der Zustand niedrigster Energie.

IV. Die Metrik des Hilbertraums ist positiv definit.

V. Das Vakuum wird von einem Feld nicht identisch annihiliert.

Postulat V ist ungewohnt, aber wohl nicht unsinnig: Falls es zu dem betreffenden Feld auch stabile Teilchen gibt, muß man sicher nicht-verschwindende Matrixelemente zwischen dem Vakuum und den zugehörigen Einteilchenzuständen haben; aber auch sonst sieht es so aus, als ob sich kein vernünftiger Hilbertraum konstruieren ließe, wenn Postulat V nicht erfüllt ist (das betreffende Feld kommt dann sozusagen in der Theorie gar nicht vor). Postulat II scheint mir persönlich am wenigsten befriedigend, obwohl es durch Tradition geheiligt ist; es ist schwer zu sehen, warum es nicht auch andere Formen von „Beziehungen“ zwischen Feldern an verschiedenen Punkten geben sollte.

Ich führe den Beweis für ein hermitesches Spin-0-Feld vor. Wir betrachten den Erwartungswert $\langle\varphi(x)\varphi(y)\rangle_0$. Nach (I) ist er eine invariante Funktion des Differenzvektors $x - y$, hängt für *raumartigen* Differenzvektor also nur von $(x - y)^2$ ab; somit hat man

$$\langle[\varphi(x)\varphi(y)]\rangle_0 = 0 \qquad \text{für raumartige Differenz.}$$

Damit ist man aber natürlich keineswegs fertig. Man hat aber nach (II) nur zu zeigen, daß die Annahme

$$\langle\{\varphi(x)\varphi(y)\}\rangle_0 = 0 \qquad \text{für raumartige Differenz}$$

zu einem Widerspruch führt. Aus beiden Gleichungen folgt zunächst

$$\langle\varphi(x)\varphi(y)\rangle_0 = 0 \qquad \text{für raumartige Differenz.}$$

Nach der Wightman-Methode folgt nun wegen (III), daß diese Gleichung allgemein, ohne Beschränkungen für $x - y$, gilt (ich habe diese Methode nie ganz verstanden, aber Zumino hat die Schlüsse sorgfältig geprüft). Aus (IV) folgt jetzt, daß $\varphi(x)$ das Vakuum annihiliert, was nach (V) verboten ist.

Für Spin 1/2 (d. h. Majoranafelder

$$\bar{\psi}_\alpha(x) = \psi_\beta(x)C_{\beta\alpha})$$

geht das ganz genauso. Man bildet, da später von positiver Definität Gebrauch gemacht werden soll, die Größe

$$\langle\psi^*_\beta(x)\psi_\beta(y)\rangle_0 = \eta_{\alpha\beta}\langle\psi_\alpha(x)\psi_\beta(y)\rangle_0$$

mit $\eta_{\alpha\beta} = C_{\alpha\gamma}\gamma_4\gamma_\beta$. Da dies jetzt die 4-Komponente eines Vektors ist, folgt sofort (hierbei ist $\eta_{\alpha\beta} = \eta_{\beta\alpha}$ nichtig)

$$\eta_{\alpha\beta}\langle\{\psi_\alpha(x)\psi_\beta(y)\}\rangle_0 = 0 \quad \text{für raumartige Differenz.}$$

Man führt dann in ganz analoger Weise

$$\eta_{\alpha\beta}\langle\{\psi_\alpha(x)\psi_\beta(y)\}\rangle_0 = 0 \quad \text{für raumartige Differenz}$$

zum Widerspruch.

Für Spin 1 untersucht man natürlich die 4 4- (bzw. 0 0-) Komponente eines Tensors. Wir vermuten, daß man allgemein 0 0 ... 0-Komponenten (mit doppelt soviel Nullen wie der Spin beträgt) untersuchen muß; doch wissen wir darüber nichts Genaues.

Nichthermitesche Felder scheinen uns nur dann sinnvolle Gebilde zu sein, wenn „Realteil“ und „Imaginärteil“ durch eine Eichinvarianz der Theorie

$$\varphi'(x) = \varphi(x)e^{i\alpha}, \quad \varphi^{*\prime}(x) = \varphi^*(x)e^{-i\alpha}$$

(nicht notwendig die mit der *elektrischen* Ladung verknüpfte) zusammengehalten werden. (Man kann sich überlegen, daß die Schlüsse, die Massengleichheit von Teilchen und Antiteilchen aus C-Invarianz oder TCP-Invarianz gewinnen, ebenfalls eine solche Eichinvarianz voraussetzen; vgl. neutrale K-Mesonen.) Dann hat man aber (etwa für Spin 0)

$$\langle\varphi(x)\varphi(y)\rangle_0 = \langle\varphi^*(x)\varphi^*(y)\rangle_0 .$$

Das reicht genau aus, um die „falschen“ Vertauschungsrelationen zu einem Widerspruch zu führen.

Gerade ist Ihr Brief mit den kritischen Bemerkungen zu den Vertauschungsrelationen zwischen verschiedenen Feldern gekommen. Es freut mich, daß Ihnen diese Zusammenhänge schon bekannt waren; dann wird es ja nicht ganz verkehrt sein. Mir kam es im wesentlichen darauf an, den Beweis des TCP-Theorems von den künstlich erscheinenden Voraussetzungen über solche Vertauschungsrelationen zu befreien und zugleich eine unrichtige Behauptung von Kinoshita und Sirlin[5] zu widerlegen.

Zu Dispersionsrelationen im Lee-Modell wird Ihnen Symanzik noch schreiben.[6]

Die Bürokratie im Radiation Laboratory ist in der Tat schrecklich. Vielleicht muß das bei einer so großen Institution ja so sein.

Würden Sie wohl Herrn Enz für seinen Brief danken und ihm sagen, daß ich die Kahana-Pursey-Behandlung von null verschiedener Neutrinoruhmasse[7] gar nicht verstehe (wohl aber natürlich meine eigene).

Mit vielen Grüßen Ihr G. Lüders

P. S. Für den hiesigen Mißbrauch antilinearer Operatoren bin ich nicht verantwortlich.

## Anlage zum Brief [2791]

### Lüders an Enz

Göttingen, 23. November [1957]

Sehr geehrter Herr Enz!

Haben Sie vielen Dank für die Übersendung des Vorabdrucks Ihrer neuen Arbeit (und für die beiden Sonderdrucke von Prof. Pauli). Allerdings fürchte ich, daß ich nicht so bald dazu kommen werde, die lange Arbeit wirklich sorgfältig zu lesen; mein Interesse wendet sich auch gegenwärtig anderen Fragen zu.

Zunächst zu Ihrer Frage, wo meine eigene Arbeit erscheinen wird. Leider ist die Einreichung nicht durch mich direkt erfolgt, sondern durch das Information Department des Radiation Laboratory's. Ich hatte aber Auftrag gegeben, die Arbeit dem Nuovo Cimento einzureichen; ich hoffe, das ist auch geschehen.

Ich finde eigentlich, daß Sie Pursey zu schlecht behandeln. Die Arbeit von Pursey und Kahana[8] ist doch nicht einfach eine Neuformulierung der alten Purseyschen Arbeit (allerdings meinen Sie das wohl auch nicht so); vielmehr enthält sie weitgehend dasselbe wie meine eigene Arbeit, z. B. ist die Kennzeichnung verschiedener Theorien durch Invarianten auch dort zu finden. Was das Invarianzprinzip angeht, ist allerdings auch die Arbeit von Kahana und Pursey etwas verschwommen. Kahana und Pursey sind aber in einigen Punkten besser als ich, insbesondere bei Abzählung der unabhängigen Invarianten {obwohl die dort vorgeführte Behandlung wohl nicht ganz korrekt ist: für den Normalfall (S. 10) muß man annehmen, daß

$$K_{11}{}^2 > L_{11}{}^2 + |I_{11}|^2;$$

Nichtverschwinden der einzelnen Terme reicht nicht aus}.

Vielleicht darf ich anmerken, daß bei dem Vergleich der Kahana-Pursey-Arbeit und meiner Arbeit[9] die verschiedene Definition der „Erhaltung der Leptonenladung“ zu beachten ist. Ich schließe mich an Pauli und Sie an und verstehe unter Erhaltung der Leptonenladung, daß es eine äquivalente Wechselwirkung mit Eichinvarianz gibt, während Kahana und Pursey Fehlen des doppelten Betazerfalls in niedrigster Näherung (!) fordern. Wenn ich die Formeln nach meiner Arbeit zitiere, dann bedeutet Erhaltung der Leptonenladung im Pauli-Enz-Lüders-Sinn, daß sowohl (36) als auch (37) gelten. Wenn *nicht* der Ausnahme- (oder Enz-)Fall (38) erfüllt ist, ist (37) eine Folge von (36) (Identitäten!). Leptonenerhaltung nach Kahana-Pursey erfordert nur Gleichung (36); diese Gleichung ist aber eine mathematische Folge von Gleichung (38), so daß der Enz-Fall jetzt ein spezieller Fall der Leptonenerhaltung ist (Ungleichungen!).

Ich freue mich sehr, daß Sie jetzt mit einem allgemeinen Neutrinospektrum arbeiten. Mein früherer Vorwurf einer „Modellrechnung“ wird dann natürlich gegenstandslos.

Interessant war mir, daß die naive (und natürlich eigentlich nicht gerechtfertigte) Anwendung des detaillierten Gleichgewichts auf Betazerfall und inversen Betazerfall stillschweigend das Verschwinden der Fierzterme voraussetzt.

Herrn Prof. Pauli habe ich ein Exemplar einer kurzen Note über TCP-Theorem und Greensche Funktionen[10] zusenden lassen (meine eigene Kopie habe ich allerdings noch nicht erhalten). Sagen Sie ihm doch bitte, daß diese beinahe trivialen Überlegungen nirgendwo zum Druck eingereicht, sondern nur in wenigen vervielfältigten Exemplaren hergestellt worden sind; in solcher Form sind sie dann vielleicht doch nicht ganz nutzlos.

Mit Zumino (New York) fertige ich eine Arbeit über den Zusammenhang zwischen Spin und Statistik an.[11] Ich möchte Prof. Pauli aber erst dann darüber schreiben, wenn Zumino und ich uns über unsere Auffassung ganz einig sind.

Mit freundlichen Grüßen, die ich auch Herrn Prof. Pauli zu übermitteln bitte,

Ihr G. Lüders

[1] Vgl. Schwinger (1951c).
[2] Vgl. Jost (1957a).
[3] Vgl. Lüders und Zumino (1957).
[4] Vgl. den Brief [2778].
[5] Kinoshita und Sirlin (1957d).
[6] Vgl. den Brief [2803].
[7] Vgl. Kahana und Pursey (1957).
[8] Kahana und Pursey (1957)
[9] Lüders (1958c).
[10] Vgl. Lüders und Zumino (1957).
[11] Lüders und Zumino (1958).

## [2792] Heisenberg an Pauli

Göttingen, 14. Dezember 1957[1]

Lieber Pauli!

Durch Deinen letzten Brief[2] scheint mir die Einigung zwischen uns hinsichtlich der Geisterpole- und Dipole hergestellt zu sein. Ich habe grundsätzlich nichts mehr dagegen einzuwenden, daß es auch komplexe Geisterpole gibt, wenn es nun auch noch den Geisterdipol bei der Ruhmasse Null gibt.

Du hast völlig recht damit, daß das Eigenwertspektrum aus der Theorie *folgen* muß und nicht einfach hineingesteckt werden darf. Fordern kann man wohl nur die Bedingung $\int \rho(k)dk = 1$, die eine Art von Normierung (ohne tieferen physikalischen Sinn) bedeutet. Ich glaube auch, daß schließlich auch der Geisterdipol bei der Masse Null aus der Theorie folgen muß; aber es kann sein, daß man einiges von diesem Resultat vorher durch Symmetrieforderungen hineingesteckt hat.

Hinsichtlich der Tamm-Dancoffmethode bin ich nicht viel optimistischer als Du.[3] Sie ist zum Berechnen des Eigenwertspektrums nur geeignet, wenn man es vorher schon qualitativ richtig erraten hat, und auch dann wird es nie besonders genau. (Wenn man mit Hilfe der Symmetriebetrachtungen schon qualitativ gut Bescheid weiß, mag es recht brauchbar sein.)

Aber mir ist bisher nichts Besseres eingefallen. Mitter schrieb mir, daß er sich um Verbesserungen der Tamm-Dancoff-Methode bemühe; aber irgend jemand müßte einmal eine ganz neue Methode erfinden.

Aber nun zur Gleichung

$$L = \psi^+ \gamma_\nu \frac{\partial}{\partial x_\nu} \psi + l^2 (\psi^+ (1+\gamma_5)\psi)(\psi^+ (1-\gamma_5)\psi)\,. \tag{1}$$

Ich bin hier inzwischen auf so überraschende Ergebnisse gestoßen, daß ich nicht mehr daran zweifeln kann, daß diese Gleichung bereits die richtige Gleichung der Materie ist (die schwachen Wechselwirkungen sind weggelassen), aus der alle Elementarteilchen folgen!

Zunächst eine kleine Korrektur zu meinem letzten Brief.[4] Die Bedingungen (5) für den Operator $O$ waren etwas zu unsymmetrisch formuliert. Richtig müssen sie lauten:

$$[O\psi_\beta^*]\psi_\alpha + [O\psi_\alpha]\psi_\beta^* = ObV\gamma_4^{\alpha\beta}$$

entsprechend der hermitesch Konjugierten

ferner

$$[O\psi_+^*]\psi_+ = \psi_+[O\psi_+^*] = 0, \quad [O\psi_-^*]\psi_- = \psi_-[O\psi_-^*] = 0 \tag{2}$$

mit der Definition

$$\psi_+ = \frac{1+\gamma_5}{2}\psi; \quad \psi_- = \frac{1-\gamma_5}{2}\psi.$$

In dieser Form sind sie wohl erfüllbar und ausreichend.

Nun kommt die Frage der „strange particles“. Wenn man einen Ausdruck der Form $\psi^* w|\Omega\rangle$ betrachtet, so sieht man, daß er sich bei Anwendung der Substitution

$$\psi \to e^{\pm i\alpha\gamma_5 O}\psi$$

nur wie $e^{\pm i\alpha O}$ oder $e^{\pm i\alpha}$ transformieren kann (wenn er überhaupt eine derartig einfache exponentielle Abhängigkeit hat); aber er kann z. B. nicht invariant bleiben, da zwischen $w(k)$ und $w(-k)$ keine einfachen Beziehungen bestehen. Ein Spinorteilchen vom Isospin Null oder Eins kann also *kein* Glied der Form $\psi^* w|\Omega\rangle$ enthalten. Das niedrigste Glied der Entwicklung muß etwa

$$\psi_\alpha(x)\psi^*_\beta(y)\psi^*_\gamma(z)w_{\alpha\beta\gamma}(x, y, z)|\Omega\rangle$$

lauten, oder abgekürzt geschrieben

$$\Lambda, \Sigma \to \psi\psi^*\psi^*|\Omega\rangle. \tag{3}$$

Ein solcher Ausdruck braucht nicht, wie man zunächst glauben sollte, den Isospin $\frac{1}{2}$ oder $\frac{3}{2}$ zu haben, sondern kann z. B. invariant sein (Isospin 0), da ja weder $\gamma_5$ noch $O$ mit den Größen $\psi$, $w$ und $V$ (d. h. $k$) vertauschbar sind. An dieser Stelle wird es entscheidend, daß $O$ ein Operator im Hilbertraum (und nicht im Raum der Spinindizes) ist.

Andererseits heißt die Eigenfunktion des $\pi$-Teilchens natürlich:

$$\pi \sim \psi\psi^*|\Omega\rangle\,. \tag{4}$$

Danach sieht es so aus, als bestehe das $\Lambda$-Teilchen aus Nukleon und $\pi$-Meson. Ein Gebilde aus Nukleon und $\pi$-Meson mit der trivialen Symmetrie (Isospin $\frac{1}{2}$ oder $\frac{3}{2}$) wäre natürlich nicht stabil, sondern würde in $10^{-22}$ sec zerfallen. Mit der anderen Symmetrie aber, die ja jetzt möglich ist, wird es stabil, und ich will daher die Sprechweise einführen: „Das $\Lambda$-Teilchen besteht aus einem Nukleon und einem ‚symmetrieändernden $\pi$-Teilchen‘.“ Das letztere will ich $\tilde{\pi}$ nennen. Dann lautet die Klassifizierung der Elementarteilchen:

$$\begin{array}{cc} N, P & \psi^*|\Omega\rangle \\ \pi & \psi\psi^*|\Omega\rangle \\ \Lambda\Sigma & \psi\psi^*\psi^*|\Omega\rangle = N + \tilde{\pi} \\ \Xi & \psi\psi^*\psi\psi^*\psi^*|\Omega\rangle = N + 2\tilde{\pi} \\ K & \psi\psi^*\psi\psi^*|\Omega\rangle = \pi + \tilde{\pi}\,. \end{array} \tag{5}$$

Diese Klassifizierung stimmt auch qualitativ sehr gut mit dem Massenspektrum überein. Da ich aus der Arbeit von Mitter, Kortel und mir[5] weiß, daß das $\pi$-Meson etwa 5- bis 10-mal leichter als das Nukleon herauskommt, besteht alle Aussicht, daß die Gleichung (1) die Massen qualitativ richtig wiedergeben wird. Aber auch die Leptonen scheinen aus der Theorie herauszukommen. Das ist zunächst wegen der unquantisierten Gleichung

$$\gamma_\nu \frac{\partial}{\partial x_\nu}\psi + l^2[\psi(\psi^+\psi) - \gamma_5\psi(\psi^+\gamma_5\psi)] = 0 \tag{6}$$

plausibel, da ja für Lösungen, für die $\psi = \gamma_5 \psi$ gilt, der Massenterm wegfällt. In der quantisierten Theorie muß man die Eigenwertgleichung für Spinorteilchen ableiten, so wie es in der Mitter-Kortel-Arbeit geschehen ist. Dort wird (auf S. 433) der Impulsvektor

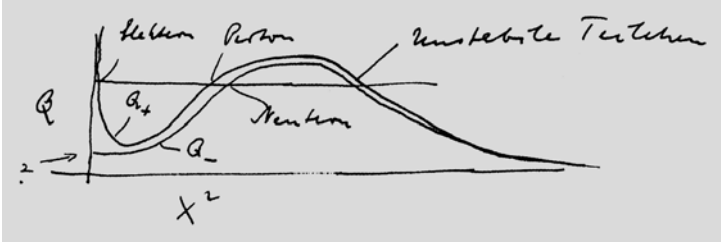
$$J_\mu, \quad \boldsymbol{J} = -i\gamma_\nu J\nu, \quad X^2 = -\frac{J^2}{\kappa^2}$$

gesetzt, und als Eigenwertgleichung ergab sich (Gleichung 31):

$$\frac{1}{\kappa}\boldsymbol{J} = \left(\frac{l}{4}\frac{\kappa}{\pi}\right)^4 \left[\frac{1}{\kappa}\boldsymbol{J}Q(X^2) + R(X^2)\right]. \tag{7}$$

Hier scheint sich jetzt folgendes zu ergeben (das ist noch nicht ganz sicher, aber ich möchte es Dir als Vermutung schreiben):

Der Term $R(X^2)$ fällt weg. Die Funktion $Q(X^2)$ aber wird wegen der Verdopplung des Vakuums und wegen der elektromagnetischen Kräfte zweideutig, wobei sich $Q_+$ und $Q_-$ nur um elektromagnetische Terme unterscheiden. Der eine Term $Q_+$ wird für $X^2 \to 0$ logarithmisch unendlich wegen der elektromagnetischen Kräfte (das war auch bei Mitter-Kortel so), der andere $Q_-$ scheint dort endlich zu bleiben, aber unbestimmt zu werden (noch fraglich!). Es ergäbe sich also folgende Figur (vgl. die Tabelle für $Q$ auf S. 433 unserer früheren Arbeit)




Die Gleichung selbst lautet:

$$\boldsymbol{J} = \left(\frac{l}{4}\frac{\kappa}{\pi}\right)^4 \boldsymbol{J}Q_\pm(X^2). \tag{8}$$

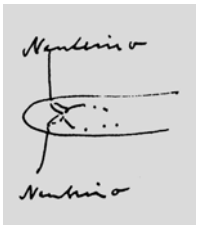
Diese Gleichung hat jedenfalls die Lösung $\boldsymbol{J} = 0$, die das Neutrino bedeutet. Die übrigen Lösungen ergeben sich aus den Schnittpunkten mit der Geraden

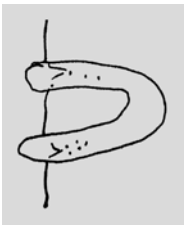
$$Q = \left(\frac{4}{l}\frac{\pi}{\kappa}\right)^4.$$

Der unterste Schnittpunkt ist das Elektron, die Kleinheit der Masse hängt mit dem logarithmischen Charakter der Singularität zusammen. Dann kommen Proton und Neutron. Daß das Neutron etwas *schwerer* ist als das Proton, kommt richtig heraus.

Daß das Neutrino überhaupt keine Wechselwirkung, das Elektron nur elektromagnetische hat, kann ich zwar noch nicht direkt sehen, es ergibt sich aber zwangsläufig (wenn auch indirekt) aus der Masse.

Wenn es z. B. für das Neutrino Wechselwirkungsgraphen irgendwelcher Art gäbe, etwa wie das Bild links,



so müßte es auch den zugehörigen Selbstenergiegraphen (Bild rechts) und damit eine Masse geben. Der gleiche Schluß beim Elektron zeigt, daß die Wechselwirkung nur elektromagnetisch ist. Aber die zugehörigen Symmetrieeigenschaften habe ich noch nicht richtig verstanden.

Schließlich das $\mu$-Meson wird sich zwanglos deuten lassen als

$$\mu\text{-Meson} \sim \begin{matrix}\text{Elektron}\\ \text{Neutrino}\end{matrix} + \tilde{\pi}\ .$$

Aber bei den Leptonen sind mir die genauen Formen der Eigenfunktionen noch nicht völlig klar.

Natürlich ist das, was ich Dir hier geschrieben habe, bisher Programm und noch keine fertige Theorie. Aber das Ganze hängt doch so gut zusammen, daß ich den Eindruck habe: es wird Tag in der Theorie der Elementarteilchen.

Wenn es wirklich wahr ist, daß Gleichung (1) schon die richtige Theorie der Materie enthält, so gibt es einen hübschen „philosophischen“ Punkt dabei. Ich hatte früher die Gleichung

$$L = \psi^{+}\gamma_{\nu}\frac{\partial}{\partial x_{\nu}}\psi + l^{2}(\psi^{+}\psi)(\psi^{+}\psi)$$

als Modell genommen, da ich glaubte, sie sei das einfachste aller nichtlinearen Spinormodelle. Aber das war eben ein Irrtum. Gleichung (1) ist einfacher, weil sie eine höhere Symmetrie besitzt. Unsere Welt ist sozusagen die einfachste aller möglichen Welten! Aber all das ist Zukunftsmusik, und vorher muß noch viel Mathematik getrieben werden.

Also viele Grüße! Dein W. Heisenberg

[1] Zusatz von Pauli: „Beantwortet nach Genf 18. XII.“
[2] Vgl. den Brief [2788].
[3] Vgl. hierzu Heisenberg (1958a).
[4] Vgl. den Brief [2780].
[5] Vgl. Heisenberg, Kortel und Mitter (1955).

## [2793] Pauli an Heisenberg

[Zürich], 15. Dezember 1957

Lieber Heisenberg!

Nachdem sich Freitag Dein Iso(topen)spinproblem in der „*un*-elektrischen Welt“ hat erledigen lassen – mit dieser meine ich die Näherung $b = 0$ in Deinen fundamentalen Vertauschungsrelationen (4) – ging ich nun dazu über, die „elektrische Welt“ noch etwas näher zu betrachten. (Ich nehme an, das Folgende enthält nichts Neues für Dich. Es ist diesmal mehr so, daß ich einige Detailfragen zu stellen habe.)

Natürlich muß man einen zur Ladung $Q$ gehörenden Vorzeichenoperator $V$ haben, wie Du ihn eingeführt hast mit $Q = \int d^3x \psi^* V \psi$.

Von $V$ (ebenso, siehe unten, von $O\gamma_5$) muß gelten, daß es mit $\psi_\alpha(x)\psi^*_\beta(x')$ vertauscht. Das kann auf viele Weisen erfüllt werden. (*Formal* ist es mir nicht ganz klar im Moment, was das bedeutet. Vielleicht kannst Du mich da noch aufklären.) Es ist mir klar: *wenn es ein $V$ gibt, muß es auch ein zugehöriges $O$ geben* mit $VO = -OV$ derart, daß $V$ und $O$ auf die beiden Vakua so wirken, wie Du im P. S. Deines Briefes vom 9. des Monats[1] gesagt hast. Die Frage ist, wie $V$ und $O$ auf die *anderen* Vektoren des Hilbertraumes wirken? In einem C-invarianten Modell besteht ja wohl die Möglichkeit einer *ein-eindeutigen* Zuordnung der Terme des einen Termsystems zu denen des anderen, die bei der Definition von $V$ gebraucht wird.

Übrigens vertauschen bei Addition und Subtraktion der beiden Vakua $\Omega_1$ und $\Omega_2$ die Operatoren $O$ und $V$ einfach ihre Rollen. In Deinen Vertauschungsrelationen (4) ist aber – natürlicherweise – $V$ vor $O$ ausgezeichnet.

Bald nachdem ich meinen letzten Brief an Dich abgeschickt hatte, sah ich, daß aufgrund Deiner Aussage (6a) auch in der elektrischen Welt *keine* Schwierigkeit mit dem *Erhaltungssatz der Baryonenzahl $N$* besteht! Wir haben in der elektrischen Welt

$$\psi \to e^{i\alpha\gamma_5 O}\psi; \quad \psi^+ \to \psi^+ e^{+i\alpha\gamma_5 O} \qquad \text{Gruppe } G_N$$

$$\psi \to e^{i\alpha V}\psi, \quad \psi^+ \to \psi^+ e^{-i\alpha V} \qquad \text{Gruppe } G_Q$$

$$\psi \to e^{i\alpha}\psi, \quad \psi^+ \to e^{-i\alpha}\psi^+ \quad \text{Gruppe } I_3 \text{ (zu } \tau_3 \text{ gehörig)}$$

mit den Gruppenbuchstaben von Hanawa.[2] (Es war nur Deine Interpretation von $G_N$ nicht richtig.)

Ich bin natürlich sehr froh, daß sich meine Transformation als so fruchtbar erweist. Übrigens ist es sehr natürlich, $\gamma_5$ diagonal zu machen, besonders wenn später Paritätsverletzungen zur Sprache kommen werden. Dein Problem der Nukleonwellenfunktionen dürfte dadurch sehr erleichtert werden. Mein Brookhaven-Türke ist dieser Sache bereits kräftig auf der Spur (unterstützt von Yang, Dyson, Nishijima, denen er dankt).[3]

In Deiner elektrischen Welt gibt es also noch keine Leptonen. Diese haben ja auch keine starken Wechselwirkungen, andererseits gibt es keine schwachen Wechselwirkungen ohne Leptonen (oder Mesonen).

Diese sind meines Erachtens mit komplexen Geistern zu verknüpfen, und ich erwarte nun sehr gespannt Deine Meinung über diese Idee von mir!

Herzlichst Dein W. Pauli

[Zusatz am oberen Briefrand:] Was ist das „wirkliche“ $L$? Für die Vertauschungsrelationen (4) kommt es ja noch nicht sehr darauf an.

[1] Vgl. den Brief [2780].
[2] Vgl. den Brief [2764].
[3] Vgl. Gürsey (1958a, S. 415).

## [2794] Pauli an Källén

Zürich, 16. Dezember 1957

Lieber Herr Källén!

Ich bin sehr froh über Ihren Brief vom 13.,[1] denn ich bin nun *ganz* der Meinung, daß man die indefinite Metrik „*wirklich* ernst nehmen“ soll, ja ich bin überhaupt bereits überzeugt, daß das der richtige Weg ist. Dasselbe Argument, das Sie betreffend die Born Näherung gebrauchen, habe ich übrigens kürzlich – fast wörtlich gleich – an Heisenberg geschrieben.[2] Das bedeutet nicht, daß ich alle Fragen beantworten kann.

1. *Die makroskopische Raum-Zeitbeschreibung bei komplexen Wurzeln:* Natürlich meinte ich *nur* die Wahrscheinlichkeitserhaltung, *nicht* die Vollständigkeit. Übrigens lasse ich gerne zugleich $t_2 \to +\infty$ und $t_1 \to -\infty$ gehen, da das Resultat für endliche $t_1$, $t_2$ von der Wahl der Halbebene abhängt. Inzwischen habe ich eine kleine Rechnung gemacht, wobei ich – mit indefiniter Metrik und *einem* Paar komplexer Energiezustände für die Wechselwirkung *Störungsrechnung* gemacht habe. Dann kommt bei Elimination des Zustandes $b$) zur Zeit $t_2$ schon alles richtig heraus, wie ich es will. *Ich bin aber sehr froh, wenn Sie darauf zurückkommen werden.*

2. Was *außer* $S$-Matrix, Energiewerten und Energieschalen bei indefiniter Metrik noch für weitere physikalische Fragen sinnvoll gestellt werden können, ist noch ein ganz offenes Problem. Heisenberg sagt einfach: „Gar keine weiteren“, aber das finde ich, ebenso wie Sie, zu radikal.

Geister sind natürlich nicht einfach dasselbe wie instabile Teilchen bei positivdefiniter Metrik. Die Instabilität *allein* (obwohl eine solche *auch* vorkommen darf) kann *nicht* das wesentliche sein. Da ist immer das neue Motiv der *Zweiteilung* (siehe unten) vorhanden, nämlich der Nullzustände in zwei Hälften, der oberen und der unteren Halbebene entsprechend. Meine „Philosophie“ ist, daß das mit einer *Trennung* eines ursprünglich Ganzen in ‚Beobachtetes‘ und ‚Beobachtungsmittel‘ zu tun haben sollte. Dieser berühmte „Schnitt“ war in der unrelativistischen Wellenmechanik schon ganz logisch eingeführt worden, nicht aber in der konventionellen Form der quantisierten Feldtheorien. Bei kleinen Raum-Zeitgebieten wird die atomistische Konstitution der Meßkörper wesentlich sein, und wenn eine mathematische Frage physikalisch unsinnige Antworten

ergibt, muß es so sein, daß dies auf eine bei der Trennung des Systems in zwei Hälften („Messung“) zustande gekommene Unbestimmtheit zu schieben ist. Insbesondere scheint es mir, daß der „reine Fall“ *unendlich* lange Zeit brauchen muß, um voll hergestellt zu werden, d. h., daß der reine Fall wirklich nur dem Limes der Energieschale entsprechen soll. Für endliche oder gar kurze Zeiten wird man ein Gemisch haben müssen. All das ist noch sehr vage, hängt aber vielleicht auch mit dem ebenfalls noch offenen Problem des „wirklichen“ Gesetzes der Wechselwirkung (Lagrangefunktion) zusammen. Wir werden die physikalische Interpretation erst allmählich aus den mathematischen Formeln herauslesen müssen.

3. Heisenberg war im November einmal hier, seitdem entspann sich ein Briefwechsel, der jetzt ein „*Flutstadium*“ erreicht hat. Er gibt jetzt zu, daß es auch komplexe Geister geben könne: er sagt, er brauche den einen Dipolgeist mit Ruhmasse 0 bei seinem Spinormodell speziell, um die Elektrodynamik zu deuten. Sein Vorhandensein könne wohl Symmetriegründe haben. Ich meine, daß zusätzliche komplexe Geister die schwache Wechselwirkung geben werden, wogegen er nichts einwendet. Meine Meinung beruht darauf, daß ich gesehen habe, wie bei der Zweiteilung in die beiden Halbebenen durch die indefinite Metrik *von selbst Symmetrieverletzungen* auf die natürlichste Weise zustande kommen (beinahe unvermeidlich), auch wenn die ursprüngliche Lagrangefunktion eine größere Symmetrie aufweist. (Bei starken und elektrischen Wechselwirkungen geht das so mit der Verletzung der Symmetrie gegen die Transformation $\psi \to e^{i\alpha\gamma_5}\psi$;* bei schwachen Wechselwirkungen hoffe ich so, die Paritätsverletzung mit komplexen Geistern verstehen zu können.)

Auf die spezielle Wahl der Lagrangefunktion bei Heisenberg lege ich keinen Wert, nur auf die allgemeinen Symmetrieverhältnisse. Diese kommen zum Ausdruck in den Vertauschungsrelationen

$$\{\psi_\alpha(x), \psi^*_\beta(x')\} = a^{\alpha\beta}(x - x') + b(x - x')V\gamma_4^{\alpha\beta}\,.$$

$V$ wird später erklärt, $a^{\alpha\beta}$ ist mit $\gamma_5$ vertauschbar, das ganze ist streng $C$-invariant (wenn nur der Dipolgeist mit Masse 0 berücksichtigt ist). $a$ geht wie

$$\gamma_4\gamma_\nu(x_\nu - x'_\nu) \to 0 \qquad \text{für } x \to x',$$

während $b$ sich wie $\log|(x_\nu - x'_\nu)^2|$ verhält.

Nun sagt Heisenberg, aufgrund seiner Rechnungen mit Ascoli, der $b$-Term sei „von elektrischer Größenordnung“, gebe zu den elektromagnetischen Wechselwirkungen Anlaß. In der „unelektrischen“ Näherung sei $b = 0$ (dort gibt es nur „starke Wechselwirkung“).

Nun hat $a^{\alpha\beta}(x - x')$ dieselben Symmetrieeigenschaften wie die entsprechenden Terme für das freie Neutrino. In der unelektrischen Näherung gelten daher die in meiner (zu ganz anderen Zwecken geschriebenen) Arbeit in Nuovo Cimento angegebenen, die Vertauschungsrelation und die Feldgesetze invariant lassenden Transformationen

$$\psi C = C^{-1}\bar{\psi}$$

$$\psi' = a\psi + b\gamma_5\psi^C; \qquad |a|^2 + |b|^2 = 1 \qquad (G_Z) \qquad \text{(I)}$$

unitäre Gruppe mit Determinante 1

von zwei komplexen Veränderlichen ($\sim$ Rotationsgruppe $R_Z$).

Das *ist* schon der Raum des Isotopenspins, der also aus dem Modell in dieser Näherung von selbst herauskommt. (Ich war beeindruckt.)

Ferner

$$\psi' = e^{i\alpha\gamma_5}\psi \qquad (G_N) \qquad \text{(II)}$$

kann leicht als Gruppe $G_N$ der Baryonenzahl gedeutet werden.

Das war ein Erfolg für die unelektrische Welt. In den „elektrischen" Termen mit dem $b(x - x')$ ist $V$ ein neuer Operator mit $V^2 = 1$, der zur elektrischen Ladung gehört

$$Q = \int (\psi^* V_+) d^3x \,.$$

Er kommt von den subtrahierten Termen mit

$$\int \frac{-ik^3}{p^2(p^2 + k^2)} p(k) dk$$

und ist mit dem Vorzeichen von $k$ verbunden.

Man soll *zwei* Vakua einführen (ich hatte nach der Unterredung mit Heisenberg im November schon ähnliche Ideen bekommen), so daß $V$ das eine mit dem anderen verknüpft. Alle physikalischen Größen bleiben aber gleich, wenn *sämtliche* Ladungen ihr Vorzeichen wechseln, so daß man auf diese Weise zu zwei Termsystemen kommt, die nicht kombinieren. Es gibt dann neben $V$ noch einen Operator $O$, für den $O\ V = -V\,O$ und der das eine Vakuum und Termsystem mit $-1$ multipliziert (das andere aber mit $+1$). Es ist dann neben

$$\psi' = e^{i\alpha\gamma}\psi \qquad G_Q$$

eben noch

$$\psi' = e^{i\alpha O\gamma_5}\psi \qquad G_N$$

und

$$\psi' = e^{i\alpha}\psi \qquad G_{I_3}$$

eine Invarianz, was *wieder* die *richtige*, in der „elektrischen Welt" *herabgesetzte* Symmetrie ist. (Heisenberg hat die Verantwortung für die relative *Größenordnung* der von den $G$-Termen herrührenden Effekte.)

Ich selbst bin in der Hierarchie der Wechselwirkungen (d. h. ihrer Stärke und Symmetrien) sehr für komplexe Geister bei den schwachen Wechselwirkungen. Ich bin noch nicht dazugekommen, einen Ansatz zu probieren.

Heisenberg rechnet über die Leptonen weiter. Alles ist im Fluß, wie wenn nun etwas „überlaufen" wollte. Mein Eindruck ist, wir werden bald viel weiter sein! Daß der eingeschlagene Weg nun der richtige ist, daran zweifle ich aber nicht mehr. Weder das „wirkliche L" noch die physikalische Interpretation außerhalb der Energieschale sind vorläufig erkannt. Beides muß sehr zusammenhängen. Immer ist ein Halbierungsmotiv entscheidend!

„Kronprinz Konrad"[3] hat mir kürzlich erzählt, sein Vater habe ihm auf seine Anfrage geantwortet, daß die Sache (nämlich das Erscheinen des „Realteiles")

nun erledigt sei. Ich würde also jetzt nicht drohen, Sie können aber, wenn Sie wollen, einen eingeschriebenen Brief schicken (sei es dem Verlag, sei es an Flügge), Sie wünschten innerhalb einer recht kurz zu bemessenden Frist nun endgültige Auskunft darüber, *wann* unser Teilband erscheint. (Den Vollzug der Trennung würde ich gar nicht in Zweifel stellen.)

Wenn Sie wollen, unterschreibe ich, Sie können es aber auch allein machen.

Viele Grüße Ihr W. Pauli

[Zusatz am oberen Briefrand:] Ich bin gerne bereit, mich Ihrer Ansicht über die höheren Sektoren des Lee-Modells anzuschließen.

[1] Vgl. den Brief [2789].
[2] Vgl. den Brief [2786].
* Heisenbergs spezielle Wahl der Lagrangefunktion ist $\{\bar{\psi}(1-\gamma_5)\psi\}\{\bar{\psi}(1+\gamma_5)\psi\}$, die diese Symmetrie *hat.*
[3] Konrad F. Springer, ein Urenkel des Verlagsgründers, hatte 1956 in Zürich wieder sein Biologiestudium aufgenommen, das er 1963 mit einer Promotion abschloß. Im gleichen Jahr wurde er Mitgesellschafter des *Springer-Verlages* (vgl. Goetze [1994, S. 42]).

## [2795] Heisenberg an Pauli

Göttingen, 16. Dezember 1957[1]

Lieber Pauli!

Mit Deiner Deutung der Isogruppe bin ich völlig einverstanden. Sie ist ein wesentlicher Gewinn, weil ich mit meinem Operator $O$ auch nicht mehr zufrieden bin. Bei Einbeziehung des b-Gliedes in die Vertauschungs-Relation sind die Verhältnisse aber natürlich wesentlich komplizierter als ohne b-Glied. Aber ich glaube, die Beziehungen hier jetzt durch einen anderen Trick als den $O$-Operator besser verständlich machen zu können (ohne daß sich an den qualitativen Schlüssen meines letzten Briefes[2] etwas ändern müßte):

Zunächst sei wieder

$$\{\psi, \psi^*\} = a + bV\gamma_4 \tag{1}$$

außerdem

$$\psi_+ = \frac{1+\gamma_5}{2}\psi; \quad \psi_- = \frac{1-\gamma_5}{2}\psi. \tag{2}$$

(Du nennst das $\psi^R$ und $\psi^L$, aber das ist ja gleich.)

Nun suche ich eine kanonische Transformation $T_\alpha$ mit der Eigenschaft

$$T_\alpha^{-1}\psi T_\alpha = e^{i\alpha\gamma_5}\psi. \tag{3}$$

Bei dieser Transformation geht die rechte Seite der Vertauschungs-Relation über in $a + bVe^{2i\alpha\gamma_5}\gamma_4$; also muß erstens $V$ ein mit $\gamma_5$ vertauschbarer Operator im Raum der $\gamma_4$, $\gamma_5$Indizes sein; zweitens ein Operator im Hilbertraum, der nicht mit $T_\alpha$ vertauschbar ist. Ich setze

$$V_+ = \frac{1+\gamma_5}{2}V; \quad V_- = \frac{1-\gamma_5}{2}V, \tag{4}$$

und es folgt

$$T_\alpha^{-1} V_+ T_\alpha = V_+ e^{2i\alpha}; \quad T_\alpha^{-1} V_- T_\alpha = V_- e^{-2i\alpha}. \tag{5}$$

Nun geht man zu den infinitesimalen Drehungen über.
Zunächst allgemein:

$$T = e^{i\alpha Q}. \tag{6}$$

Dann folgt aus der infinitesimalen Operation:

$$[Q\psi_\pm] = \mp\psi_\pm; \quad [Q, V_\pm] = \mp 2V_\pm. \tag{7}$$

(Es gehören immer alle oberen oder alle unteren Vorzeichen zusammen.) Die Eigenwerte des Operators $Q$ liegen also in ganzzahligen Abständen (sie sind faktisch einfach alle ganze Zahlen). $\psi_\pm$ ändert $Q$ jeweils um $\mp 1$; $V_\pm$ ändert es um $\mp 2$. Es ist vielleicht formal nützlich, aus $V$ nochmal die Wurzel zu ziehen und zu schreiben

$$V_+ = c_+ c_+; \quad V_- = c_- c_-. \tag{8}$$

$c_\pm$ ändert auch $Q$ um $\mp 1$, soll aber in jeder anderen Hinsicht der Einheitsoperator sein. Wenn man von den Besonderheiten der indefiniten Metrik absieht, die bewirken, daß solche Bildungen wie $\int \psi^* \psi dV$ problematisch werden, würde ich für $Q$ etwa folgendes schreiben

$$Q = \int \psi^* \gamma_5 \psi dV + n_c$$

und für $c$ die Matrizen

$c_+ (= c_-^*)$

| $n_c =$ | 1 | 2 | 3 | 4 |
|---|---|---|---|---|
| 1 | | 1 | | |
| 2 | | | 1 | |
| 3 | | | | 1 |
| 4 | | | | |

$c_- (= c_+^*)$

| $n_c$ | 1 | 2 | 3 | 4 |
|---|---|---|---|---|
| 1 | | | | |
| 2 | 1 | | | |
| 3 | | 1 | | |
| 4 | | | 1 | |

Wenn man $n_c$ von $-\infty$ bis $+\infty$ laufen läßt, kann man

$$c^* c = c c^* = 1 \tag{10}$$

fordern. Die Deutung ist jetzt klar. Das $\int \psi^* \gamma_5 \psi dV$ entspricht dem $2I_3$ ($= \sum \tau_3$ über alle Teilchen), und man kann setzen

$$Q = 2I_3 + n_c = 2q. \tag{11}$$

Für $Q$ gilt jetzt ein strenger Erhaltungssatz, und natürlich wird $q = \frac{Q}{2}$ später die gesamte Ladung bedeuten. $\frac{1}{2} n_c$ ist Deine frühere Zahl $l$! Die strenge Erhaltung von $Q$ folgt jetzt einfach aus der vollen Invarianz von $L$ *und*

Vertauschungs-Relation gegenüber $T_\alpha$. Wie steht es aber mit der Erhaltung von $I_3$ und $n_c$ einzeln?

Die Antwort lautet: für die starken Wechselwirkungen sind natürlich $I_3$ und $n_c$ getrennt erhalten (wie z. B. aus Deinen Rechnungen folgt); für die elektromagnetischen ist $n_c$ nur modulo 4, also $I_3$ nur modulo 2 erhalten, wie Prentki und d'Espagnat (mit unrichtigen Gründen) so halb geglaubt hatten. Dies ergibt sich in folgender Weise: Wegen der *gewöhnlichen* Spingruppe ist die Theorie ja invariant gegen Massenumkehr (vgl. die Arbeiten von Ouchi und anderen).[3] D. h., in den durch irgendwelche Graphen dargestellten Wechselwirkungen kann immer nur $V^2$, also entweder $c_-c_-c_-c_-$ oder $c_+c_+c_+c_+$ oder $c_+c_+c_-c_-$ etc. vorkommen. Dabei ändert sich also $n_c$ um 4 oder gar nicht. Man könnte also $n_c$ auf die Zahlen 1, 2, 3, 4 beschränken und definieren

$c_-(=c_+^*)$

| $n_c =$ | 1 | 2 | 3 | 4 |
|---|---|---|---|---|
| 1 | | 1 | | |
| 2 | | | 1 | |
| 3 | | | | 1 |
| 4 | 1 | | | |

$c_+(=c_+^*)$

| $n_c$ | 1 | 2 | 3 | 4 |
|---|---|---|---|---|
| 1 | | | | 1 |
| 2 | 1 | | | |
| 3 | | 1 | | |
| 4 | | | 1 | |

Dann gilt wieder

$$c_\mp^* c_\mp = c_\mp c_\mp^* = 1.$$

Physikalisch heißt das: ein aus vier $\Lambda_0$-Teilchen gebildeter Kern kann elektromagnetisch in 4 Neutronen übergehen. Das ist mit den Experimenten durchaus verträglich (merkwürdigerweise haben Prentki und d'Espagnat gerade das mir niemals glauben wollen!).

Ich glaube, daß damit die Zuordnung der Gruppen zu den Erhaltungssätzen völlig klargestellt ist. Die Eichgruppe $\psi \to e^{i\alpha}\psi$ usw. gehört natürlich zur Erhaltung der Baryonenzahl.

Die Darstellung der Eigenfunktionen von Neutron und Proton unter der Benutzung von $\psi_\pm$ und $c_\pm$ habe ich mir noch nicht genauer überlegt, aber es wird wohl keine Schwierigkeiten geben. Der Operator $O$ meiner früheren Briefe ist natürlich hier

$$O = i^{n_c}, \tag{12}$$

aber vielleicht braucht man ihn gar nicht mehr.

Ein mir noch nicht völlig klarer Punkt ist die Frage: Sind zwei Zustandsvektoren, die sich um den Faktor $c_k$ unterscheiden, physikalisch äquivalent?

Z. B. $\qquad \psi_+^*|\Omega\rangle \quad \text{und} \quad c_-\psi_+^*|\Omega\rangle.$

$c$ bedeutet ja so etwas Ähnliches wie einen von allen Teilchen zunächst losgelösten Isospin (da $c$ nicht von $x$ abhängt!). Ich vermute, man wird sie als äquivalent definieren müssen.

Noch ein letzter Punkt: Nach den Formeln (1) bis (7) verhält sich $\psi_+$ immer genau so wie $\psi_-^*$ und $\psi_-$ genau so wie $\psi_+^*$. Das legt den Gedanken nahe, daß man zu einer 2-Komponententheorie übergehen kann, indem man

$$\psi_+ = \psi_-^*, \quad \psi_- = \psi_+^*$$

setzt. Die zugehörige Lagrangefunktion wäre dann

$$L = \psi^* \sigma_\nu \frac{\partial}{\partial x_\nu} \psi + l^2 (\psi^* \psi^*) \psi \psi; \qquad \{\psi^*, \psi\} = a, \{\psi, \psi\} = bV. \tag{13}$$

Aber ich weiß nicht, ob das gehen wird. Das ist auch jetzt nicht meine dringendste Sorge. Ich will zuerst die Leptonen richtig verstehen.

Am Donnerstag (19. 12.) werde ich in Genf zur CERN-Sitzung sein und vielleicht am späten Nachmittag bei den Physikern über diese Dinge erzählen. Leider *muß* ich Freitag früh direkt zurück nach Göttingen fahren. Solltest Du etwa am Donnerstag nachmittag und abend auch in Genf sein können?

Viele Grüße Dein W. Heisenberg

[1] Zusatz von Pauli: „Vorläufig beantwortet nach Genf 18. XII. Ziemlich falsch!"
[2] Vgl. den Brief [2792].
[3] Vgl. Ouchi (1957).

## [2796] Källén an Pauli

Kopenhagen, 16. Dezember 1957
[Maschinenschriftliche Durchschrift]

Lieber Professor Pauli!

Ich lege einen Vorschlag eines Briefes an den Springerverlag bei sowie eine extra Kopie für Sie.[1] Ich bin vollständig darauf bereit, daß wenigstens eine sprachliche Überarbeitung notwendig ist, bis Sie den Brief unterschreiben sollen. Vielleicht möchten Sie auch mehr (oder weniger) darin haben, als was ich geschrieben habe? Sollten Sie aber gegen meine Vermutungen sofort mit diesem Brief einverstanden sein, so bitte ich Sie, den Brief im unterschriebenen Zustand an den Springerverlag weiterzusenden und mir davon erzählen. Ich sende dann sofort eine Kopie an Flügge.

Mit vielen Grüßen Ihr sehr ergebener [G. Källén]

## Anlage zum Brief [2796]

### Brief an den Springer-Verlag

Kopenhagen, 16. Dezember 1957
[Maschinenschriftliche Durchschrift]

Sehr geehrter Herr!

Am 22. Oktober haben wir in einem Brief an den Springerverlag verlangt,[2] daß Band 5 des Handbuches der Physik mit unseren Arbeiten über Wellenmechanik und Quantenelektrodynamik sofort erscheinen soll. Als Antwort dieses Briefes haben wir bis jetzt nur einen Durchschlag eines Briefes von Herrn Professor Flügge an den Springerverlag am 25. Oktober bekommen. In diesem Brief

finden wir zwar den *Vorschlag*, daß Band 5 des Handbuches in zwei Teilbände zerlegt werden soll, wobei der erste Teilband sofort und ohne den Beitrag von Schwinger erscheinen sollte, aber keine Garantie, daß dies wirklich geschehen soll. Am Ende des Briefes steht ausdrücklich, daß die Entscheidung (ob ein Band mit Schwinger oder zwei Teilbände, deren erster ohne Schwinger) sofort nach Beendigung der Umbrucharbeiten getroffen werden soll. Wir möchten jetzt darauf aufmerksam machen, daß der eine von uns (Källén) am 28. November die letzten Bögen der zweiten Korrektur seines Artikels an den Springerverlag gesendet hat und daß die zweite Korrektur des anderen Artikels schon längst abgeschlossen ist. Nach unserer Meinung muß also jetzt die Umbrucharbeit fertig sein (wenigstens unter der Voraussetzung, daß sie mit aller Kraft getrieben worden ist), und wir verlangen jetzt eine *bestimmte Aussage* und *direkt vom Springerverlag*, daß die von uns gestellte Anforderung bezüglich eines schnellen Erscheinens des Bandes 5 des Handbuches befriedigt wird.

Sollte bis spätestens zum 15. Januar 1958 entweder keine Antwort oder eine für uns unbefriedigende Antwort dieses Briefes eingetroffen sein, so behält sich der eine von uns (Källén) vor, sein Manuskript zurückzuziehen und in anderer Weise zu veröffentlichen.

Mit vorzüglicher Hochachtung

Dr. G. Källén Prof. Dr. W. Pauli

[1] Siehe die Anlage zum Brief [2796].
[2] Vgl. den Brief [2714].

## [2797] Lüders an Pauli

Göttingen, 16. Dezember 1957

Sehr geehrter Herr Professor!

Dem Brief von Herrn Symanzik wollte ich gern die Mitteilung beilegen, daß Sie mit den insgesamt sieben Fällen verschiedener Vertauschungsrelationen zwischen den von Ihnen betrachteten Feldern sicher *keinen übersehen* haben. Man kann die Mengen von Feldern, gegenüber deren Vorzeichenumkehr die Theorie invariant ist, nämlich leicht explizit konstruieren:

1. Alle Fermifelder
2. Alle geladenen Felder
3. Nukleonenfelder.

Zu jedem Paar von solchen Mengen gehört eine Kleintransformation; man hat deren also insgesamt drei. Wendet man nun auf den „Normalfall“ *keine* Kleintransformation an (1 Möglichkeit), *eine* der drei (3 Möglichkeiten), *zwei* solche Transformationen (3 Möglichkeiten) oder alle *drei* (1 Möglichkeit), so erhält man insgesamt sieben verschiedene Fälle.

Noch direkter ist die Schlußweise nach der im Anhang meiner Arbeit (die Sie hoffentlich bald erhalten) durchgeführten Algebraisierung des Problems.

Mit den besten Grüßen Ihr G. Lüders

## [2798] Thellung an Pauli

[Birmingham], (16. Dezember 1957)
[Handschriftlicher Entwurf]

Lieber Herr Professor!

Herzlichen Dank für Ihren netten Brief zu meiner Verlobung.[1] Daß Sie meine Rationalität (die mir echt vorkam) in dieser Angelegenheit nicht glauben, hat mich beeindruckt und beschäftigt. Bei Ihrer großen Erfahrung in der Heirats-Psychologie Ihrer Assistenten werden Sie wohl recht haben, und ich bin glücklich, daß Sie so optimistisch sind.

Daß Ihnen Athen so gut gefallen hat, freut mich natürlich sehr.* Ich bin neugierig, noch mehr darüber zu hören.

Ich werde an Weihnachten ganz kurz in Zürich sein und gehe dann mit Anja skifahren. Wahrscheinlich wird die Zeit nicht reichen, um im Institut vorbeizukommen. Für den Fall, daß ich Sie nicht sehe, wünsche ich Ihnen schon jetzt schöne Weihnachten und alles Gute für das neue Jahr.

Chester und ich haben jetzt einen Weg gefunden, wie man die Formel für die elektrische Leitfähigkeit in Metallen ohne Benutzung der Boltzmann-Gleichung (mit ihren verschiedenen Nachteilen, z. B. wiederholte Mittelung über die Phasen) herleiten und vermutlich erweitern kann.[2] Der durch van Hove in seinen letzten Arbeiten in Physica entwickelte Formalismus[3] erweist sich dabei als äußerst nützlich. Die Wärmeleitung in dielektrischen Kristallen bei tiefen Temperaturen hat ebenfalls einige Fortschritte gemacht.[4]

Seit dem Herbst haben wir Schrieffer hier (von der Bardeen-Cooper-Schrieffer-Theorie der Supraleitung). Valatin hat eine mathematische Verbesserung der B C S-Theorie gefunden,** aber die wesentlichen Probleme (bessere Begründung der Hamiltonfunktion und Einführung von eichinvarianten Größen) hat er auch nicht gelöst.[5] Dennoch wollte er zusammen mit Schrieffer und Schultz ein Paper schreiben.[6] Ich habe Schrieffers Weitsicht bewundert, der sich sehr bald elegant zurückgezogen hat. Dagegen hat sich Schultz – trotz meiner Warnung – in die Sache eingelassen. Das Resultat war, daß man in ansehnlicher Entfernung von dem Zimmer, in dem Schultz und Valatin arbeiten, hören konnte, wie die beiden sich anbrüllten (obwohl Schultz sonst ein friedfertiger und diplomatischer Mensch ist). Schlußresultat: Auch Schultz will nun seinen Namen nicht mehr auf dem Paper stehen haben!

[Schluß fehlt]

[1] Vgl. den Brief [2716].

* Ich hatte Pauli mit Begeisterung von meinen Griechenlandreisen erzählt. {Vgl. auch den Kommentar zum Brief [2698].}

[2] Thellung erläutert, zusammen „mit Chester begann ich über elektrische Leitfähigkeit in Metallen zu arbeiten, ohne Boltzmanngleichung; Auswertung der Kubo-Formel mit Hilfe des van Hoveschen Formalismus. Wiedemann-Franz kam erst später, als ich in Zürich war.“ Vgl. Chester und Thellung (1959 und 1961).

[3] Vgl. van Hove (1955b, 1956a und 1957a).

[4] Siehe hierzu auch die Bemerkung zum Brief [2716].

** [Anmerkung von Thellung:] In der frühen Literatur *Bogoljubov-Valatin-Transformation* genannt.

[5] Vgl. Valatin (1958) und Bogoljubov (1958a) sowie die historischen Darstellungen von Schrieffer (1992), Pines (1992) und Herring (1992) im April-Heft von *Physics Today* 1992.
[6] Theodore D. Schultz, der damals ebenfalls bei Peierls in Birmingham arbeitete, ging später als *condensed-matter theorist* zum *IBM Watson Research Center* nach Yorktown Heights, N. Y.

## [2799] Pauli an Källén

Zürich, 17. Dezember 1957
Betrifft: *Springer*

Lieber Herr Källén!

Nachdem ich Ihnen gestern einen Physikbrief geschrieben habe,[1] erhielt ich heute eine weitere Information über die Springerangelegenheit von *Jensen*. (Er ist zur Zeit in USA, kommt am 3. Januar zurück. Mit Springer hat er viel zu tun in Heidelberg wegen Zeitschrift für Physik.)

Er habe also, bevor er abreiste, von Herrn Goetze (der im Springer-Verlag ist)[2] folgendes gehört: sie hielten dort die Teilung des Bandes für sehr vernünftig, sie wollten aber „nur der Form halber“ an Schwinger um sein Einverständnis schreiben. – Dies scheint mir die Situation zu erklären. Die Ignoranten meinen einfach, Schwinger sei ein normaler Mensch und wissen nicht, daß er *nie* Briefe beantwortet (und solche Anfragen schon gar nicht).

Aber das wäre ja ganz einfach: der Verlag soll nun einfach Schwinger die vollzogene Tatsache mitteilen mit der Bemerkung, daß er nicht geantwortet habe, nehme man an, er sei einverstanden.

Wenn Sie also an Springer schreiben, soll man nicht grob sein, sondern nach dem Zeitpunkt des Erscheinens fragen und den Standpunkt „qui tacet, consentire videtur“[3] deutlich genug zum Ausdruck bringen.

Viele Grüße Ihr W. Pauli

[1] Vgl. den Brief [2794].
[2] Heinz Goetze war seit 1949 beim Springer-Verlag tätig und war Anfang 1957 zum Mitgesellschafter des Verlages geworden (vgl. Goetze [1994, S. 40ff.]).
[3] Wer schweigt, scheint zuzustimmen. Dieser von dem Papst Bonifaz VIII. vertretene Grundsatz wurde auch schon in Ciceros Verteidigungsschrift *Pro Sestio oratio* **18**, 40 genannt.

## [2800] Pauli an Lüders

Zürich, 17. Dezember 1957

Sehr geehrter Herr Lüders!

Dank für Ihren Brief vom 13.[1]

Die Mathematik ist ja sehr einfach und zeigt, wie einschneidend die Lokalitätsforderung II ist. Deren physikalische Bedeutung (in dieser so weiten Form) ist jedoch sicher gar nicht so einfach.

Einfach ist dagegen die Wightman-Methode in diesem Spezialfall von nur *zwei* Feldfaktoren, da sie dann nur auf komplexer Funktionentheorie von nur *einer* Variable beruht.

Sie werden davon sicher alles verstehen, wenn Sie meine Vorlesungsnotizen über die alte Lehmann-Arbeit[2] erhalten werden. (Sie sind nun fertig und werden jetzt verschickt.)

Enz läßt auch grüßen, ich habe ihm Ihren Satz ausgerichtet.

Mit vielen Grüßen Ihr W. Pauli

P. S. Mißbrauch läßt sich manchmal in normalen Gebrauch verwandeln. Dabei kommt es erfahrungsgemäß sehr darauf an, wer ihn macht. Ich glaube, in diesem Fall braucht man nur einfach das *Wort* „antilinear" wegzulassen.

[1] Vgl. den Brief [2791].
[2] Vgl. das in der Anlage zum Brief [2784] wiedergegebene Manuskript.

## [2801] Källén an Pauli

Kopenhagen, 17. Dezember 1957
[Maschinenschrift]

Lieber Professor Pauli!

Heute habe ich eine kleine Rechnung, die zwar nicht exakt ist, die aber hoffentlich doch die wesentlichen Züge der komplexen Energien richtig behandelt. Weiter bezieht sich die Rechnung nicht speziell auf den Sektor $(N + 2\theta, V + \theta)$ im Lee-Modell, sondern ist allgemeiner. Außerdem hat sie den Vorteil, daß sie recht explizit ist. Ich nehme also an, daß wir einen Hamiltonoperator $H$ haben, der eine Summe von zwei Teilen $H_0 + H_1$ ist, wobei die Zustände $|a\rangle$ und $|b\rangle$ sowie die Zustände $|n\rangle$ mit positiver Norm *Eigenzustände von* $H_0$ sind. $H_0$ ist also *nicht* der gewöhnliche Operator $H_0$ im Lee-Modell, sondern etwa die Wechselwirkung im Sektor $(N + \theta, V)$ ist auch darin einbegriffen. Dies ist zwar keine sehr scharfe Definition, aber ich hoffe, daß Sie verstehen, was ich haben will? Dann machen wir Störungstheorie mit $H_1$, um die Übergänge zwischen diesen Zuständen zu studieren. In einer solchen Rechnung sollten wohl die Schwierigkeiten mit der Lokalisierung und den komplexen Energien gut zum Ausdruck kommen. Sind Sie damit einverstanden? Die Rechnung ist dann an sich ganz banal und liefert z. B. für die Matrix $U(t_2, t_1)$ den Ausdruck

$$U(t_2, t_1) = [1 - i \int_{t_1}^{t_2} dt' e^{iH_0(t'-t)} H_1 e^{-iH_0(t'-t)}] e^{-iH_0 t}. \tag{1}$$

Nennen wir $t_2 - t_1 = T$, so wird die Konstante $\alpha$ in meinem vorigen Brief

$$\alpha_n(T) = -\frac{\langle a|\eta H_1|n\rangle}{\langle a|\eta H_1|a\rangle} \frac{2i\Gamma}{M - E_n + i\Gamma} \frac{e^{[i(M-E_n)-\Gamma]T} - 1}{e^{-2\Gamma T} - 1}. \tag{2}$$

$$E_b = M + i\Gamma; \quad E_a = M - i\Gamma; \quad \Gamma > 0. \tag{2a}$$

Lassen wir hier $T$ sehr groß werden, so folgt

$$\alpha_n(T) \approx \frac{-2i\Gamma}{M - E_n + i\Gamma} \frac{\langle a|\eta H_1|n\rangle}{\langle a|\eta H_1|a\rangle}, \quad \Gamma T \gg 1. \tag{3}$$

Fangen wir für $t = t_1$ mit einem Wellenpaket

$$|\psi(t_1)\rangle = \sum_n a_n(|n\rangle + \alpha_n|a\rangle) \tag{4}$$

an, so ist der Koeffizient für den Zustand $|b\rangle$ für $t = t_1 + T + \tau$ ($\tau \neq 0$ ist also die Zeit, während welcher das Wellenpaket nach der Streuung beobachtet wird)

$$-i \sum_n a_n e^{iE_n(T+\tau)} \frac{\langle a|\eta H_1|n\rangle}{M - E_n + i\Gamma}[1 - e^{+\Gamma\tau} e^{i(E_n - M)\tau}]. \tag{5}$$

Wesentlich ist also, daß hier nur $\Gamma\tau$ (aber nicht $\Gamma T$)* auftritt. Wir können also bei festem $\tau$, $T$ gegen Unendlich gehen lassen, ohne mit divergierenden Exponentialfunktionen Schwierigkeiten zu haben. Dies ist also sehr befriedigend. Weiter ist die Amplitude für den Zustand $|b\rangle$ mit einem Faktor

$$\langle a|\eta H_1|n\rangle/(M - E_n + i\Gamma)$$

multipliziert. Wenn also $M - E_n$ viel größer als $|\langle a|\eta H_1|n\rangle|$ ist, ist diese Amplitude sehr klein. Die Bedingung

$$M - E_n \gg |\langle a|\eta H_1|n\rangle| \tag{6}$$

bedeutet aber eben, daß man nicht zu stark lokalisieren darf. Es ist aber auch etwas anderes aus dieser Rechnung herausgekommen. Wenn *auch* die Ungleichung

$$M - E_n \gg \Gamma \tag{7}$$

gilt, so sehen wir aus (3), daß $\alpha_n(T)$ *auch* sehr klein ist. Dies heißt, daß weder der Zustand $|a\rangle$ noch der Zustand $|b\rangle$ etwas bedeutet.

Es scheint mir, daß durch diese Rechnung *alle* Ihre Vermutungen bestätigt worden sind, oder verlangen Sie mehr?

Mit vielen Grüßen Ihr sehr ergebener Gunnar Källén

* Glieder mit $e^{-\Gamma T}$ sind in (5) weggelassen worden.

## [2802] Pauli an Heisenberg

Zürich, 18. Dezember 1957

Lieber Heisenberg!

Dank für Deine Briefe vom 14. und 16.[1]

Entgegen Deiner Ansicht finde ich, daß die Eichgruppe zu $\tau_3$, die Baryonenzahl aber zu $e^{i\alpha\gamma_5}$ gehören muß. Das scheint mir eindeutig aus der Gruppenstruktur hervorzugehen.

Deine Lagrangefunktion besitzt ja eindeutig die *beiden* Gruppen

$$\psi' = a\psi + b\gamma_5\psi^C \quad \text{mit } |a|^2 + |b|^2 = 1 \tag{I}$$

$$\psi' = e^{i\alpha\gamma_5}\psi. \tag{II}$$

Dasselbe gilt dann natürlich von den Vertauschungsrelationen in der unelektrischen Näherung (Dein $b = 0$).

Ich sehe daher nicht, wie man die Zuordnung anders machen kann als ich. {Ferner scheint mir die Majoranaverkürzung die Gruppe (I) zu zerstören. Das ist ja alles wie beim Neutrino.}

Ich glaube, Du irrst Dich da einfach und ich glaube auch, daß Deine Theorie nur *schöner* werden wird, wenn Du meine Interpretation von (II) als zur Baryonenzahl gehörig annimmst. (Sie stimmt mit Gürsey überein.)

Eine sehr viel tiefere und kapitale Frage ist, wie im Detail die Symmetrieverletzungen bei der mit der Interpretation von Dipol- und komplexen Geistern verbundenen *Zweiteilung* exakt mathematisch zu fassen sind. Deinen Brief vom 16.[2] habe ich noch nicht studieren können, kann mich aber Deiner (mod. 4)-Physik nicht anschließen, eben weil ich die Deutung der $e^{i\alpha\gamma_5}$-Transformation[3] als zu $\tau_3$ gehörig für unhaltbar halte.

Physikalisch glaube ich, daß die Zweiteilung etwas mit Deinem alten Begriff „Schnitt“ (zwischen Beobachter und beobachtetem System) zu tun haben muß. Dieser ist zwar in die unrelativistische Wellenmechanik ganz richtig inkorporiert worden, nicht aber in die quantisierte Feldtheorie. Und nun zeigt sich: *man muß halbieren*! Ist an sich überaus befriedigend!

Nach Genf kann ich leider nicht kommen, da ich morgen Vorlesung habe. Es ist wohl für die Sache auch besser, wenn ich in Ruhe über die Schnitt-Mathematik nachdenke. Zunächst scheint mir Dein Operator $O$ nicht schlimmer als Dein Operator $V$. Wenn es ein $V$ mit $V^2 = 1$ gibt, soll es ja auch ein $O$ mit $OV + VO \equiv 0$ geben. Hier scheint sich mir eine Wiederholung der $\sigma'$ auf größerer Basis anzudeuten, die mir an sich gefällt

$$V = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \equiv \Sigma_1, \quad O = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} = \Sigma_3, \quad \Sigma_2 = iOV.$$

Ich möchte nicht so stark den einen Operator vor dem anderen bevorzugen, obwohl nur einer ($V$) in den Vertauschungsrelationen vorkommt. (Mit „Antilinearität“ hat freilich „Antikommutativität“ nichts zu tun.)

Wenn Du nur Deinen Zuordnungsirrtum berichtigen könntest und mit der Zuordnung des $\tau_3$ zur Eichgruppe einverstanden wärest.

Deine Gegengründe verstehe ich nicht; denn ich sehe nicht, was für Schwierigkeiten daraus erwachsen könnten. Ich glaube, Deine Betrachtungen über Mesonen (K und $\pi$-Teilchen) und Hyperonen werden dann nur noch viel schöner und glatter gehen!

Ferner verspreche ich mir Fortschritte in der Leptonfrage davon. Dies ist ein kapitales Problem, und Dein Brief vom 14. tönt verheißungsvoll. Ich vermute, daß Du im Prinzip schon recht hast und daß eben Deine falsche Gruppenzuordnung (also gehe ernstlich in Dich!) Dir die Schwierigkeiten verursacht.

Sehr froh bin ich über Deine prinzipielle Zustimmung zu komplexen Geistern. Källén hat übrigens geschrieben, daß er betreffend die höheren Sektoren des Lee-Modells ganz Deine Ansicht teilt,[4] daß diese im Falle der komplexen Wurzeln noch untersucht werden müssen (was natürlich Deinen Schülern überlassen bleibt).[5] Aber das ist ja nun eine sekundäre Sache.

Viel wichtiger ist: Källén hat nun auch eine *viel positivere Ansicht über die indefinite Metrik*. Und zwar hat er fast wörtlich dasselbe Argument *zugunsten* der indefiniten Metrik – das mit der Born Näherung bei hohen Energien – entwickelt, das ich Dir neulich geschrieben habe.[6] Er sieht auch eine gewisse Art von mathematischer Unmöglichkeit, wenn man *nicht* zur indefiniten Metrik übergeht.

Bald wird es wohl keinen bedeutenden Vertreter der Gegenansicht mehr geben (vielleicht werden Jost und Lehmann die letzten Opponenten sein. Jost sagte noch im Frühjahr „Gift“ über die indefinite Metrik; und Källén sagte vor kurzem noch „lächerlich“, zieht das aber nun völlig zurück).

Ich bin auch ganz einig mit Deinem Programm, es zunächst einmal mit einem einzigen Spinorfeld zu versuchen.

Bei Deiner Lagrangefunktion stört mich sehr das + Zeichen in der Mitte. Warum zwei logisch unabhängige Teile? Das Abspalten eines „kräftefreien“ Teiles ist vielleicht nur ein *Relikt* aus der Zeit der Störungsrechnung, wo man mit den freien Teilchen anfing.

Natürlich bin ich aber mit den Gruppeneigenschaften Deines L einverstanden.

Also inzwischen denke ich nach. Falls es etwas Neues gibt, bin ich morgen (Donnerstag) abend telefonisch zu Hause erreichbar (etwa ab 20 Uhr; Tel. 249948). Wenn ich etwas habe, schreibe ich wieder nach Göttingen.

Grüße, bitte, alle in Genf, besonders Ferretti, Weisskopf. Erzähle Ihnen, bitte, nur von unserer prinzipiellen Einigung und wie nun alles in neuem Fluß ist!

Stets Dein W. Pauli

[Zusätze von Heisenberg am oberen Briefrand:]

Ist $O$ einfach mit Ladungskonjugation identisch?

Wirkt es auf alle folgenden $\psi$??

$e^{i\alpha\gamma_5}$ nicht streng, daher nicht Baryonenzahl?

$e^{i\alpha}$ Baryonenzahl

$e^{i\alpha\gamma_5 O}$ Ladung

## Anlage zum Brief [2802]

*Elementares* zu Ladungskonjugation

Weyl-Darstellung

$$\gamma^5 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}, \quad \gamma^4 = \begin{pmatrix} 0 & I \\ I & 0 \end{pmatrix}, \quad \gamma^k = \begin{pmatrix} 0 & -i\sigma_k \\ +i\sigma_k & 0 \end{pmatrix}. \quad k = 1, 2, 3$$

{Warnung: In Gleichung (15′), p. 225 meines Handbuchartikels ist ein Vorzeichenfehler.}[7]

Ist $\psi_1, \psi_2; \psi_3, \psi_4$ der Diracspinor, so ist N. B. $\psi^{CC} \equiv \psi$.

$$\psi^C \equiv (-\psi_4^*, \psi_3^*; \psi_2^*, -\psi_1^*)$$

$$\gamma_5 \psi^C \equiv (-\psi_4^*, \psi_3^*; -\psi_2^*, \psi_1^*).$$

N. B. $\psi^C$ genügt derselben Diracgleichung wie $\psi'$ (auch mit Masse).

$$\bar{\psi} = \psi^* \gamma^4 = (\psi_3^*, \psi_4^*, \psi_1^*, \psi_2^*)$$

*Matrix*

$$\Psi = \begin{pmatrix} \psi_1 & -\psi_4^* \\ \psi_2 & \psi_3^* \end{pmatrix}$$

$$\left(\bar{\psi} \frac{1+\gamma_5}{2} \psi\right) = (\psi_3^* \psi_1 + \psi_4^* \psi_2) = \text{Determinante } \Psi$$

$$\left(\bar{\psi} \frac{1+\gamma_5}{2} \psi\right) = (\psi_1^* \psi_3 + \psi_2^* \psi_4) = (\text{Determinante } \Psi)^* = \left(\bar{\psi} \frac{1+\gamma_5}{2} \psi\right)^*$$

Term *4*. Ordnung in $L$ ist (N. B. Man soll hier eigentlich Kommutator schreiben – Reihenfolge der Faktoren.)

$$L_{\text{int}} = l^2 \left(\bar{\psi} \frac{1+\gamma_5}{2} \psi\right) \left(\bar{\psi} \frac{1+\gamma_5}{2} \psi\right) = l^2 |\text{Det.}\Psi|^2.$$

Wenn nun

$$\Psi' = \Psi U \text{ und } U U^+ = 1,$$

so

$$\text{Det. } U = e^{2i\alpha},$$

so

$$(\text{Det. } \Psi)' = (\text{Det. } \Psi) e^{2i\alpha}$$

$$|\text{Det.}\Psi|^2 \text{ invariant}$$

was zu beweisen war.

Weiteres Elementare über

$$\psi' = a\psi + b\gamma_5 \psi^C \qquad |a|^2 + |b|^2 = 1.$$

Dies gibt

$$\psi_1' = a\psi_1 - b\psi_4^*$$
$$\psi_2' = a\psi_2 + b\psi_3^*$$
$$\psi_3' = a\psi_3 - b\psi_2^*$$
$$\psi_4' = a\psi_4 + b\psi_1^* .$$

Daher

$$(-\psi_4')^* = a(-\psi_4) - b^*\psi_1$$
$$\psi_3'^* = a^*\psi_3^* - b^*\psi_2 .$$

Mit $\Psi = \begin{pmatrix} \psi_1 & -\psi_4^* \\ \psi_2 & \psi_3^* \end{pmatrix}$ läßt sich das schreiben (zusammenfassen)

$$\Psi' = \Psi U \text{ mit } U = \begin{pmatrix} a & -b^* \\ b & a^* \end{pmatrix}, \quad U^* = \begin{pmatrix} a^* & b^* \\ -b & a \end{pmatrix} \qquad \text{(I)}$$

hier speziell Det. $U = 1$. – *Isospin*.

Rotationsgruppe

Für $\Psi' = \Psi e^{i\alpha}$, dagegen Det. $U = e^{2i\alpha}$ (II)

*Baryonenzahl*

$$\psi_1' = \psi_1 e^{i\alpha}, \qquad \psi_2' = \psi_2 e^{i\alpha}$$
$$(-\psi_4^*)' = (-\psi_4)e^{i\alpha}, \qquad \psi_3^{*\prime} = \psi_3 e^{i\alpha}$$
$$(\psi_1, \psi_2)' = (\psi_1, \psi_2)e^{i\alpha}; \quad (\psi_3, \psi_4)' = (\psi_3, \psi_4)e^{-i\alpha}$$
$$\psi' = e^{i\alpha\gamma_5}\psi .$$

Der andere Term $\bar{\psi}\gamma^\nu \frac{\partial}{\partial x^\nu}\psi$ hat dieselbe Invarianz. (Ein Ruhmassenterm würde sie *stören*, ebenso der Term mit $b\gamma_4$ in den Vertauschungsrelationen.)

Wenn jemand *nichts* von Schnitt und Subtraktion weiß, würde er also sagen: die Theorie ist (I) und (II) invariant.

[Zusatz am oberen Briefrand:] Resumé: Die Symmetrie- und Gruppeneigenschaft Deines $L$ ist großartig! Herzlichst W. P.

[1] Vgl. die Briefe [2792 und 2795].
[2] Vgl. den Brief [2795].
[3] Zusatz von Pauli: „Die vertauscht ja mit (I), kann niemals $\tau_3$ sein!“
[4] Vgl. den Brief [2790].
[5] Vgl. hierzu den Brief [2790].
[6] Siehe den Brief [2786].
[7] Pauli (1933a, S. 225). Dieser Vorzeichenfehler blieb auch in der englischen Übersetzung des Handbuchartikels von P. Achutan und K. Venkatesan [1980, S. 155] stehen, obwohl er in der noch von Pauli betreuten Neuausgabe (1958b, S. 148) bereits korrigiert worden war.

## [2803] Symanzik an Pauli

Göttingen, 18. Dezember 1957
[Maschinenschrift]

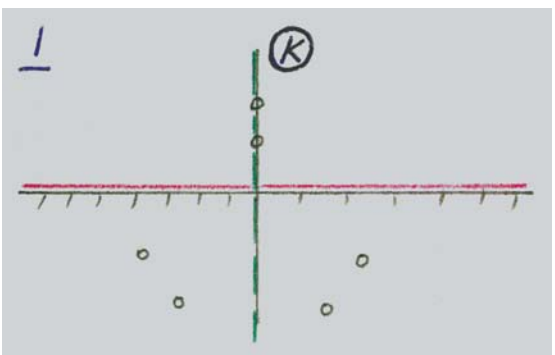
Sehr verehrter Herr Professor!

Herr Lüders hat mir Ihre Frage vorgelegt; ich hatte mir die Dispersionsverhältnisse für das Lee-Modell schon früher einmal angesehen, habe mir aber die Resultate erst wieder zusammensuchen müssen.

Zunächst will ich die Dispersionsverhältnisse in konventionellen Theorien beschreiben. Man unterscheidet: Partialwellenstreuung einerseits und Vorwärts-, gegebenenfalls auch Seitwärtsstreuung bei fester Impulsübertragung andererseits.

Über die Partialwellenwellenanalytizität (z. B. $S$-Streuung) ist nur etwas wirklich bekannt für Potentialstreuung. Im nichtrelativistischen Fall, bei Reichweite $a$, ist

$$e^{2ika+2i\delta(k)}$$




analytisch in der oberen $K$-Halbebene, mit reellen Werten längs der positiv imaginären Achse, soweit dort nicht Pole mit positivem Residuum von den geb. Zuständen liegen. (Jost, Pais etc.) Ja, es gibt gemäß $S(k)S(-K) = 1$ auch eine Fortsetzung in die untere Halbebene. Bei unendlicher Reichweite gibt es Fortsetzung in einem Streifen, dessen Breite durch die Stärke des Abfalls des Potentials bestimmt ist (Bargmann). Im relativistischen Fall, d. h. Klein-Gordon-Gleichung mit Potential, ist es (selbst bei endlicher Masse!) ganz genau so, wie

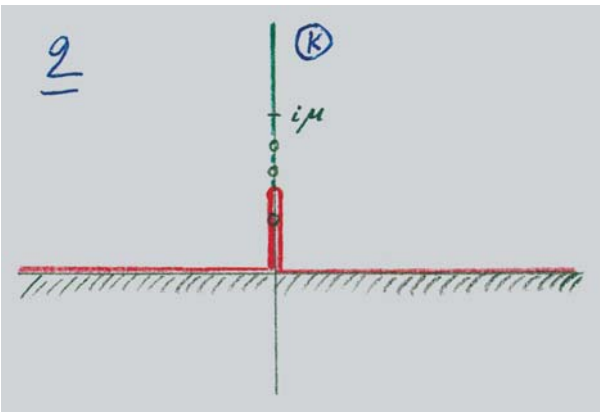
sich aus der nahezu vollständigen Analogie mit der Schrödingergleichung zeigen läßt.

Für Streuung mit fester Impulsübertragung weiß man im feldtheoretischen Fall (bewiesen wenigstens für Meson-Nukleonstreuung durch Bogoljubov), daß in der oberen $K$-Halbebene Analytizität besteht, wenn $K$ die Energie im „Breit-System“ ist (Schwerpunktsystem für schweres Teilchen vor und nach der Streuung) mit Schnitt längs der positiv imaginären Achse von $K = 0$

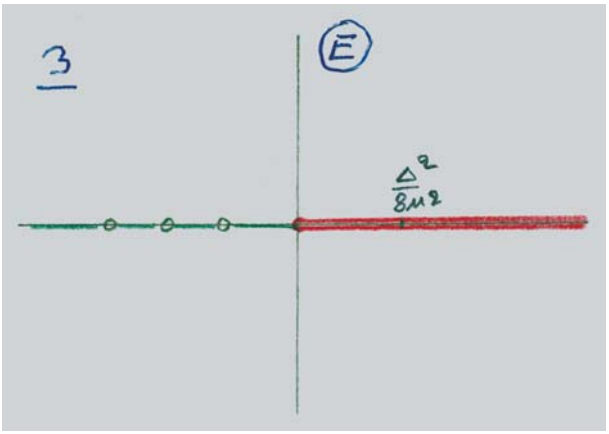
$$K = \frac{i\Delta/2}{\sqrt{M^2 - \Delta^2/4}} \sqrt{\mu^2 + 2M\mu - \Delta^2}$$

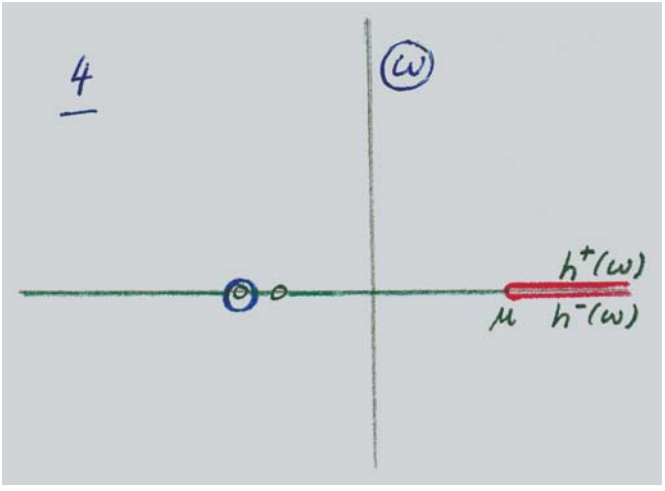
(falls

$$\Delta^2 < \mu^2 + 2M\mu),$$




Pole von gebundenen Zuständen liegen oberhalb dieses Schnittes, doch unterhalb von $i\mu$; abgesehen von diesen ist die Streuamplitude dort reell. Es können hier auch Pole mit negativem, d. h. „falschem“, Residuum auftreten, falls nämlich die Bindungsenergie $\equiv \sqrt{K^2 + \mu^2}$ so groß wird, daß in der $\omega$-Ebene die entsprechenden Pole in die andere Halbebene hinübergewandert, in der $K$-Ebene also bis $i\mu$ und dann wieder ein Stück zurückgewandert sind. (Bei Meson-Nukleon-Streuung ist das Nukleon ein solcher überstark gebundener Zustand.) Der physikalische Bereich ist $K > \frac{\Delta}{2}$. Wenn $M \to \infty$, dann fällt der Schnitt in die obere Halbebene hinein fort. Bei relativistischer Potentialstreuung erhält man genau die aus dem feldtheoretischen Fall bei $M \to \infty$ entstehenden Verhältnisse. (Nach Treiman und Khuri; nur über die „überstarke Bindung“ habe ich aus deren Preprint nichts erfahren.) Bei nichtrelativistischer Potentialstreuung schließlich {Khuri, Physical Review **107**, 1148 (57)}[1] erhält man in der $K$-Ebene dasselbe Bild wie bei $M \to \infty$, nur liegt jetzt $i\mu$ im Unendlichen, und es gibt nur noch Pole mit richtigen Residuen.




In der Energieebene $E = \frac{K^2}{2\mu}$ erhält man das linksstehende Bild.[2] Im Lee-Modell gilt

$$e^{2i\delta(\omega)} = \frac{h^-(\omega)}{h^+(\omega)}$$

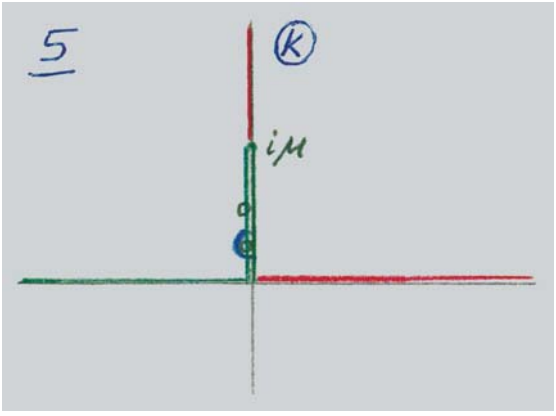
mit den links gezeichneten Analytizitätseigenschaften von $h^+(\omega)$. Die Eigenschaften der Streuamplitude sind offenkundig. (Wenn man hier $\omega$-$\mu$ mit dem Bild vorher vergleicht, so erhält man Übereinstimmung bis auf das falsche Residuum des Geistes. Natürlich ist diese Analyse von zweifelhaftem Wert und zeigt nur die Zwitterstellung des Lee-Modells zwischen relativistischem und nichtrelativistischem Verhalten: relativistischer Energie-Impuls-Zusammenhang, doch falsches Frequenzverhalten.)

In der $K$-Ebene erhält man das Bild 5, (grün reell, rot komplex), das sich charakteristisch von Figur 2 unterscheidet. Schließlich noch die $S$-Streuung im

Lee-Modell: Da

$$e^{2i\delta(\omega)} = 1 - \frac{2iK\pi}{2h^{+}(\omega)}$$

erhält man dasselbe Bild wie in 5, was natürlich ebenfalls nicht mit Bild 1 übereinstimmt. (Übrigens ist hier die Fortsetzung in die obere Halbebene beschränkt, was im Potentialfall nur bei $a = v$ erreicht wird.)




Abschließend könnte man sagen, daß die Streuamplitude zwar Fortsetzbarkeitseigenschaften hat, doch sind diese von denen der konventionellen Theorie verschieden, im Fall der komplexen Wurzeln noch mehr als in dem der reellen.

Die Dispersionsrelationen sind nicht erfüllt, da in diese die Eigenschaft

$$f(-K^{*}) = f^{*}(K)$$

wesentlich eingeht. Bisher ist aber noch nicht bekannt, wie weit diese spezielle Eigenschaft mit der Kausalität zusammenhängt.

Ihr, verehrter Herr Professor, sehr ergebener K. Symanzik

[1] Khuri (1957).
[2] Die Abbildung 3.

## [2804] Pauli an Källén

Zürich, 19. Dezember 1957

Lieber Herr Källén!

Als Ihr Briefentwurf für Springer vom 16.[1] ankam, schien er mir diesmal der Situation nicht mehr adäquat zu sein. Um die Angelegenheit rasch zu erledigen, sandte ich gestern (18.) daher ein (inhaltlich durch Jensens Zeilen beeinflußtes) Telegramm an Springer (siehe Beilage), auf welches dann heute auch prompt die Antwort kam (Beilage).[2] Darüber sandte ich Ihnen heute ein

Telegramm, damit Sie nicht mehr länger im Ungewissen bleiben (im Hinblick darauf, daß Sie verreisen) und ich diesen Brief langsam in Ruhe schreiben kann (oft weiß ich nicht, was darin stehen wird, wenn ich anfange zu schreiben, noch weiß ich genau, wann ich fertig werde). Ihren Briefentwurf retourniere ich (Beilage) als gegenstandslos geworden. Womit wir über diese Angelegenheit zur Tagesordnung (Physik) übergehen können. Wir haben ja gewonnen! (Ihr Telegramm habe ich erhalten.)

1. *Zeitabhängige Wellenpakete bei Lee-Modell mit komplexen Wurzeln*

Es hat mich sehr amüsiert, Ihren Brief vom 17. Dezember[3] zu bekommen. Ich habe *dieselbe* Störungsrechnung gemacht! Manche Seiten der Sache haben Sie viel *vollständiger* diskutiert als ich, insbesondere habe ich das $\tau$ nicht eingeführt. Wenn *Ihnen* die Störungstheorie ausreichend zu sein scheint, so will *ich* gewiß nicht rigoroser sein. Glauben Sie, daß es sich lohnt, auch noch den Fall *mehrerer* Paare von kunjugierten $|a\rangle$, $|b\rangle$-Nullzuständen durchzurechnen? (Ich dachte öfter daran, hatte aber so viel Interessanteres zu überlegen.)

Mich interessierte eine andere Sache. Ich wollte sehen, was sich am Resultat ändert, wenn man die Zustände $|a\rangle$ und $|b\rangle$ die Rolle tauschen läßt, mit anderen Worten, wie das Vorzeichen von $\Gamma$ des zur Zeit $T$ eliminierten Zustandes $|b\rangle$ in das Resultat eingeht. Deshalb ließ ich zugleich symmetrisch $t_1 \to -\infty$, $t_2 \to +\infty$ gehen und sah die von $\alpha_n(T)$ bedingten Zusatzterme in den $a_n(T)$ an. Diese wechseln nun in der Tat ihr Vorzeichen bei dem betrachteten Rollentausch. (Sie tun *nichts* auf der Energieschale.)

Es findet also eine *Symmetrieverletzung durch die Zweiteilung* (Schnitt) statt, und zwar scheint mir beim Lee-Modell die $T$-Invarianz verletzt zu werden. (Siehe dazu auch Ihre Bemerkung über die Ungültigkeit der Vollständigkeitsrelation nach der Elimination.) Dies macht sich jedoch nicht bei der $S$-Matrix (Energieschale) bemerkbar.

Es entstand bei mir so die Idee, Symmetrieverminderung durch Auszeichnung der einen komplexen Halbebene bei komplexen Geistern (oder Dipolgeist) zu machen. Ähnliches hatte auch Heisenberg im Sinne, als er im November durch Zürich kam.[4]

Bevor ich aber hierzu komme, muß ich noch ein anderes Kapitel einfügen, das ich in meinem letzten Brief[5] etwas kurz behandelt habe.

2. *Interpretation des Iso(topen)-Spins*

Im preprint einer Arbeit von *F. Gürsey*,[6] (Brookhaven, türkischer Nationalität) ist in interessanter Weise dargelegt, wie die Transformationen

$$\psi' = a\psi + b\gamma_5\psi^C \quad \text{mit} \quad |a|^2 + |b|^2 = 1 \qquad \text{(I)}$$

und

$$\psi' = e^{i\alpha\gamma_5}\psi \qquad \text{(II)}$$

*isomorph* sind der Transformationsgruppe der *starken Wechselwirkungen* („*un*-elektrische Welt“) mit der Zuordnung

(I) $\to$ Isodrehungen R = unitäre Transformation von 2 komplexen Veränderlichen mit Determinante 1.*

(II) → Erhaltung der Baryonenzahl.

Er zeigte auch, daß (I), (II) sich in der Darstellung, wo $\gamma_5$ *diagonal* ist, mit der sogenannten „Wellenmatrix“ $\Psi$ elegant zusammenfassen lassen, die definiert ist durch

$$\Psi = \begin{pmatrix} \psi_1 & \psi_1^C \\ \psi_2 & \psi_2^C \end{pmatrix}.$$

Dann wird (I) + (II)

$$\Psi' = \Psi U, \quad UU^+ = 1 \qquad \text{(I, II)}'$$

$$U = e^{i\lambda} \qquad \text{gibt (II)}, \qquad \lambda = \alpha\gamma_5$$

$$U = R = e^{il(\boldsymbol{n}\boldsymbol{\tau})} \qquad \text{gibt (I)}, \qquad l = \omega/2!$$

Man kann leicht die Dirac-Gleichungen für das Proton-Neutron-System (mit Masse) so schreiben, daß die Invarianz gegenüber {(I), (II)}′ evident wird, indem man geeignete Linearkombinationen der Komponenten der üblichen $\psi_P$ und $\psi_N$ (und ihrer C-konjugierten) einführt.

Hat das nun eine tiefere Bedeutung? Ich weiß nur, daß Heisenbergs *Spinormodell* dazu *paßt*! Denn seine Lagrangefunktion

$$L = \bar{\psi}\gamma^\nu \frac{\partial}{\partial x^\nu}\psi + l^2(\bar{\psi}(1+\gamma_5)\psi)(\bar{\psi}(1-\gamma_5)\psi)$$

hat genau meine Invarianzeigenschaft gegenüber (I), (II) (ebenso wie das L des freien Neutrinos). Auf die spezielle Wahl von $L$ lege ich *gar keinen* Wert, aber eben auf die *Invarianz* gegenüber den *Gruppen (I) und (II)*.**

Mit Gürseys $\Psi$ ($\gamma_5$ diagonal) ist der Term mit $l^2|\mathrm{Det}.\Psi|^2$.

*Dann steckt nämlich Isoraum und Baryonenzahl-Erhaltung schon von selbst in einem solchen Modell!* Und die Isomorphie, die hier zutage tritt, wäre erklärt!

### 3. *Ausblicke*

Nun, die Invarianz-Eigenschaft gilt de facto nur in der „unelektrischen Welt“. Und wir stoßen hier wieder auf das Problem der *Symmetrieverletzung* (oder -*verminderung*) in der „elektrischen Welt“. Das ist ein viel schwierigeres Problem, das ich vielleicht besser in einer *späteren Fortsetzung* dieses Briefes behandle. Denn Heisenberg und ich sind nicht sicher, ob unsere Mathematik schon richtig ist. Habe ja im letzten Brief schon etwas darüber angedeutet.

Ich will mich heute noch nicht dafür verbürgen, daß genau die richtige Symmetrie zurückbleibt (mit Erhaltungssätzen für $\tau_3$, elektrische Ladung und Baryonenzahl). Dieses Wochenende will ich noch in Ruhe darüber nachdenken.

In der „unelektrischen Welt“ muß das Elektron ebenso wie das Neutrino als Teilchen mit (starker) Wechselwirkung *Null* herauskommen und *auch* mit Ruhmasse 0. Insofern erst bei der elektromagnetischen Symmetrieverminderung das Elektron eine Masse erhält, wäre es richtig zu sagen, die Masse des Elektrons sei elektromagnetisch – ebenso wie der Massen*unterschied* von Proton und Neutron elektromagnetisch ist.

Das Prinzip ist: *Benutzung der subtraktiven Terme (welche die Konvergenz machen) in den Vakuumerwartungswerten von Feldprodukten zur Symmetrieverletzung mittels einer neuen Zweiteilung.*

An der präzisen mathematischen Ausführung dieses Programmes muß man jetzt arbeiten.

*Die Zweikomponententheorie des Neutrinos muß ein Spezialfall der allgemeinen neuen Zweiteilung sein.*

Sehr *vage* ist mir noch:

1. Die physikalische Interpretation außerhalb der Energieschale (*endliche* Zeiten).

2. Das wahre Gesetz der Wechselwirkung.

Heisenbergs $L$ halte ich für sehr vorläufig. Doch hat seine Idee eines *einzigen* Spinorfeldes viel für sich. Denn für eine Theorie mit numerisch fixierter Feinstrukturkonstante ist es unmöglich, mit dem elektromagnetischen Feld anzufangen!

Die schwache Wechselwirkung deutet sehr auf einen komplexen Geist hin mit einem großen Massenbetrag der Ordnung $1/l$; denn Fastlokalität dieser Wechselwirkung (aber nicht *völlige* Lokalität), kleine Kopplungskonstante und geringe Symmetrie gehören in einem solchen Bild zusammen.

Wahrscheinlich ist Sakurais Form des Gesetzes dieser Wechselwirkung[7] richtig (es schließt T = CP-Invarianz ein und gleiche $A$ und $V$ Wechselwirkung). Neue Experimente sprechen auch dafür.

---

Nun, für heute nochmals *frohe Weihnachten*, die Züge eines mathematischen Strukturbildes der „Elementar"teilchen werden allmählich sichtbar und ich hoffe nun, daß das *neue Jahr 1958* die *völlige Klärung* bringen wird!

Wir fahren am 19. Januar mit der italienischen Linie von Genua aus nach New York (voraussichtlich am 17. von Zürich) und von dort weiter nach Berkeley (Adresse: University of California, Department of Physics).[8]

Wenn ich wieder mehr weiß, schreibe ich wieder.

In der Hoffnung, mit diesem Brief als Weihnachtsmann auftreten zu können, und herzlichen Grüßen von uns beiden an Sie fünf Ihr W. Pauli

[1] Vgl. die Anlage zum Brief [2796].
[2] Diese Beilagen fehlen.
[3] Vgl. den Brief [2801].
[4] Heisenberg war am 15. November auf der Durchreise in Zürich gewesen (vgl. den Brief [2731]).
[5] Vgl. den Brief [2794].
[6] Vgl. Gürsey (1958a). Vgl. hierzu auch Paulis Mitteilung [2788] dieser Ergebnisse an Heisenberg.
* $\boldsymbol{U}^2 = 1$. $R = e^{il(\boldsymbol{n}\boldsymbol{\tau})} = \cos l + i \sin l(\boldsymbol{n}\boldsymbol{\tau})$
** Die Invarianz *verbietet* Zusatzterme von der Art der Ruhmasse!
[7] Vgl. Sakurai (1958a).
[8] Vgl. hierzu den Kommentar zum Brief [2841].

## [2805] Pauli an Heisenberg

Zollikon-Zürich, 21. Dezember [1957][1]
*Die Dinge rücken weiter an ihren Platz!*

Hauptfragen, p. II und p. V
(Die zweite ist auf p. VII beantwortet)[2]

Lieber Heisenberg!

Heute hatte ich endlich *Zeit* gehabt, über Deinen Brief vom 16.[3] nachzudenken. Dabei schien sich mir einiges zu klären. Was ich über die „unelektrische Welt" und die Lagrangefunktion $L$ mit $(\bar{\psi}(\psi + \gamma_5)\psi)(\bar{\psi}(1 - \gamma_5)\psi)$ geschrieben habe, war alles richtig.

Dagegen habe ich in meinem vorletzten Brief[4] über die elektrische Welt einen *groben Fehler* gemacht: $V$ und $O\gamma_5$ können ja gar nicht zwei unabhängige Integrale sein, da $V$ und $O$ *anti*kommutieren! Ich bekenne mich also reumütig zur (mod. 4) Physik.

Du hast recht, daß in der elektrischen Welt es neben der Baryonenzahl nur noch das *eine* (exakte) Integral der elektrischen Ladung geben kann. Auch bin ich Deiner Ansicht, daß mit $Q = 2I_3 + n_e$ elektromagnetisch $n_e$ nur mod. 4 ($I_3$ nur mod. 2) erhalten sein wird, so daß elektromagnetisch ein aus vier $\Lambda_0$-Teilchen gebildeter Kern in 4 Neutronen übergehen kann.[5]

[[Deine Mathematik halte ich allerdings für falsch, es gibt gar kein $T_\alpha$ für beliebiges $\alpha$, noch gibt es infinitesimale Transformationen, es gibt nur $\alpha = 0, \frac{\pi}{2}, \pi, \frac{3\pi}{2}$ in dieser Gruppe. Aber es scheint mir, das genügt schon.]][6]

Bevor ich weiter darauf eingehe, folgen einige weitere Überlegungen über den von mir vorgeschlagenen *Rollentausch* der Gruppen

$$\psi' = e^{i\alpha}\psi \qquad (I_3) \tag{I}$$

$$\psi' = e^{i\alpha\gamma_5}\psi\,. \qquad (N)\ \text{Baryonenzahl} \tag{II}$$

Ich sehe absolut nicht, wie ich das ändern kann wegen der Struktur der isotopen Spingruppe. Wohl aber sehe ich, daß diese Vertauschung der beiden Gruppen bereits in den (elektrischen) $b$-Termen der Vertauschungsrelationen gemacht werden kann. Und ich sehe auch gar nicht, daß da irgend etwas dagegen spricht.

Die Fehlerquelle scheint mir bei Dir daher zu rühren, daß Du etwas unbesehen Formeln, die in publizierten Arbeiten für die *alte* Lagrangefunktion $L'$ mit $(\bar{\psi}\psi)(\bar{\psi}\psi)$ gewonnen waren, einfach auf die neue mit $(\bar{\psi}\frac{1+\gamma_5}{2}\psi)(\bar{\psi}\frac{1-\gamma_5}{2}\psi)$ überträgst. Da mußt Du aber doch etwas acht geben, die schöneren Symmetrieeigenschaften des neuen $L$ haben doch gewisse Änderungen zur Folge. Die Schreibweise mit dem $Q$ *suggeriert* immer noch eine angeblich fundamentale Bedeutung der Eichgruppe (I) verglichen mit der anderen Gruppe (II). Das ist aber nur ein Vorurteil und ich glaube bestimmt, das Umgekehrte ist richtig. (Siehe auch die Wellenmatrix von Gürsey.)

Die Operation $C$ ist zu wichtig. Ich wiederhole: es ist

$$\psi^C = E\psi^* = \psi^* E,$$

worin $E$ *symmetrisch* $E_{\alpha\beta} = E_{\beta\alpha}$ und $EE^+ = 1$ (unitär).
Für $\gamma_5$ diagonal $= \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$ ist

$$E = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & -1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ -1 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix},$$

d. h.

$$\psi = (\psi_1, \psi_2; \psi_3, \psi_4) \quad \text{und} \quad \psi^C = (-\psi_4^*, \psi_3^*; \psi_2^*, -\psi_1^*).$$

Für die Gruppe (II) ist nun nicht nur

$$\psi' = e^{i\alpha\gamma_5}\psi,$$

d. h.

$$(\psi_1, \psi_2)' = e^{+i\alpha}(\psi_1, \psi_2)$$
$$(\psi_3, \psi_4)' = e^{-i\alpha}(\psi_3, \psi_4),$$

sondern *auch* [**II**]

$$(\psi^C)' = e^{+i\alpha\gamma_5}\psi^C,$$

d. h.

$$(\psi_1^C, \psi_2^C)' = e^{+i\alpha}(\psi_1^C, \psi_2^C)$$

für $\gamma_5$ diagonal und $(\psi_3^C, \psi_4^C)' = e^{-i\alpha}(\psi_3^C, \psi_4^C)$ ebenso wie bei $\psi$.

Die Bedingung für den Majoranaoperator lautet $\psi = \psi^C$. (N. B. ist *nicht* dasselbe wie $\psi_+ = \psi_-^*$, $\psi_- = \psi_+^*$, diese Formeln Deines Briefes vom 16. d. sind unrichtig.) Diese Realitätsbedingung ist demnach mit (II) verträglich, nicht aber mit (I).

{Man kann natürlich jedes $\varphi$ in zwei Majoranasche $\varphi^C = \varphi$, $\chi^C = -\chi$ zerlegen gemäß

$$\varphi = \frac{1}{\sqrt{2}}(\psi + \psi^C), \quad \chi = \frac{i}{\sqrt{2}}(\psi - \psi^C).$$

Das ist manchmal praktisch. Der Term 4. Ordnung in $C$ wird dann für $\gamma_5$ diagonal

$$(\varphi_1\varphi_2 + \chi_1\chi_2)(\varphi_1^*\varphi_2^* + \chi_1^*\chi_2^*),$$

wobei die Produkte eigentlich Kommutatoren sind.}

*Nun mache ich einen Vorschlag auf Abänderung der Zusatzterme in den Vertauschungsrelationen.* Sie sollen nämlich die Gruppe (II) = ($N$) streng bestehen lassen, dagegen die Eichgruppe (I) = ($I_3$) stören.

$$\tau = t - t'$$

$\varepsilon(\tau)$ Vorzeichenfunktion $s^2 \equiv (x_\nu - x'_\nu)^2$.

Das ist leicht anzuschreiben: Rechte Seite analytisch

$$\varepsilon(\tau)\{\psi_\alpha(x), \psi^*_\beta(x')\}\rangle_0 = {}_\alpha(\gamma_4\gamma_\nu)_\beta \frac{\partial}{\partial x_\nu} a(|S^2|) \tag{A}$$

*keine* Zusatzterme.[7] (Lorentzgruppe garantiert, daß man mit *einer* Skalarfunktion hier *exakt* auskommt!)[8] Siehe oben.

$$\varepsilon(\tau)\{\psi_\alpha(x), (\psi^C_\beta)^*(x')\}\rangle_0 = \{\psi_\alpha(x), \psi^*_\rho(x')\}\rangle_0 E_{\rho\beta} = b(s^2) V \gamma^4_{\alpha\beta}\,. \tag{B}$$

Natürlich gibt es das entsprechende Konjugiert-Komplexe dazu. (Ich hatte selbst in anderen Zusammenhängen schon solche Formeln aufgestellt.)

Nun bin ich gespannt, *ob Du da etwas dagegen hast*. Ich sehe *gar keinen Grund dagegen*, verstehe auch gar nicht, warum die Eichgruppe bestehen bleiben soll.* Schön finde ich, daß (II) und die Aufspaltungsmöglichkeit in Majoranaterme *exakt* bestehen bleiben soll. Die Baryonenzahl *bleibt*, dagegen wird die Eichgruppe auf eine mod. 4 (bzw. 2) Gruppe reduziert.

Selbstverständlich kommt der mit $V$ multiplizierte Term wieder von den $\kappa$-Gliedern. Auch vom Standpunkt der Gürseyschen $\Psi$-Matrix erscheint mir *diese* Formulierung so natürlich, ebenso auch vom Majorana-Standpunkt aus.

Du sagst ja selbst, man muß erraten, was man zu subtrahieren hat!

$$[[\ \dots\ ]]^9 \qquad \textbf{[III]}$$

Es ist vielleicht nützlich zu bemerken, daß für $\gamma_5$-*diagonal* die Relation (B) sich einfach schreibt

$$\varepsilon(\tau)\{\psi_1(x), \psi_2(x')\}\rangle_0 = -\varepsilon(\tau)\{\psi_3(x), \psi_4(x')\}\rangle_0 = b(s^2)V \tag{B$'$}$$

$$= -\varepsilon(\tau)\{\psi_2(x), \psi_1(x')\}\rangle_0 = +\varepsilon(\tau)\{\psi_4(x), \psi_3(x')\}\rangle_0.$$

Die *übrigen*

$$\{\psi, \psi\}\rangle_0 = 0$$

Nun zu Deiner *Vierergruppe der „elektrischen Welt"*. Man sieht zunächst, daß Invarianz gegenüber der Substitution

$$\psi' = i\psi, \quad V \to -V \quad \text{oder auch} \quad \psi' = i\gamma_5\psi \qquad I_3(\tfrac{\pi}{2})$$

besteht. Aber was bedeutet die Symmetrie $V \to -V$?

Dein Hinweis auf die Massenspiegelung im gewöhnlichen Spinraum schien mir ungenügend, und auch im „großen Hilbertraum" konnte ich zunächst keine Interpretation dafür finden. Doch gibt es eine sehr einfache und allgemeine Antwort:

*Hier kommt Deine „Antilinearität" ganz legitim herein.* Es handelt sich um die Zuordnung des „bra-" zum „ket-" (Dirac), alle physikalischen Größen sind ja invariant bei dieser (korrekt zu definierenden) Zuordnung des „linken" zum

„rechten“ Hilbertraum. *Jedem* Operator $O$ wird ein „transposed Operator“ $\bar{O}$ zugeordnet (Operation – sprich: „Strich“, bar).

Ich verwende nicht Schwingers Bezeichnung $T$, weil diese nur für Zeitumkehr reserviert ist. Hier habe ich, meine Arbeit in der Bohr-Festschrift[10] zitierend – und zwar p. 34 unten, insbesondere Note ‡ einen mathematischen Nachweis zu machen: *Schwinger* benützt [im] Physical Review **82**, 914, 1951,[11] besonders p. 925, einen Begriff „transposed operator“, der – im Gegensatz zur Wignerschen Formulierung – das Konjugiert-Komplexe *gar nicht* benützt, daher bei indefiniter Metrik *gültig bleibt*! (Herr Lüders hat damals über diesen Passus meiner Arbeit sehr „geschimpft“ – ich lasse ihn sehr grüßen, wir tun das ja alle gerne, aber manchmal blamiert man sich dabei.)

Ich schreibe nun immer $V \equiv \Sigma_1$, $O \equiv \Sigma_3$ und *verlasse* die Buchstaben $V$ und $O$. Dann gibt es eine Operation $\Omega$ mit

$$\bar{\Omega} = -\Omega, \quad \Omega\bar{\Omega} = 1,$$

so daß

$$\bar{\Sigma}_i \underset{(!)}{=} -\Omega\,\Sigma_i\,\Omega^{-1} = -\Omega\,\Sigma_i\,\bar{\Omega}$$

denn

$$\bar{\Sigma}_1\bar{\Sigma}_2 = -i\,\bar{\Sigma}_3, \quad \Sigma_1\Sigma_2 = +i^2\Sigma_3.$$

Bei gewöhnlicher Darstellung im „Kleinen“ ist

$$\Omega = \begin{pmatrix} 0 & -1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} = \pm i\,\Sigma_2 \quad \text{(Vorzeichen rechts konventionell).}$$

Die Operation „Strich“ kehrt die Reihenfolge aller Faktoren um (man lese von rechts nach links).

Daher gibt es für die Gruppe $I_3(\frac{\pi}{2})$ nur noch die andere Alternative

$$\psi' = i\,\psi^{12} \qquad \text{und } \textit{Operation Strich } I_3(\tfrac{\pi}{2})$$

oder

$$\psi' = i\,\gamma_5\psi.^{13}$$

*Die Operation „Strich“ ist verantwortlich dafür, daß das Termsystem in zwei nicht kombinierende Hälften zerfällt.*

Ich kann es nicht vermeiden, daß das Zerfallen des Systems in zwei spiegelbildliche [**IV**] Hälften mich an Deinen guten alten „Schnitt“, an „beobachtetes System“ und „Meßapparat“, an „Subjekt-Objekt-Relation“ erinnert, ferner daß der kleine (Spinindizes) und der große Hilbertraum an die alte *Entsprechung* der „kleinen“ und der „großen“ Welt („Mikrokosmos“ und „Makrokosmos“) erinnert.

Solche Ideen kommen einfach – *übermächtig* – und ich kann nicht gegen sie aufkommen!

Nun zurück zum Formalismus. Die Operation „Strich“ hat auch eine Beziehung zum CPT-Theorem, doch gehe ich jetzt nicht darauf ein, da ich dieses heute nicht gebrauche.

Erst eine Bemerkung über „Kausalität“ (Lokalität). Diese** *verbietet* das Hinzufügen eines Faktors $\gamma^5$ in der Vertauschungsrelation (B) auf der rechten Seite, wie ich andernorts gezeigt habe (Du bekommst bald die „lecture notes“).[14]

Zweite Bemerkung über Parität P im gewöhnlichen Raum. Während (A) die Phase $\alpha$ in

$$\psi'(\boldsymbol{x}, \psi) = e^{i\alpha}\gamma_k \psi(-\boldsymbol{x}, \psi) \qquad \text{(P)}$$

freiläßt, ist sie durch (B) *bestimmt* zu $\alpha = \pi/2$, $e^{i\alpha} = i$. Das wird noch sehr wichtig werden!

Nun aber zum *Ladungsoperator*. Ich widerrufe feierlich alles, was in meinem vorletzten Brief darüber stand, als Unsinn!

Deine Gleichung

$$T_\alpha^{-1} + T_\alpha = e^{i\alpha\gamma_5}\psi$$

oder mit

$$T_\alpha = e^{\mathrm{i}\alpha\chi}; \quad [\psi, \chi] = \gamma_5\psi$$

ist natürlich gleichbedeutend mit dem *Postulat* einer zugehörigen kontinuierlichen Gruppe.

Ich bin mit solchen Postulaten ganz einverstanden, man muß später zeigen, daß sie sich erfüllen lassen. Du hast aber etwas übersehen: wenn wirklich $V^2 = 1$, also

$$V_\pm^2 = \frac{1 \pm \gamma_5}{2}$$

sein soll, folgt aus

$$T_\alpha^{-1} V_\pm T_\alpha = V_\pm e^{\pm 2i\alpha}$$

Deine Gleichung (5)[15]

ein Widerspruch durch Wiederholung außer für $\alpha = \pi/2$. *Das heißt, die kontinuierliche Gruppe kann es dann gar nicht geben, sondern nur eine diskrete,* eben jene „Vierergruppe“.

Jetzt müssen wir uns entscheiden, *was von beiden wollen wir aufgeben?*

Nun, das $V^2 = 1$ (?) könnte ein *Spezialfall* sein, etwa so etwas wie *Einteilchenzustände*. Auch sehe ich nicht, daß eine Gleichung wie $V^2 = 1$ wirklich wesentlich benutzt worden ist. Es *gibt* ja Systeme mit beliebig großem $Q$ und $N$. In diesem Fall warten wir mit der Identifizierung von $V$ mit $\Sigma_1$ und *legen* $V^2$ *noch nicht fest*. Dann entspricht bei mir Deine $\alpha$-Gruppe mit

$$T_\alpha^{-1} V_I T_\alpha = V_\pm e^{\pm 2i\alpha} \qquad \text{Dein (5)}$$

der *Baryonenzahl.*

$$[N, \psi^\pm] = \mp\psi^\pm. \qquad (\alpha)$$

In der Tat ist Gleichung (B) *nicht* invariant gegenüber der Gruppe $\alpha$, wenn $V$ weggelassen wird, und [**V**] Deine Gleichung (5) würde das gerade in Ordnung bringen. Ich sehe eben, daß die Ladung $Q$ sich neben die Baryonenzahl $N$ bei meinem Schema *mit Hilfe der* $\gamma_5$ hübsch einordnen läßt.

Man setze

$$[Q, \psi^{\pm}] = \pm\psi^{\pm} \qquad (\beta)$$

im Gegensatz zu den umgekehrten Vorzeichen in ($\alpha$). Man spalte daher $T$ einfach in zwei unabhängige Teilräume, die den zwei Eigenwerten von $\gamma_5$ entsprechen und setze

$$[\chi, V_{\pm}] = -2V_{\pm}.$$

Das bringt nach (B) auch die Eichgruppe in Ordnung.

$$V = \frac{1+\gamma_5}{2}V_+ + \frac{1-\gamma_5}{2}V_-$$

$$T_\alpha = e^{i\alpha\chi},$$

$$\chi = \gamma_5 N + Q = \underbrace{\frac{1+\gamma_5}{2}(Q+N)}_{\chi_+} + \underbrace{\frac{1-\gamma_5}{2}(Q-N)}_{\chi_-}$$

$$T_{\alpha,\beta} = e^{i(\alpha+\beta)\chi_+ + i(\alpha-\beta)\chi_-}.$$

Abgesehen von der $\pm$ Aufspaltung durch das $\gamma_5$ ist es im wesentlichen *eine* kontinuierliche Gruppe (und ihr „Duplikat"), die für Ladung und Baryonenzahl benötigt wird.

Das nächste Rätsel ist also: *was ist das V nun wirklich?* Bei der Operation „Strich" kehrt es jedenfalls sein Vorzeichen um. *Was sind die Eigenwerte von V? Wo kommt diese Gruppe her? Was sind die Beziehungen der „kleinen" zu der „großen" Welt?* [16]

Ich hoffe, die Zahl der Postulate wird sich schließlich so weit vermehren, daß die Theorie durch diese eindeutig bestimmt sein und die besondere Wahl von $L$ schließlich überflüssig werden wird. **[VI]**

Nun sollten ja die Leptonen (und Mesonen) sich als Sonderfall der Baryonenzahl 0, die elektrisch neutralen Teilchen sich als Sonderfall der Ladung 0 darstellen lassen. Und der Durchschnitt beider Mengen gäbe das Neutrino. Ich glaube kaum, daß Du mit dem Neutrino noch Schwierigkeiten haben wirst. Eine Frage habe ich noch: was ist die Leptonenzahl? Wird die nur mod. 4 erhalten wie $2\tau_3$? Hat das mit Zusatztermen auch zu (A) zu tun? Kannst Du meiner Störung der Eichgruppe zustimmen?

Das Neutrino dürfte dem Sonderfall nur *eines* der beiden Majoranaoperatoren entsprechen im Einklang mit der Zweikomponententheorie.

Wenn ich Deine Antwort habe, gehe ich vielleicht auf die schwache Wechselwirkung los. Ich bin kein Künstler im Berechnen von Wechselwirkungen. Bei der jetzigen Situation soll man aber so lange *postulieren*, bis a) keine Widersprüche mehr da sind und b) *alles* eindeutig folgt.

Zum Deduzieren fehlt uns die Grundlage, wir wissen ja gar nicht woraus. Deine spezielle Lagrangefunktion betrachte ich mehr als heuristischen Anhaltspunkt, während ich ihre Gruppen ernst nehme.

Nun, ich weiß nicht, wann Dich dieser Brief erreicht, vielleicht komme ich damit noch als „Weihnachtsmann“ zurecht. Dir und Familie ein recht frohes Fest von uns beiden! Möge das neue Jahr die *volle Klärung* bringen.

Wir reisen am 19. Januar von Genua, wahrscheinlich am 17. Januar von Zürich.

Stets Dein W. Pauli

**[VII]**[17]

Die Dinge rücken an ihren Platz!

*P. S.* Es ist so: es ist *wirklich* $V^2 = 1$ und $V = \Sigma_1$, etc. Die Gleichungen (5), (6) bei Dir für $[Q, V_\pm]$ und $T^{-1}\gamma T$ sind *nicht* richtig.

Der Widerspruch kommt daher, daß nicht genügend realisiert wurde, daß es sich um die *Vakuumerwartungswerte* der Antikommutatoren links handelt, *nicht um diese selbst*. Nun besteht das Vakuum jetzt aus einem Hilbertraum von *2* Zuständen, und auf diese wirken die Operatoren $I$, $\Sigma_1$, $\Sigma_2$, $\Sigma_3 = i\Sigma_1\Sigma_2$, d. h., diese sind die *unitären Transformationen* dieser zwei Vakuumzustände. Wir können a priori *alle* zulassen.

*Der Vakuumerwartungswert eines jeden Operators ist nun eine* $2 \times 2$ *reihige Matrix.*

Jede Gruppe, welche die Theorie gestattet, erzeugt eine entsprechende unitäre Transformation der Vakuumerwartungswerte aller Operatoren im 2-Zustandsraum.

Die *zu Q* gehörige Gruppe (falls sie existiert, was wir auf diese Weise gar nicht *deduzieren* oder *beweisen* können: wir wollen es einmal *postulieren*) muß eine zu $e^{i\alpha}$, die zu $N$ gehörige Gruppe eine zu $e^{i\alpha\gamma_5}$ *isomorphe* Transformation im *Vakuum-Hilbertraum* erzeugen. Insofern nun

$$\gamma_5 = \begin{pmatrix} \mathbf{1} & 0 \\ 0 & -\mathbf{1} \end{pmatrix}$$

(worin **1** noch zweireihige Matrizes sind), können wir für

$$Q \to U = e^{2i\alpha} I, \text{ für } N \to U = e^{2i\alpha}\Sigma_3$$

ansetzen, und wir *dürfen* $V = \Sigma_1$ *setzen*. Die 2 kommt daher, daß wir hier Vakuumerwartungswerte von Produkten von *2* Feldoperatoren betrachtet haben.[18]

Das ist das ganze Geheimnis. Der nächste Schritt wäre Aussagen über die Vakuumerwartungswerte der Produkte von *mehr als zwei* Feldoperatoren.

Ich glaube *auch*, daß es nur *zwei* kontinuierliche Gruppen geben kann, und halte die elektrische mod. 4 Physik von Dir für *richtig. Alles klar!*

**[VIII** (ist eine bessere Zahl)]

Ich habe noch einen Denkfehler gemacht: die Existenz der Gruppen ist *gar nicht* ein willkürliches Postulat. Ich widerrufe feierlich meine Behauptung, daß die Zusatzterme in (A) verschwinden. Vielmehr muß die Formel für die Vakuumerwartungswerte die *ganze Gruppe der Lagrangefunktion widerspiegeln,*

*einschließlich* der Isospingruppe. Diese muß den Zusammenhang der Zusatzterme in (A) und (B) ganz eindeutig bestimmen! (Nun habe ich aber nicht mehr Zeit, es auszurechen.)[19] Die Zweiteilung ist ja noch gar nicht gemacht.

*Zweiteilung und Symmetrieverminderung das ist des „Pudels Kern"!* [20]

Deren Grad ist dadurch bestimmt, was man auf *Diagonalform* bringen kann,[21] und das ist $I$ und $\Sigma_3$; *nichts ist willkürlich*. Es *müssen* gerade *zwei Translationsgruppen* für die „physikalischen Größen" (die berechneten Vakuumerwartungswerte sind ja *keine*!) übrig bleiben.[22]

---

Jetzt kommt ein persönlicher *Schluß*: „Zweiteilung" ist ein sehr altes Attribut des *Teufels*.[23] (Das Wort „Zweifel" soll ursprünglich „Zwei-Teilung" bedeutet haben; siehe oben über $V^2 = 1$.)

Ein Bischof in einem Stück von Bernhard Shaw sagt:[24] „*A fair play for the devil, please!*" Darum soll er auch am Weihnachtsfest nicht fehlen. Die beiden göttlichen Herren – Christus und der Teufel – sollen nur merken, daß sie inzwischen *viel symmetrischer* geworden sind. (Sag, bitte, diese Häresie nicht Deinen Kindern; aber dem Freiherrn von Weizsäcker kannst Du sie erzählen!)[25]

Jetzt haben wir uns gefunden!

Sehr, sehr herzlich Dein W. Pauli

[1] Paulis Zusatz am oberen Briefrand: „Dein Brief vom 21. {d. h. der folgende Brief [2806]} kam eben. Bin nun *Optimist* mit den Leptonen! Alles wird nun klarer. – Bin Optimist!"

[2] Die römischen Ziffern II bis VIII, mit welchen die einzelnen Blätter dieses Briefes numeriert sind, wurden zur besseren Orientierung an der entsprechenden Stelle (in eckige Klammern gesetzt) in den laufenden Text eingefügt.

[3] Vgl. den Brief [2795].

[4] Vgl. den Brief [2793].

[5] Zusatz von Pauli: „Allerdings ist es formal Unsinn, aus Spinmatrizen die Wurzel zu ziehen!"

[6] Von Pauli durchgestrichener Text. – Zusatz von Pauli: „Das ist unten auf p. VII völlig erklärt!"

[7] Zusatz von Pauli: „Nicht wesentlich. – Glaube ich *nicht* mehr! – Das ist vielleicht nur *vorläufig!*"

[8] Zusatz von Pauli: „C-Invarianz verlangt *b reell*."

* Ich fasse dies als Unterschied des *alten* $L'$ (wo Deine alte Formel richtig war) vom neuen $L$ auf!

[9] Die hier von Pauli gestrichene Textpassage wird im Anschluß an die Formel (B') nochmals in nahezu gleichlautenden Ausdrücken wiederholt.

[10] Pauli (1955d).

[11] Schwinger (1951c).

[12] Zusatz von Pauli: „Hier Lagrangefunktion $L \to L$."

[13] Zusatz von Pauli: „Hier Lagrangefunktion $L \to -L$."

** Übergang von Deinem $S$ zu $S^1$.

[14] Es handelte sich um die von Ch. P. Enz ausgearbeitete Vorlesung über „ausgewählte Kapitel aus der Wellenmechanik", die Pauli im Sommersemester 1957 gehalten hatte. Diese *lecture notes* erwähnte Pauli nochmals in seinem Brief [2808].

[15] Vgl. den Brief [2795].

[16] Zusatz von Pauli: „Auf p. VII ist *alles beantwortet!*"

[17] Zusatz von Pauli am oberen Briefrand: „Die Vertauschungsrelationen der ‚$V$' mit den $\psi$ entfallen auch!"

[18] Zusatz von Pauli: „Die sind aber *nicht* ‚physikalische' Größen!"

[19] Zusatz von Pauli: „Will bald diese Rechnung machen."

[20]Diese Passage zitierte Heisenberg später auch in seinem Buch [1969, S. 317] *Der Teil und das Ganze*.
[21] Zusatz von Pauli: „das macht die Physik [nicht] der Mensch."
[22] Zusatz von Pauli: „Würde gerne Deine Formulierung hören, was physikalische Größen sind."
[23] Bei Jung [1948, S. 336] heißt es: „*Der Andere* kann *sinistre* Bedeutung haben, oder man fühlt das *Andere* wenigstens als Entgegengesetztes und Fremdes. Darum, so argumentiert ein mittelalterlicher Alchimist, habe Gott den zweiten Schöpfungstag nicht gelobt, weil an diesem Tag (an einem Montag = dies lunae) der binarius, resp. der Teufel (als Zweizahl, *Zweifler*) entstanden sei." Pauli hatte sich kürzlich in diesem Zusammenhang auch die Studie über „Die Gestalt des Satans im Alten Testament" von Riwkah Schärf (1948) nochmals angesehen (vgl. den Brief [2721]).
[24] Dieses Zitat von Shaw hatte Pauli auch schon in einem Brief [2324] an Aniela Jaffé verwendet.
[25] Carl Friedrich von Weizsäcker besaß trotz seiner christlichen Grundeinstellung schon seit seiner Leipziger Studienzeit eine große Vorliebe für den Buddhismus und war auch dementsprechend stets für andere religiöse Auffassungen aufgeschlossen (vgl. hierzu von Weizsäcker [1964, 5. Vorlesung und 1995, Kapitel **I** 10 und **II** 10]). Trotz seines Rufes auf den philosophischen Lehrstuhl der *Universität Hamburg* war er weiterhin Mitglied des *Max-Planck-Institutes für Physik* geblieben, so daß Heisenberg öfters Gelegenheit hatte, mit von Weizsäcker zu sprechen.

## [2806] Heisenberg an Pauli

Göttingen, 21. Dezember 1957[1]

Lieber Pauli!

Vielen Dank für Deine beiden Briefe.[2] Du hast mich jetzt von der Richtigkeit Deiner Zuordnung in der b-Glied-freien Theorie völlig überzeugt.[3] Wir sind also einig über:

| | | | |
|---|---|---|---|
| I. | $\psi' = a\psi + b\gamma_5\psi^C$ | $\leftrightarrow$ | $\tau_1, \tau_2, \tau_3$ |
| insbesondere | $\psi' = e^{i\alpha}\psi$ | $\leftrightarrow$ | $\tau_3$ |
| II. | $\psi' = e^{i\alpha\gamma_5}\psi$ | $\leftrightarrow$ | Baryonenzahl. |

In den nächsten Tagen werde ich wegen Weihnachten nicht viel zum Nachdenken kommen, erst nach dem Fest wieder. Ich will aber ein paar Gedanken zur Theorie mit $b$-Glied (die viel schwieriger ist!) hier zur Diskussion stellen und Deine Meinung dazu einholen.

1. Es kommt überhaupt nicht auf die Invarianz von $H$ oder der Vertauschungs-Relation an, sondern allein auf die Invarianz der *Eigenwerte* von $H$ und der *Absolutquadrate der Matrixelemente* von $S, |S_{ik}^2|$. Bist Du hierin einig?

2. Unter diesem Gesichtspunkt könnte die Transformation $\psi \to e^{i\alpha\gamma_5}\psi$ auch *mit* $b$-Glied eine strenge Invarianz darstellen, was mir wegen der strengen Gültigkeit der Baryonenerhaltung sehr wichtig scheint.

3. Um den Gesichtspunkt 1 richtig ausnützen zu können, muß man wenigstens grundsätzlich ein Verfahren zur Berechnung der $S$-Matrix und der Eigenwerte haben. Gibt es da irgend etwas Besseres als die Tamm-Dancoff-Methode? (Schwierigkeit: man braucht im Prinzip die Graphen unendlich hoher Ordnung, insbesondere bei der Elektrodynamik!)

4. Die Transformation $\psi \to e^{i\alpha\gamma_5 O}\psi$ liegt viel näher bei $\to e^{+i\alpha}\psi$ als bei $\to e^{i\alpha\gamma_5}\psi$, da $\gamma_5$ eine Art Massenumkehr bewirkt und $O$ dasselbe eigentlich nochmal tut. Daher könnte $e^{i\alpha\gamma_5 O}$ gut zur Ladung gehören. Der direkte Schluß

aus der Arbeit von Ascoli und mir[4] auf den Ladungsoperator ist mir aber bisher noch nicht gelungen; er ist recht schwierig, da hier die indefinite Metrik entscheidend eingeht. Ich will die Schwierigkeit kurz andeuten:

Schon beim Lee-Modell hat der Operator: „Anzahl der schweren Teilchen“ $(n_V + n_N)$ in den *renormierten* Feldoperatoren eine komplizierte (und keineswegs eindeutige) Form. *Unrenormiert* gilt natürlich einfach:

$$n = n_V + n_N = \psi_V^* \psi_V + \psi_N^* \psi_N .$$

Aber bei der Renormierung würde der Faktor des ersten Gliedes $\infty$. Man muß statt dessen schreiben

$$n = \int \psi_{VN}^*(t)\psi_{VN}(t')f(t-t')dt' + \int \psi_N^*(t)\psi_N(t')g(t-t')dt'$$

und kann viele Funktionenpaare $f(t-t')$ und $g(t-t')$ finden, die $n$ exakt darstellen. Entsprechende Zeitverschmierungen und eventuelle Grenzprozesse muß man auch in unserer Theorie beim Ladungsoperator durchführen.

5.[5] Die Frage, welche Transformation in der Theorie mit $b$-Glied einer Transformation in der Theorie ohne $b$-Glied „entspricht“, hat überhaupt keine eindeutige Antwort, da das $b$-Glied ja sicher nicht kontinuierlich zu Null gehen kann. Bist du damit einverstanden?

6. Dein Pessimismus hinsichtlich der Leptonen ist mir ganz unverständlich; ich bin vielmehr überzeugt, daß sie herauskommen. Denn: Wegen der exakten Invarianz für die Ladungstransformation kann man die Eigenwertgleichung für die neutralen Spinorteilchen und für die geladenen *getrennt* aufschreiben. Für die neutralen Teilchen aber kann die Gleichung aus Invarianzgründen nur lauten:

$$\gamma_\nu^{\alpha\beta} J_\nu Q(J^2) w_\beta = 0.$$

Diese Gleichung hat immer neben den Lösungen $Q(J^2) = 0$ auch noch die Lösung $\gamma_\nu J_\nu w = 0$, d. h., es gibt das Neutrino. Dieses Teilchen hat auch sicher keinerlei Wechselwirkung, denn sonst hätte es eine Ruhmasse. Beim Elektron liegen die Verhältnisse etwas komplizierter. Aber die logarithmische Singularität von $Q$ bei $J^2 = 0$ scheint mir auch ziemlich sicher. Die Leptonen haben also wohl die Baryonenzahl $\pm 1$; sind aber von den Baryonen noch durch eine weitere Symmetrieeigenschaft getrennt. Oder hast Du hier irgendwelche Gegengründe?

Das ist also für den Augenblick alles. Schreib’ mir bitte während der Ferien an meine Privatadresse: Merkelstraße 18. Ich bin auf Deine weiteren Fortschritte sehr gespannt.

Dir und Deiner Frau die herzlichsten Wünsche zu Weihnachten! Auch meine Frau läßt vielmals grüßen! Dein W. Heisenberg

[1] Zusatz von Pauli: „Beantwortet 27. XII.“
[2] Vgl. die Briefe [2793 und 2802].
[3] Randbemerkung von Pauli: „Nicht dieses b hier gemeint – unelektrische Welt.“
[4] Ascoli und Heisenberg (1957).
[5] Randbemerkung von Pauli: „Ändern.“

## [2807] Lüders an Pauli

Göttingen, 23. Dezember 1957
[Maschinenschrift]

Sehr geehrter Herr Professor!

Auf dem kurzen Brief, den ich dem Brief von Herrn Symanzik[1] beigefügt habe, habe ich ja einen ziemlichen Unsinn geschrieben. Natürlich ist

$$1 + 3 + 3 + 1 = 8$$

und nicht gleich 7. Sie haben also doch eine Möglichkeit übersehen. Hierzu weiter unten.

Den Preprint (in der Schweiz sagt man wohl „das“ Preprint) der Arbeit über Vertauschungsrelationen zwischen verschiedenen Feldern[2] sende ich mit gleicher Post an Sie ab. Nehmen Sie bitte an Einzelheiten der Formulierung keinen Anstoß; ich arbeite noch etwas daran, ehe ich die Arbeit einsende (wahrscheinlich Zeitschrift für Naturforschung).*

Da Sie vielleicht zu den wenigen Lesern auch des mathematischen Anhangs gehören werden, möchte ich darauf speziell unter dem Gesichtspunkt der sieben oder acht Fälle noch etwas eingehen. Das war für mich zugleich eine gute Übungsaufgabe. Die bereitgestellten algebraischen Hilfsmittel erlauben nämlich sofort, die Ordnung der Kleingruppe (d. h. die Anzahl verschiedener Möglichkeiten von Vertauschungsrelationen) zu bestimmen. Man muß nur $\mathrm{Dim}\,\boldsymbol{K}$, die Dimension des Kopplungsraumes, sorgfältig bestimmen. Nach Hilfssatz 1 folgt dann sofort $\mathrm{Dim}\,\boldsymbol{S}(\boldsymbol{K}) = s$, also die Dimension des auf $\boldsymbol{K}$ senkrechten Teilraumes. Um die Ordnung der Kleingruppe zu bestimmen, hat man dann nur noch abzuzählen, wieviel $s$-reihige symmetrische Matrizen verschwindender Hauptdiagonale {vgl. Gleichungen (A. 13), (A. 14)}[3] es gibt. Da nur die Elemente etwa oberhalb der Hauptdiagonale unabhängig gewählt werden können, jedes dieser Elemente aber nur die beiden Werte 0 und $e$ annehmen kann, ergibt sich die gesuchte Anzahl zu

$$2^{s(s-1)/2}.$$

Vielleicht mache ich noch eine kurze derartige Anfügung.

In Ihrem Fall haben Sie 6 Felder $(p, n, \pi, \mu, e, \nu)$; $\pi$ soll das geladene $\pi$-Meson bedeuten; das neutrale ist uninteressant, da seine Vertauschungsrelationen in jedem Fall festliegen (Vertauschbarkeit mit allen übrigen Feldern). Macht man jetzt eine Tabelle, in der oben die Felder und links die Kopplungen stehen, so lauten die Kopplungsvektoren in meiner Formulierung folgendermaßen

| | $p$ | $n$ | $\pi$ | $\mu$ | $e$ | $\nu$ |
|---|---|---|---|---|---|---|
| $pn\pi$ | $(e,$ | $e,$ | $e,$ | $0,$ | $0,$ | $0)$ |
| $pne\nu$ | $(e,$ | $e,$ | $0,$ | $0,$ | $e,$ | $e)$ |
| $\pi\mu\nu$ | $(0,$ | $0,$ | $e,$ | $e,$ | $0,$ | $e)$ |
| $\mu e\nu\nu$ | $(0,$ | $0,$ | $0,$ | $e,$ | $e,$ | $0)$ |

Die Dimension des Kopplungsraumes $\boldsymbol{K}$ ist aber nicht 4, sondern nur drei. Die vier Kopplungsvektoren sind nämlich linear abhängig: ihre Summe ist gleich

null. Nach Hilfssatz 1 ist damit $s = 6 - 3 = 3$, und somit ergibt sich die Ordnung der Kleingruppe zu $2^3 = 8$.

Um Ihnen die Mühe des Aufsuchens des fehlenden Falles zu ersparen, gebe ich Ihnen die 8 Fälle vollständig an. Zunächst gebe ich eine Basis des Raumes $\boldsymbol{S}(\boldsymbol{K})$ (vgl. auch Brief vom 16. 12.).[4]

| Vektor | Vorzeichenumkehr | $p$ | $n$ | $\pi$ | $\mu$ | $e$ | $\nu$ |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| $\boldsymbol{S}_1$ | Alle Fermifelder | ($e$, | $e$, | 0, | $e$, | $e$, | $e$) |
| $\boldsymbol{S}_2$ | Geladene Felder | ($e$, | 0, | $e$, | $e$, | $e$, | 0) |
| $\boldsymbol{S}_3$ | Nukleonenfelder | ($e$, | $e$, | 0, | 0, | 0, | 0) |

Dies ist in der Tat eine Basis, da wir die Dimensionszahl von $\boldsymbol{N}(\boldsymbol{K})$ (nämlich 3) schon wissen.

Zu jedem Paar von Vektoren aus $\boldsymbol{S}(\boldsymbol{K})$ gehört eine Kleintransformation, also etwa zu dem Paar $\boldsymbol{S}_1$, $\boldsymbol{S}_2$ die Transformation $K_{12}$. Ich gebe zunächst die zugehörige Einteilung in Mengen $\boldsymbol{A}$, $\boldsymbol{B}$, $\boldsymbol{C}$, $\boldsymbol{D}$ gemäß S. 5 meiner Arbeit[5] an (der einfacheren Typographie halber mit lateinischen Buchstaben)

| Kleintransformation | $p$ | $n$ | $\pi$ | $\mu$ | $e$ | $\nu$ |
|---|---|---|---|---|---|---|
| $K_{12}$ | $A$ | $B$ | $C$ | $A$ | $A$ | $C$ |
| $K_{23}$ | $A$ | $C$ | $B$ | $B$ | $B$ | $D$ |
| $K_{31}$ | $A$ | $A$ | $D$ | $C$ | $C$ | $C$ |

und erinnere daran, daß die kleintransformierten Felder, die in verschiedenen der Mengen $\boldsymbol{A}$, $\boldsymbol{B}$, $\boldsymbol{C}$ liegen, den Charakter ihrer Vertauschungsrelationen umkehren. Das neutrale $\pi$-Meson würde, wenn mitgeführt, immer in Menge $\vartheta$ liegen und daher seinen Vertauschungscharakter mit anderen Feldern nie ändern; das rechtfertigt seine Weglassung.

Jetzt lasse ich eine Tabelle der 8 verschiedenen Möglichkeiten von Vertauschungsrelationen folgen. Sie sind gekennzeichnet durch diejenige Transformation der Kleingruppe, die sie aus dem „Normalfall“ erzeugt. Ein Minuszeichen in der Tabelle bedeutet Minusvertauschungsrelationen, ein Pluszeichen Plusvertauschungsrelationen.

| | $p{:}n$ | $p{:}\pi$ | $p{:}(\mu,e)$ | $p{:}\nu$ | $n{:}\pi$ | $n{:}(\mu,e)$ | $n{:}\nu$ | $\pi{:}(\mu,e)$ | $\pi{:}\nu$ | $(\mu,e){:}\nu$ |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| 1 | + | − | + | + | − | + | + | − | − | + |
| $K_{12}$ | − | + | + | − | + | − | + | + | + | − |
| $K_{23}$ | − | + | − | + | + | − | + | − | − | + |
| $K_{31}$ | + | − | − | − | − | − | − | − | − | + |
| $K_{12}K_{23}$ | + | − | − | − | − | + | + | + | + | − |
| $K_{23}K_{31}$ | − | + | + | − | + | + | − | − | − | + |
| $K_{31}K_{12}$ | − | + | − | + | + | + | − | + | + | − |
| $K_{12}K_{23}K_{31}$ | + | − | + | + | − | − | − | + | + | − |

Bitte übernehmen Sie aber nichts ohne Nachprüfung.

Mit den besten Grüßen zu Weihnachten und dem neuen Jahr Ihr G. Lüders

[1] Vgl. den Brief [2787].
[2] Vgl. Lüders (1958b). In einem Zusatz zu dieser Arbeit erwähnte Lüders auch, daß „in einer frühen Vorstufe der Untersuchungen ein Briefwechsel mit Herrn Prof. Pauli hilfreich“ war.
[*] Übrigens kommt noch ein Hinweis auf Ihre Vorlesung hinein. Ich wollte jetzt nicht nachträglich noch einen besonderen Bogen anfügen. [Lüders gab in einer Fußnote seiner am 7. Januar 1958 eingegangenen Veröffentlichung folgenden Hinweis: „Von Herrn Prof. Pauli erfahre ich, daß er das Problem der Vertauschungsrelationen zwischen verschiedenen Feldern in einer Vorlesung in Zürich im Sommersemester 1957 behandelt hat.“ Paulis im Sommer 1957 gehaltene Vorlesungen über *Ausgewählte Kapitel aus der Wellenmechanik* liegen in einer von seinem Assistenten Ch. P. Enz ausgearbeiteten Schrift {Pauli (1957c)} vor.]
[3] Diese Gleichungen sind im Anhang von Lüders Arbeit (1958b) enthalten. Die hier fett gesetzten Symbole sind im Manuskript (ebenso wie in der Publikation) in gotischen Lettern geschrieben.
[4] Vgl. den Brief [2797].
[5] Lüders (1958b, S. 256).

## [2808] Pauli an Heisenberg

Zollikon-Zürich, 25/26/27. Dezember 1957

Alles Gute Dir und Familie im neuen Jahr, das hoffentlich die volle Klärung der Physik der Elementarteilchen bringen wird.

Lieber Heisenberg!

Heute war wirklich etwas wie die „Geburt einer neuen Sonne“ (siehe *Usener*, Das Weihnachtsfest),[1] als ich die Rechnung machte, die in meinem letzten Brief zum Schluß in Aussicht gestellt wurde. Natürlich waren in meinem letzten Brief viele Fehler, aber nun kommt richtig heraus, wie die Gruppen

$$\begin{aligned} \psi' &= a\psi + b\gamma_5\psi^C && \text{Isospin} \\ \psi' &= e^{i\alpha\gamma_5}\psi && \text{Baryonenladung} \\ \psi' &= e^{i\alpha}\psi && \text{Ladung} \end{aligned}$$

sich in den Subtraktionenstermen der Vakuumerwartungswerte widerspiegeln.

Ich beziehe mich dabei auf „lecture notes“ vom letzten Sommersemester,[2] die mir sehr nützlich waren und die ich beilege. In Betracht kommt der Fall $\varphi \equiv \psi$ (ein einziges Spinorfeld) p. 7 und 8. Wightmans Analytizitätskriterien bleiben auch für komplexe Geister gültig, ich glaube, man muß nur annehmen $\mathrm{Re}\, m > 0$ für komplexes $m$, wobei $\mathrm{Re}\, m = 0$, $\mathrm{Im}\, m \neq 0$ verboten ist, aber der Dipolgeist zulässig. (Es ist ja im wesentlichen der schon in Deiner Arbeit befindliche Zusammenhang von $S$ und $S^1$.)[3] Aus dem Gedächtnis hatte ich in meinem letzten Brief *unrichtig* angegeben, welcher Koeffizient verschwinden muß.

Fortsetzung, 26. Dezember

Bemerken möchte ich noch, daß die Bezeichnung in den lecture notes zum Teil etwas verschieden ist von der in meiner Arbeit in Nuovo Cimento,[4] in dem $C$ mit $C^{-1}$ vertauscht ist. Ich kehre hier zur Nuovo Cimento-Arbeit zurück. Sehr wichtig ist, daß $\psi^*$ *nicht* das hermitesch-konjugierte – sagen wir $\psi^H$ – bedeutet, sondern dem $\psi^H\eta$ entspricht; es ist das im Sinne der indefiniten Metrik

*adjungierte*. Die Bedeutung des * birgt sonach noch ein *wichtiges physikalisches Geheimnis*, über das ich Dir im Laufe dieses Briefes noch Vorschläge machen will.

Wir verfolgen nun die *Isomorphie* zwischen den Transformationen

$$\psi' = a\psi + b\gamma_5\psi^C \qquad \text{(Isospin)} \qquad \text{(A)}$$

und

$$\psi' = e^{i\alpha\gamma_5}\psi \qquad \text{(Baryonenzahl)} \qquad \text{(B)}$$

mit den pseudo-unitären Transformationen im Hilbertraum des Vakuums, der *zwei* dimensional ist. (Ich habe schon daran gedacht, einen *vier* dimensionalen Hilbertraum einzuführen, halte das aber doch für unschön und unnötig.)

Zunächst führen wir unsere $\Sigma$-Matrices dieses Hilbertraumes [ein] und haben die bekannte Zuordnung zu (A)

$$\begin{pmatrix} \Sigma_3 & \Sigma_1 - i\Sigma_2 \\ \Sigma_1 + i\Sigma_2 & -\Sigma_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a & +b \\ -b^* & a^* \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \Sigma_3 & \Sigma_1 - i\Sigma_2 \\ \Sigma_1 + i\Sigma_2 & -\Sigma_3 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a^* & -b \\ b^* & a \end{pmatrix}.$$

Matrix $\chi'$ $\qquad A \qquad \chi \qquad A^\dagger$

(R)

Man sieht daraus sofort, daß die subtraktiven Zusatzterme in $\langle\psi_\alpha(x)\tilde{\psi}_\beta(x')|\rangle_0$ und $\langle\psi_\alpha(x)\psi_{\beta'}(x')\rangle_0 C_{\beta'\beta}$ *zwangsläufig gekoppelt* sind. (Hier ist $\tilde{\psi} = \psi^*\gamma_4$ mit dem geheimnisvollen *; ich betrachte die Vakuumerwartungswerte der Produkte, nicht die der Antikommutatoren. Beim Vertauschen von $x$ und $x'$ (es ist wichtig, was an *erster* Stelle steht) muß man das Argument $S$ in den Hankelfunktionen (Massenspektrum) im Sinne der Analytizität durch $S^*$ ersetzen (siehe lecture notes*).

Die Ungleichungen für die Massendichten im letzten Abschnitt der „Notes“ bleiben für die physikalischen Zustände bestehen, nicht für die Dipol- und Komplex-Geister. Die Realitätsbedingungen gelten – wenn vorhanden – in der Form, daß bei Geistern die Massendichten von $m$ und von $m^*$ konjugiert komplex sind.

Die Gruppe (B) läßt sich offenbar mit den $\Sigma$'s allein nicht mehr darstellen. (Diese Schwierigkeit veranlaßte Dich wohl zur „Produktzerlegung“ der $\Sigma$'s.) Nun möchte ich die Ausarbeitung für später verschieben, ich glaube aber, es wohl verantworten zu können, Dir schon jetzt zu schreiben, wie es wohl herauskommt. Man soll außer den Operatoren, die nach rechts auf die ket's wirken, noch andere mit Strich einführen, die nach links auf die bra's wirken. Im [letzten][5] $V = \Sigma_1 + i\Sigma_2$ ($\Sigma_1$, $\Sigma_2$ hermitesch) $V^2 = 0$, $VV^\dagger + V^\dagger V = 1$; $\dagger$ hermitesch.

Dann stellt es sich heraus, daß die $\bar{V}$ mit den $V$'s *anti* kommutieren, d. h., man hat im Hilbertraum ein *Vektorprodukt* eingeführt. Das ist dann gar nicht so verwunderlich, denn es stellt sich heraus, die $\eta$-Matrix verknüpft einfach jedes Teilchen mit dem $C$-konjugierten Antiteilchen, d. h., $\eta$ (Dein $g_{ik}$) ist *isomorph zu* $C\gamma_5$.[6]

Quadrat der Operation ($C\psi_5$) ist $-1$.

Neben der Operation (Strich) gibt es eine andere Operation $\dagger$ , die ganz gleichberechtigt ist, und es ist rein zufällig, ob man mit der einen oder mit

der anderen angefangen hat. Beide Operationen vertauschen. Ihrer Vertauschung entspricht genau die der Gruppen von $Q$ und $\Omega$, die auch völlig gleichberechtigt sind (was nur durch die Schreibweise verdeckt war). Das ist alles reine Gruppentheorie, die natürlich allein nichts über Größenordnungen sagt.**

Läßt man die pseudo-unitären Transformationen im Hilbertraum des Vakuums zu, so hat das System die Invarianz-Eigenschaft gegenüber der *ganzen* Gruppe (einschließlich Isotopengruppe). Nimmt man an, daß die subtraktiven Terme keine Ableitungen enthalten, so ist nur für *eine* komplexe Funktion Platz (d. h. zwei relle) – d. h., natürlich solange man nur den Erwartungswert von Produkten von *zwei* Feldoperatoren betrachtet. Ich vermute, daß deren Realteil der Elektrodynamik deren Imaginärteil (der danach viel kleiner sein müßte – über die Alternative Dipolgeist versus Komplexgeist habe ich *nichts* vorausgesetzt) der schwachen Wechselwirkung entspricht. Dieser Imaginärteil ist immer mit $i\gamma_5$ multipliziert, der Realteil nicht. Das folgende habe ich noch nicht gerechnet und sage es mehr als *Vermutung*, die noch durch weitere Rechnungen bestätigt werden muß. Es wird in der Tat ein Zerfall in zwei getrennte Termsysteme herauskommen, und zwar kann man es wohl so einrichten, daß in jedem Termsystem noch CP und daher T gilt, daß aber $Q$ und $N$ (Baryonenzahl) für eine „Superselection-rule“ zwischen den Termen sorgen. Das Zusammenspiel der Strich- und der Kreuzoperation muß dafür sorgen, daß in jedem Teilsystem die Metrik die Bleuler-Guptasche ist, d. h., daß sie nur *in der einen* Halbebene liegen.*** (Das ist nicht nur ein Wunsch, sondern das ist mir auch gemäß der Mathematik plausibel. Es ist wahrscheinlich ganz banal ein Ausdruck dafür, daß die Strich-Operation und die Kreuzoperation vertauschen.) In der Spiegelwelt liegen sie in der anderen Halbebene.

Die Spiegelwelt ist zugleich auch die räumliche Spiegelwelt ($P$).

‚Physikalisch‘ wären dann alle diejenigen Aussagen, die im Hilbertraum I der einen Halbebene liegen. Nun ist es sicher, daß die volle Gruppe, die in der Formel für die Erwartungswerte der Feldoperatoren erscheint, aus dem einen Teilsystem in das andere führt. *Es scheint daher eine Komplementarität zwischen Raum-Zeitbeschreibung im Kleinen einerseits und dem physikalischen Wahrscheinlichkeitsbegriff* an den Tag zu kommen. (Denn die Superposition von konjugiert-komplexen Nullzuständen – einschließlich Dein $V$ Dipol – die ja nicht orthogonal sind, zerstört die Interpretierbarkeit der Metrik des Hilbertraumes als Wahrscheinlichkeit.)

Nun, den gruppentheoretischen Teil hoffe ich noch vor der Abreise nach USA ausführen zu können. Drüben kann ich solche Sachen in der Vorlesung bringen und so daran weiterarbeiten.

Was die logarithmische Singularität betrifft (falls eine solche noch vorhanden ist, was ich allerdings glauben möchte), so bin ich für weitgehende Heranziehung der komplexen Ebene bei den Integrationen (ähnlich wie man das z. B. bei der Hankelfunktion macht, die ebenfalls eine logarithmische Singularität hat). So soll man es auch mit Deinem $f(t-t')$ und $g(t-t')$ machen. Es hat das damit zu tun, daß die Raum-Zeitbeschreibung und die Teilung in Termsysteme komplementär sind.

Dagegen sind die Subtraktionsterme (Dein $b$) als solche infolge der „Entsprechung“ (Isomorphie) der „großen“ (Gesamt-Hilbertraum) und der „kleinen“

Welt (Hilbertraum des Vakuums) gar nicht im Widerspruch zur reellen Gruppe, wodurch Deine Frage 5 über eine angebliche Diskontinuität fortfällt.

Das Schlimmste ist für mich Dein Punkt 3.[7] Wie kann man denn überhaupt so ein Modell mathematisch behandeln? Tamm-Dancoff ist schrecklich. Wie findet man die subtraktiven Terme (nicht nur ihre Form, sondern *wo* die Geister liegen). Und eine Hamiltonfunktion gibt es wohl nicht.

Also kurz: ich schwebe da in einem völligen Vakuum!

Aber ich habe ein gewisses Vertrauen: wenn die Theorie vernünftig ist – und dafür spricht ein ständig wachsendes Material – werden schließlich Integrationsmethoden von selbst in die Augen springen.

Für heute viele Grüße, bis jetzt geht es gut; Fortsetzung folgt!

Stets Dein W. Pauli

## Anlage I zum Brief [2808]

Fortsetzung, 27. Dezember

### *Die kleine und die große Welt*

Ich nähere mich nun beträchtlich Deinem Formalismus mit den c's. Aber solange man im Teilraum des Vakuums bleibt, soll man die beiden Faktoren *anti*kommutieren lassen (siehe oben). Das ist eine ganz *fundamentale* Sache, die ich nun weiter diskutieren will.

Nun, bei mir wird offenbar immer alles *anti*symmetrisch und *anti*-kommutativ; aber diesmal scheint es mir auch formal nötig, einfach weil schon so viel Antikommutativität in die Spinoren hineingesteckt war.

Das zeichnet – so wie einst – *schon das richtige Termsystem aus*. Es handelt sich (siehe unten) um die Drehung um $180^\circ$, $V \to -V$, $W \to -W$, was $Q \to -Q$, $N \to -N$ entspricht. *Exakte* Invarianz der Naturgesetze hierbei.[8]

Wir erleben hier nochmals eine *approximative* Invarianz – die nämlich nur bei Weglassen der schwachen Wechselwirkung gilt: die Operation $Q \to +Q$, $N \to -N$ (oder umgekehrt) gilt dann noch (elektrische Welt). Schon *Sakurai* (ein Japaner in Cornell University) hat darauf hingewiesen, daß die schwache Wechselwirkung – nachdem man mittels der Parität definiert hat, was Teilchen und was Antiteilchen ist – erlaubt, das Vorzeichen der elektrischen Ladung relativ zur Baryonenzahl empirisch zu bestimmen.[9] Die Situation ist da sehr ähnlich der früheren beim He-Atom, solange man die Spinwechselwirkung wegläßt. Ich glaube, ich verstehe sehr wohl die höhere Symmetrie der elektrischen Welt, wenn ich annehme, daß für diese der Imaginärteil der unten vorkommenden Funktion $G(s)$ Null gesetzt werden kann.[10]

Die Gruppe der unitären Transformationen von 2 komplexen Veränderlichen (4 Parameter) ist in meinem Nuovo Cimento-paper[11] sehr unsymmetrisch in $3 + 1$ zerlegt, wodurch die Automorphismen bei Drehung um $90^\circ$ unsichtbar werden. Da herrscht in Wahrheit komplette Vierer-Symmetrie, wie Du ganz richtig bemerkt hast.[12]

Fortsetzung folgt. Ich versuche, einen Kalkül auszuarbeiten, der Rechnungen erspart. Die antisymmetrische Metrik hat sehr schöne Eigenschaften! Prosit Neujahr!

Herzlichst W. Pauli

## Anlage II zum Brief [2808]

*Gruppentheorie des 2-Vakuumsystems*[13]

$F$, $G$, $H$ reell.

$$\langle\psi_\alpha(x)\bar{\psi}_\beta(x')\rangle_0 = \gamma\frac{\partial}{\partial\xi}F(s) + \underset{\text{wird korrigiert}}{\delta_{\alpha\beta}\Sigma_3 G(s)} + \underset{\text{wird korrigiert}}{i(\gamma_5)_{\alpha\beta}\Sigma_3 H(s)}$$

$G + iH = G_+$
$G - iH = G_-$

$$= (\gamma\frac{\partial}{\partial\xi})F(s) + \Sigma_3(G+iH)\frac{1+\gamma_5}{2} - \Sigma_3(G-iH)\frac{1-\gamma_5}{2}$$

Stimmt nicht! falsch!

$$\langle\psi_\alpha(x)\psi_{\beta'}(x')\rangle_0 C_{\beta'\beta} = (\Sigma_1+i\Sigma_2)(G+iH)\frac{1+\gamma_5}{2} \underset{\text{Vorzeichen}}{-}(\bar{\Sigma}_1-i\bar{\Sigma}_2)(G-iH)\frac{1-\gamma_5}{2}$$

$$= i(\Sigma_1 H + \Sigma_2 G) + (\Sigma_1 G - \Sigma_2 H)\gamma_5$$

bei festem $\Sigma$

C-invariant. – Term mit $G$

$F$ Stark
$G$ elektrisch
$H$ Schwache Wechselwirkung Vorzeichen checken

Immer C P und T.

Restliche $U$-Transformation nicht durch Drehung ausdrückbar

$$\psi' = a\psi + b\gamma_5\psi^C \leftrightarrow \begin{pmatrix} a & -b^* \\ b & a^* \end{pmatrix}\begin{pmatrix} \Sigma_3 & \Sigma_1 + i\Sigma_2 \\ \Sigma_1 - i\Sigma_2 & -\Sigma_3 \end{pmatrix}\begin{pmatrix} a^* & b^* \\ -b & a \end{pmatrix}.$$

---

Wir bleiben zunächst bei den hermiteschen $\Sigma_1$, $\Sigma_2$, um dann später zur Algebra mit $V^2 = 0$, $VV^\dagger + V^\dagger V = 1$ überzugehen. Es wird aber *nicht* $\Sigma_3$ verwendet. Wir bringen $\gamma_5$ auf Diagonalform und schreiben einen Diracspinor $(\psi_3, \psi_4) \equiv (\varphi_1, \varphi_2)$.

Es ist wesentlich, daß die Operatoren Strich, die auf die bra's wirken, mit den Operatoren ohne Strich, die auf die ket's wirken, *antikommutieren*. Das heißt wir definieren ein *Vektorprodukt* $[m/n] = -[n/m]$ im Hilbertraum.

$$\gamma^k = \begin{pmatrix} 0 & -i\sigma_k \\ i\sigma_k & 0 \end{pmatrix} \quad k = 1, 2, 3; \quad \gamma_4 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}$$

$$\gamma_5 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$$

$$\{\Sigma_\alpha \times \bar{\Sigma}_\beta\} = 0 \qquad \alpha, \beta = 1, 2$$

$$[\,\psi_\alpha(x)\psi^+_\beta(x')]_0 = -i\left(\sigma_{\alpha\beta}\frac{\partial}{\partial \boldsymbol{\xi}} + \frac{\partial}{\partial t}\right)F(s) \qquad (F \text{ reell})$$

im $H$-Raum

$$[\varphi_\alpha(x)\varphi^+_\beta(x')]_0 = +i\left(\boldsymbol{\sigma}\frac{\partial}{\partial \boldsymbol{\xi}} + \frac{\partial}{\partial t}\right)F(s) \qquad G, H \text{ reell}$$

$$\gamma^k\gamma^4 = \begin{pmatrix} -i\sigma_k & 0 \\ 0 & i\sigma_k \end{pmatrix}.$$

---

*2 $\Sigma$-Systeme, die antikommutieren*

$$V = \Sigma_1 + i\Sigma_2, \quad \bar{V} = \bar{\Sigma}_1 + i\bar{\Sigma}_2 \qquad \Sigma_i^2 = 1$$
$$\Sigma_i\Sigma_k + \Sigma_k\Sigma_i = 0, \; i \neq k$$

$$V\bar{V} + \bar{V}V = 0 \qquad \{\Sigma_{ik}\bar{\Sigma}_k\} = 0 \qquad i, k = 1, 2$$

Eichgruppe

$$\psi' = \psi e^{i\alpha} \quad V' = Ve^{i\alpha} \quad \bar{V}' = \bar{V}e^{+i\alpha} \qquad N = \tfrac{1}{2}[W, \bar{W}]$$
invariant

Baryon-Gruppe

$$\psi' = \psi e^{i\alpha\gamma_5} \quad W' = We^{i\alpha}, \quad \bar{W}' = \bar{W}e^{+i\alpha} \qquad Q = \tfrac{1}{2}[V, \bar{V}]$$
invariant

$$V = \Sigma_1 + i\Sigma_2; \qquad W = \Sigma_1 + i\bar{\Sigma}_2$$
$$\bar{V} = \bar{\Sigma}_1 + i\bar{\Sigma}_2 \qquad \bar{W} = \bar{\Sigma}_1 + i\Sigma_2$$

$$VW + WV = 0; \qquad V^2 = 0; \; W^2 = 0.$$

$$\{V, \bar{V}\} = \{W, \bar{W}\} = 0$$

---

Verhalten von $V$ bei Baryongruppe

$$V' = \cos\alpha\,\Sigma_1 - \sin\alpha\,\bar{\Sigma}_2 + i\sin\alpha\,\bar{\Sigma}_1 + i\cos\alpha\,\Sigma_2$$
$$\bar{V}' = \cos\alpha\,\bar{\Sigma}_1 - \sin\alpha\,\Sigma_2 + i\sin\alpha\,\Sigma_1 + i\cos\alpha\,\bar{\Sigma}_2$$
$$[V', \bar{V}'] = [\Sigma_2, \bar{\Sigma}_1] + [\bar{\Sigma}_2, \Sigma_2] + i[\Sigma_1, \bar{\Sigma}_2] + i[\Sigma_2, \bar{\Sigma}_1] = [V, \bar{V}]$$

---

$$\bar{\Sigma}_1\bar{\Sigma}_2 = -i\,\bar{\Sigma}_3 \qquad \Sigma_2\Sigma_1 = +i\,\bar{\Sigma}_3$$
$$\bar{\Sigma} = -\Omega\,\Sigma\,\Omega^{-1} \qquad \frac{\Sigma_1, \Sigma_2, \Sigma_1}{-\bar{\Sigma}_2, \bar{\Sigma}_1, -\bar{\Sigma}_3} \qquad \text{unrein}$$

$\{\Sigma_i \times \bar{\Sigma}_k\} = 0$! Anticomm!

Oha!

$$\Sigma_1' = \cos\alpha\,\Sigma_1 + \sin\alpha\,\bar{\Sigma}_2 \qquad Q\text{-Gruppe}$$
$$\Sigma_2' = +\sin\alpha\,\bar{\Sigma}_1 + \cos\alpha\,\Sigma_2 \qquad \text{unrein}$$
$$i\,\Sigma_3' = \sin\alpha\cos\alpha(\Sigma_1\bar{\Sigma}_1 - \Sigma_2\bar{\Sigma}_2) + \cos^2\alpha\,\Sigma_3\sin^2\alpha i\,\bar{\Sigma}_3$$
$$\bar{\Sigma}_1' = \cos\alpha\,\bar{\Sigma}_1 - \sin\alpha\,\Sigma_2$$
$$(\Sigma_1 + i\,\Sigma_2)' = \cos\alpha(\Sigma_1 + i\,\Sigma_2) + i\sin\alpha(\bar{\Sigma}_1 + i\,\bar{\Sigma}_2)$$
$$\bar{\Sigma}_2' = +\sin\alpha\,\Sigma_1 + \cos\alpha\,\bar{\Sigma}_2$$
$$(\Sigma_1 + i\,\bar{\Sigma}_2)' = e^{+i\alpha}(\Sigma_1 + i\,\bar{\Sigma}_2) \qquad i \to -i$$
$$(\bar{\Sigma}_1 + i\,\Sigma_2) = e^{i\alpha}(\bar{\Sigma}_1 + i\,\Sigma_2).$$

Quaternäre Darstellung mit $V$ und $\bar{V}$

$$\{V, \bar{V}\} = 0; \qquad \{V^\dagger, \bar{V}\} = 0. \quad {}^\dagger \text{ hermitesch konjugiert}$$
$$\{V, V\} = 0; \qquad \{\bar{V}\bar{V}\} = 0.$$
$$\{V, W\} = 0 \qquad \text{Operation } +$$
$$\bar{W} = \Sigma_1 + i\,\bar{\Sigma}_2; \quad W = \bar{\Sigma}_1 + i\,\Sigma_2 \qquad \text{Operation } -$$
$$W^2 = 0 \qquad \text{vertauschen}$$

---

Majorana-Verkürzung

$$W = \bar{V}^\dagger, \quad \bar{W} = -V^\dagger$$
$$[W \times \bar{W}] = -[\bar{V}^\dagger, V^\dagger] = +[V, \bar{V}]^\dagger$$

$$\{W \times \bar{W}\} = \{\bar{V}^\dagger, \bar{V}\}$$

$$[V \times \bar{W}^\dagger] = -[V \times V^\dagger]$$

$$[W \times \bar{W}] = [\bar{V}^\dagger \times \bar{V}]$$

$$U \begin{pmatrix} V & -\bar{V}^\dagger \\ \bar{V} & V^\dagger \end{pmatrix} U^{-1}$$

*Gruppen*. Eichen $V' = Ve^{i\alpha}$, $\bar{V}' = \bar{V}e^{-i\alpha}$

Baryon $V' = Ve^{i\alpha}$, $\bar{V}' = \bar{V}e^{i\alpha}$

$V_{1,-}$
$V_{2,-}$

---

1. Vektorprodukt $G$ komplex $(\alpha, \beta = 1, 2)$

$$\langle \psi_\alpha(x)\varphi^*_\beta(x')\rangle_0 = G(s)\delta_{\alpha\beta}\frac{1}{2}[W \times \bar{W}]$$

$$\langle \varphi_\alpha(x)\psi^*_\beta(x')\rangle_0 = G^*(s)\delta_{\alpha\beta}\tfrac{1}{2}[W \times \bar{W}]^\dagger$$

$$\downarrow \qquad \downarrow$$

Vorzeichen *nicht* $s^*$!

$$\langle \psi_\alpha(x)\psi^{*C}_\beta(x')\rangle_0 = -\langle \psi_1(x)\psi_2(x')\rangle_0 = \frac{1}{2}[V \times \bar{V}]G(s)$$

$$\langle \varphi_\alpha(x)\psi^{*C}_\alpha(x')\rangle_0 = \underset{\text{Vorzeichen}}{\downarrow} \langle \varphi_1(x)\varphi_2(x')\rangle_0 = -\langle \varphi_2(x)\varphi_1(x')\rangle_0 = \frac{1}{2}[V \times \bar{V}]^\dagger G^*(s).$$

Gruppe der unitären Transformation

$$V' = aV + b\bar{W}, \quad \bar{V}' = a\bar{V} + b\bar{W}$$

$$W' = a$$

Untergruppe $\alpha = \pi$:

1. $V \to -V$, $\quad \bar{V} \to -V$
2. $W \to -W$, $\quad \bar{W} \to -W$.

Näheres über $-$ und $+$ im Großen gewünscht.

$-\langle \varphi^*_2(x), \psi_2(x')\rangle$ $\quad U^+ = (-W^*_2, W^*_1; V^*_2, -V^*_1)$

$\bar{U} = (V_1, \ldots$

$\bar{U} = U^C\gamma_4 = V^*_2, -V_1$

## Anlage III zum Brief [2808]

Fortsetzung, 28. Dezember

Die übrigen tragen neue Operatoren, die einen Spinor im Zustandsraum bilden

$$(V_1, V_2; W_1, W_2) \equiv U_\alpha \qquad \alpha = 1 \ldots 4$$

$$E E^\dagger = 1 \text{ wie } \psi$$

$$E_{\alpha\beta} = E_{\beta\alpha} \text{ wie } \rho \qquad U_\alpha^\dagger = E_{\alpha\beta} \cdot U_\beta.$$

Wie bekannt ist

$$U_\alpha U_\beta + U_\beta U_\alpha = \delta_{\alpha\beta} \qquad \alpha, \beta = 1 \ldots 4$$

$$U_\alpha U_\beta^\dagger + U_\beta^\dagger U_\alpha = \delta_{\alpha\beta} \qquad \bar{U} = U^\dagger \gamma_4.$$

$^\dagger$ = Hermitesch-konjugiert

(Vorbehaltlich Vorzeichenfehler) ist

$$\bar{U} = U^C \gamma_4 = (V_2^\dagger, -V_1^\dagger; -W_2^\dagger, W_1^\dagger) = W_1^\dagger, W_2^\dagger\, V_1^\dagger, V_2^\dagger,$$

$$\langle \psi_\alpha(x) \varphi_\beta^*(x') \rangle_0 = G(s) \delta_{\alpha\beta} \cdot \chi$$

$$\langle \psi_\alpha(x) \psi_\beta^*(x') \rangle_0 = G^*(s) \cdot \chi^\dagger. \quad \psi = (V_1, V_2; V_2^*, -V_1^*)$$

$$\bar{\psi} = (V_2^*, V_1^*, \ldots)$$

$$-\langle \psi_1(x), \psi_2(x') \rangle_0 = +\langle \psi_2(x) \psi_1(x') \rangle_0 = \Psi G(s)$$

$$\langle \varphi_1(x) \varphi_2(x') \rangle_0 = -\langle \varphi_2(x) \varphi_1(x') \rangle_0 = \Psi^\dagger$$

$$\bar{U}_\alpha U$$

$$\langle \psi_\alpha(x) \psi_\beta^*(x') \rangle_0 = U_\alpha U_\beta$$

$$\langle \psi_\alpha(x) \psi_\beta(x') \rangle_0 = G^*(s) \qquad U\text{-Majorana-Spinor}$$

$$\langle \psi_\alpha(x) \psi_\beta^C(x') \rangle_0 = G(s) \qquad C\gamma_5 = *$$

Formeln bleiben richtig, wenn $*$ durch $C$ ersetzt.

$$P \equiv \{p_1 p\}$$

$$\frac{(p \cdot \gamma) + ik}{P + k^2} - \left[ \frac{(p \cdot \gamma) + ik}{P(1-a)} - \frac{k^2}{p^2}(p \cdot \gamma) \right] - \frac{(p \cdot \gamma) + iM}{P - M^2} a$$

gibt für $a = 0$ (oder $M \to \infty$)

$$\left[ -\frac{k^2}{P(P+k^2)} + \frac{k^2}{p^2} \right] (p \cdot \gamma) - \frac{ik^3}{P(P+k^2)} = \frac{k^4}{P^2(P+k^2)} (p \cdot \gamma) - \frac{ik^3}{P(P+k^2)}$$

stimmt.

$$\frac{(p\cdot\gamma)+ik}{P+k^2}-\frac{(p\cdot\gamma)+i\varepsilon}{P+\varepsilon^2}+\frac{(p\cdot\gamma)-i\varepsilon}{P+\varepsilon^2}$$

$$\frac{1}{P+k^2}-\frac{1}{P}=-\frac{k^2}{P(P+k^2)}.$$

Die übrigen tragen neue Operatoren, die einen Majorana-Spinor bilden (die Majorana-Verkürzung scheint mir ausreichend), bei Majorana-Darstellung der $\gamma$'s werden dann in antisymmetrischer Metrik die Vektoren des Hilbertraumes *reell*!

$$(V_1, V_2; V_2^+, -V_1^+)$$

$+$ = hermitesch konjugiert, $(\alpha\cdot\beta = 1, 2)$, und den Vertauschungs-Relationen genügen

$$V_\alpha V_\beta + V_\beta V_\alpha = 0$$

$$V_\alpha V_\beta^+ + V_\beta^+ V_\alpha = \delta_{\alpha\beta}$$

ebenso wirkt $\bar{V}$ auf die bra's nach links

$$V_1 \equiv V, \quad V_2 \equiv \bar{V}$$

$$\langle\psi_\alpha(x)\varphi_\beta^*(x')\rangle_0 = |G(s)\delta_{\alpha\beta}\frac{1}{2}[V\times\bar{V}]$$

$$\langle\varphi_\alpha(x)\psi_\beta^*(x')\rangle_0 = G^*(s)\delta_{\alpha\beta}[V\times\bar{V}]^+\langle\psi_\alpha(x)\varphi^{*C}(x')\rangle_0 \tag{1}$$

$$= +\langle\psi_1(x)\psi_2(x')\rangle_0 = -\langle\psi_2(x)\psi_1(x')\rangle_0 = G^*(s)\delta_{\alpha\beta}\frac{1}{2}[V\times\bar{V}^+]$$

$$\langle\varphi_\alpha(x)\psi_\alpha^{*C}(x')\rangle_0 = -\langle\varphi_1(x)+\varphi_2(x')\rangle_0 = +\langle\varphi_2(x)\varphi_1(x')\rangle_0$$
$$= G^*(s)\delta_{\alpha\beta} - [\bar{V}=V^+]^2.$$

Bei weggelassenen $V$-Operatoren ist die Symmetrie $CP$ (und $T$, denn aus den Lecture-Notes folgt $CPT$ und Kausalität). Nur wenn $G(s)$ reell, gilt noch $C$ und $P$ einzeln.

Operation $O = C\gamma_5$ verwandelt links $\psi^*$ in $\psi$ und $\psi$ in $\psi^*$

$$\psi \to \psi^C\gamma_5$$

$$C\,L = 1$$

$$O\psi = \gamma_5(-\psi_4^*, \psi_3^*, \psi_2^* - \psi_1^*)$$
$$= (-\psi_4^*, \psi_3^*; -\psi_2^*, -\psi_1^*)$$

$$\psi^1 = \psi^C\gamma_5$$

$$\psi^4 = -\psi.$$

$$O^2\psi = -(\psi_1, \psi_2; \psi_3, \psi_4).$$

$$\langle\psi_\alpha(x)\psi^*_\beta(x')\rangle_0 = \frac{1}{2}[\alpha,\beta]G(s)\cdot\frac{1+\gamma_5}{2}$$

$$\langle\psi_\alpha(x)\psi_\beta(x')\rangle_0 = +\frac{1}{2}[V^+_\alpha, \bar V^+_\beta]G^*, \frac{\gamma_5}{2}$$

auf * angewandten Regel: Anwendung der (gewöhnlichen) Operation $C\psi_5$

$$\psi^{C^*}_{\beta'}\cdot\gamma_5 - \beta'\beta = \psi$$

ist nicht so simpel!

$$\gamma_5^+\psi^C = \psi^C\gamma_5 = -C\gamma_5C^{-1}\psi = \psi = +\psi C^{-1}\gamma_5$$

$C$-Bezeichnung, Nuovo-Cimento paper, $\psi^{**} = -\psi$

$$\bar\psi = \psi^*\gamma_4 : \quad * = +$$

4-reihige Metrik – adjungiert wegen Antisymmetrie, bei $L$-Gruppe [ ... ][14]

$$\langle\psi_\alpha(x)\bar\psi_\beta(x')\rangle_0$$

$$= V_\alpha\left[\gamma\frac{\delta}{\delta\xi}F(s) + G(s)\frac{1+\gamma_5}{2}(V_\alpha\bar V^+_\beta + \bar V^+_\beta V_\alpha) - G^*(s)\frac{1-\gamma_5}{2}\right]\bar V\cdot p$$

$$\langle\psi_\alpha(x)\psi_\beta(x')\rangle C^{-1}\gamma_5 = \gamma + V_\alpha V^+_\beta G(s)\frac{1+\gamma_5}{2} + W_\alpha W_\beta G^*(s)\frac{1-\gamma_5}{2}.$$

$$V \to \bar V$$

Im kleinen Raum multipliziert mit Raum groß

$$C^{-1}\gamma_5|\begin{matrix}\bar V \to V\\ \text{daher}\end{matrix}$$

$$\langle\psi_\alpha(x)\psi_\beta(x')\rangle_0 = V_\alpha[\ldots]V_\beta$$

Kalkül auf dieser Linie gemacht.
Es entspricht

$$\psi' = \psi e^{-\alpha}, \quad \varphi' = \varphi^e$$

$$V' = Ve^{i\alpha}, \quad \bar V' = \bar V e^{-i\alpha}$$

es entspricht

$$\psi' = \psi e^{i\alpha}, \quad \varphi' = \varphi e^{-i\alpha} \qquad (\gamma_5)$$

$$V' = Ve^{i\alpha}, \quad \bar V' = \bar V e^{+i\alpha}.$$

Der Vorzeichen bin ich nicht sicher, ebensowenig der Majaronaschen Verkürzung. Doch läßt sich

$$[V,\bar V], [V,\bar V]^+, [V,\bar V^+], [\bar V, V^+]$$

(nach Bilden der Real- und Imaginärteile), was 4 reellen Parametern entspricht, der unitären Gruppe, d. h. ihren infinitesimalen Transformationen, wohl geeignet zuordnen. (Zwei davon sind $\varphi + iN$ und $\varphi - iN$.)

*Das alles gilt nur als vorläufig*. Man hätte natürlich die Formeln auch so einrichten können, daß die Metrik einer unitären Transformation entspricht, bei Hinzufügen der Operation $C$ (oder $C\gamma_5$?). Dann ist $\bar{V} \equiv V^+$ zu setzen, aber $V_1$ und $V_2$ sind unabhängig. Dieses Verfahren hier paßt aber vielleicht besser zum Iso-Spin. (Ich werde müde.)

Nun will ich die Sache einige Tage liegen lassen. Die Möglichkeit einer *antisymmetrischen Metrik im Hilbertraum* (Vektorprodukt) scheint mir interessant. Sie geht auch für die gewöhnlichen physikalischen Zustände

$$\text{Normalform} \begin{pmatrix} 1 & -1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \text{ etc.}$$

wenn man $C$-Konjugation zur positiv definiten Metrik hinzufügt. Sie läßt komplexe Geister ohne weiteres zu (keine reellen!), das ist schön! Ich habe noch keinen guten Beweis, daß mit den antikommutierenden Operatoren die Wurzeln alle in *einer* Halbebene liegen (Festlegung eines Vorzeichens!). Ich hatte es länger mit kommutierenden Operatoren versucht. Man muß wohl noch unterteilen?, bin aber mit diesen nicht durchgekommen.

Man wäre dann wohl schon in *einem* Termsystem bei $N \to -N$, $\varphi \to -\varphi$ von selbst im Hilbertraum I ? ($\alpha = \pi$) und die Zusatzoperatoren drücken aus, daß sich die Raum-Zeit enthaltenden Größen nicht auf Diagonalform bringen lassen.

Wolfgang Pauli

[1] Diese Untersuchung des Altphilologen Hermann Usener (1834–1905), der u. a. 1861 auch als Professor an der Kantonschule in Bern gewirkt hatte, ist in seinen 1889 erschienenen *Religionsgeschichtlichen Untersuchungen*, Teil I enthalten.

[2] Es handelte sich um die schon im Brief [2805] erwähnten *notes* der Vorlesung über *Ausgewählte Kapitel aus der Wellenmechanik*, die von Charles Enz angefertigt worden waren. Die Zusendung dieser *lecture notes* hatte Pauli bereits in seinem Brief [2805] angekündigt.

[3] Zusatz von Pauli: „Die Hankelfunktion $H_l^{(1)}(ims)$ geht auch für komplexes $m$."

[4] Pauli (1957d).

* Für *raumartige* Punkte ist $s$ reell, für zeitartige rein-imaginär.

[5] Unleserliches Wort!

[6] Zusatz von Pauli: „Das ist das Geheimnis des * ! Fundamental!"

** Man hat also nicht nur $V^2 = 0$, $VV^\dagger + V^\dagger V = 1$, sondern auch $\bar{V}^2 = 0$ (!) $V\bar{V} + \bar{V}V = 0$; $\bar{V}\bar{V}^\dagger + \bar{V}^\dagger\bar{V} = 1$.

*** Das ist noch dunkel.

[7] Zusatz von Pauli: „Dein Brief vom 21." Vgl. den Brief [2806].

[8] Zusatz von Pauli: „*Anti*symmetrie der Wellenfunktion im Hilbertraum."

[9] Vgl. Sakurai (1958a).

[10] Offenbar hat Pauli dann die Mitteilung seiner weiteren Überlegungen auf eine spätere Gelegenheit vertagt (vgl. die *mathematischen Kommentare* zum Brief [2911]).

[11] Pauli (1957d).

[12] Hier folgt eine längere Textstreichung: „Nun die Formeln (ohne Gewähr für Richtigkeit aller Vorzeichen). Ist noch sehr skizzenhaft! Ich zerlege den Spinor mit

$$\gamma = \begin{pmatrix} 0 & -i\sigma \\ +i\sigma & 0 \end{pmatrix}, \quad \gamma^4 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \gamma^5 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix},$$

in zwei Teile

$$(\psi_1, \psi_2); (\varphi_1, \varphi_2)$$
$$\psi^C = (-\varphi_2^*, \varphi_1^*); (\psi_2^*, -\psi_1^*)$$

Vakuum-*Erwartungswert* (in dem * steckt eine noch zu ermittelnde Metrik des Hilbertraumes; ist nicht hermitesch konjugiert!) des Produktes von zwei Feldoperatoren ($\alpha, \beta = 1, 2$)

$$\langle \psi_\alpha(x)\psi_\beta(x')\rangle_0 = +i(-\boldsymbol{\sigma}_{\alpha\beta}\frac{\partial}{\partial \boldsymbol{x}} - \mathbf{1}\frac{\partial}{\partial t})F(s) \qquad \mathbf{1} = \delta_{\alpha\beta}$$

$$\langle \varphi_\alpha(x)\varphi_\beta^*(x')\rangle_0 = +i(\boldsymbol{\sigma}_{\alpha\beta}\frac{\partial}{\partial \boldsymbol{x}} + \mathbf{1}\frac{\partial}{\partial t})F(s).\text{“}$$

[13] Manuskript aus dem *Pauli-Nachlaß* 1/392-401. Die klein gedruckten Zusätze wurden nachträglich von Pauli mit einem Bleistift hinzugefügt.
(1) Wegen der analytischen Fortsetzung ist $G(s^{\cdot *})$ von $G(s)$ verschieden.
[14] Unleserliche Textstelle.

## [2809] Källén an Pauli

Kalmar, 26. Dezember 1957[1]
[Maschinenschrift]

Lieber Professor Pauli!

Vielen Dank für Ihre Briefe[2] und für das Telegramm. Mit dem Springerverlag ist wohl alles jetzt in Ordnung, und ich sage nichts mehr davon.

Es freut mich sehr, daß Sie jetzt so viel von der Physik erwarten. Was die allgemeine Brauchbarkeit der indefiniten Metrik und komplexer Wurzeln betrifft, so bin ich wohl einigermaßen mit Ihnen einig, *aber* ich glaube überhaupt *kein Wort* des Heisenbergschen Spinormodells. Es scheint mir nämlich, daß eben die Invarianzeigenschaften, worauf Sie so viel Wert legen, eine andere Schwierigkeit mit sich bringen, die Sie vielleicht noch nicht gesehen haben. Studieren wir z. B. die Invarianz der Lagrangefunktion bei der Transformation $\psi \to \psi' = \gamma_5\psi$. Diese Transformation ist ja ein Spezialfall Ihrer allgemeineren Transformationen. Die Schwierigkeit ist jetzt, daß *genau* dasselbe Argument, das benützt wird, um *ein Massenglied in der Lagrangefunktion auszuschließen*, auch dazu verwendet werden kann, um zu zeigen, daß *jedes stabile Teilchen in der Theorie die Ruhmasse Null haben muß*. Nehmen wir an, daß es in der Theorie einen Einteilchenzustand $|q\rangle$ mit Impuls $q$ und Masse $m$ (und Spin $\frac{1}{2}$) gibt, so erfüllt das Matrixelement des Feldes $\psi$ vom Vakuum zum Zustand $|q\rangle$ wegen der Lorentzinvarianz die Gleichung

$$(i\gamma q + m)\langle 0|\psi|q\rangle = 0. \tag{1}$$

Die Invarianz der Theorie bei der Transformation mit $\gamma_5$ bedeutet, daß es im Hilbertraum der Zustandsvektoren einen Operator $C$ mit den Eigenschaften

$$\begin{aligned} C|0\rangle &= |0\rangle \\ C|q\rangle &= |q\rangle,\ ^3 \\ C\psi(x)C^{-1} &= \psi'(x) = \gamma_5\psi(x) \end{aligned} \tag{2}$$

gibt. Es folgt

$$(i\gamma q + m)\langle 0|\psi|q\rangle = (i\gamma q + m)\langle 0|C^{-1}C\psi C^{-1}C|q\rangle$$
$$= (i\gamma q + m)\langle 0|\psi'|q\rangle = (i\gamma q + m)\gamma_5\langle 0|\psi|q\rangle = -\gamma_5(i\gamma q - m)\langle 0|\psi|q\rangle = 0. \tag{3}$$

Ein Vergleich von (1) und (3) gibt

$$m = 0. \tag{4}$$

Ich meine, daß ein analoges Argument *immer* benützt werden kann, wenn man eine Invarianzeigenschaft hat, die ein Massenglied in der Lagrangefunktion ausschließt. Dann kann man auch (exakt!) zeigen, daß jeder stabile Einteilchenzustand in der Theorie auch die Ruhmasse Null haben muß. Wenn Heisenberg und Schüler etwas anderes finden, dann kommt das *nur* aus der Näherungsmethode (Tamm-Dancoff) und gilt nicht, wenn man exakt rechnet. Die Tamm-Dancoffsche Methode ist hier (und soweit ich weiß auch sonst) vollständig unzuverlässig!

Wenn Sie jetzt sagen werden, daß die Invarianzeigenschaften der Theorie wegen der Zweiteilung in der komplexen Ebene mehr oder weniger verletzt werden können, so weigere ich mich zu glauben, daß dies für die Masse der schweren Teilchen helfen kann. Eben die starke Wechselwirkung hat ja die vollständigste Symmetrie des Problems, und diese Wechselwirkung gehört den Teilchen mit den größten Massen.

Etwas anderes, das mir in der Heisenbergschen Theorie nicht gefällt, ist der Dipolzustand *mit der Masse Null*. Sie haben geschrieben, daß Heisenberg diesen Zustand als sehr wesentlich ansieht. In meiner (und wahrscheinlich auch in Ihrer) störungstheoretischen Rechnung[4] ist es aber *sehr* wesentlich, daß die Energien $E_a$ und $E_b$ einen großen Realteil $M$ haben, damit die gewöhnliche Theorie als Grenzfall herauskommt. Ist $M$ zu klein, so kann man auch nicht „makroskopisch" lokalisieren, und das *muß* man doch können.

Wie ich schon gesagt habe, so trifft meine kritische Bemerkung oben nicht nur das Modell von Heisenberg, sondern jede Theorie, die eine so starke Invarianz hat, daß kein Massenglied in der Lagrangefunktion auftreten kann. Da man kaum vermuten kann, daß alle Massen nur Symmetrieverletzungen sind, so bin ich gegen jede Theorie, die mit nur einem Feld anfängt und eine allzu starke Symmetrie hat, sehr skeptisch. Zwar wäre es sehr schön, wenn man aus nur einem Spinorfeld das elektromagnetische Feld und auch sonst die ganze Welt erhalten könnte, aber das scheint mir augenblicklich als „science fiction". Dazu kommt, daß das einzige anständige Feld, das es überhaupt gibt, das elektromagnetische Feld ist. Die ganze Feldtheorie mit dem Begriff der Meßbarkeit usw. ist eigentlich für das elektromagnetische Feld zugeschnitten, und alle anderen Felder der theoretischen Physik sind nur schlechte Imitationen des elektromagnetischen Feldes! Wäre es dann nicht besser, da man nun eine Idee hat, wie der Begriff eines Feldes modifiziert werden soll, diese Idee erst bei dem elekromagnetischen Feld zu probieren? Dort wissen wir ja, wie es bei kleinen Energien aussehen soll, und das ist schon etwas. Vielleicht sollte man jetzt am Anfang bescheiden sein und

nicht vermuten, man könnte sofort eine fertige Theorie aller Elementarteilchen machen. Genau was ich eigentlich machen will, weiß ich kaum selber, aber in irgendeiner Weise will ich den Realteil $M$ oben in Zusammenhang mit der Größe $m/\alpha \approx 137m$ ($M$ = Elektronenmasse) setzen. Hierbei will ich meine geliebte Funktion $\Pi(p^2)$ und vielleicht auch die in dem unpublizierten CERN-Report[5] eingeführte Funktion $\Pi^*(p^2)$ benützen. Die Energie $M \pm i\Gamma$ soll eine Lösung der Gleichung $\bar{\Pi}^*(z) - \bar{\Pi}^*(0) = 0$ sein. Vielleicht soll man den Zusammenhang (die Integralgleichung) zwischen $\Pi$ und $\Pi^*$ ein wenig modifizieren, damit das Aufreten der komplexen Wurzeln richtig zum Ausdruck kommt. Ich weiß noch nicht ganz genau.

Dies ist alles sehr unbestimmt, und ich erwarte nicht, daß Sie von den letzten Bemerkungen oben überzeugt werden oder damit einverstanden sind. Meine mathematischen Bemerkungen über die Symmetrieeigenschaften werden Sie aber hoffentlich ernst nehmen.

Ich meine nicht, daß etwas sehr Interessantes in den Sektoren mit vielen schweren Teilchen im Lee-Modell auftreten kann, aber es scheint mir, daß man diese Sektoren untersuchen muß, wenn man die Aussage machen will, daß das Lee-Modell mit Dipolgeistern vollständig konsistent ist. Es könnte herauskommen, daß es gebundene Zustände mit negativer Norm und reellen Energien gibt, auch wenn im Sektor $(N + \theta, V)$ der Dipolzustand da ist. Ich bin gar nicht sicher, daß so etwas herauskommt, aber die Möglichkeit besteht. Etwas anderes erwarte ich aber *nicht*, und besonders interessant finde ich es auch nicht, dies herauszufinden.

Am 23. Januar komme ich wahrscheinlich durch Zürich auf einer Durchreise. Dann sind Sie aber, verstehe ich, schon weggefahren.

Mit vielen Neujahrsgrüßen von uns allen an Sie und an Frau Pauli.

Ihr sehr ergebener Gunnar Källén

[1] Zusatz von Pauli: „Ferienadresse bis 6. I. Terassgatan 9, Göteborg C. – Beantwortet 2. I. 1958“
[2] Vgl. die Briefe [2799 und 2804].
[3] Zusatz von Pauli: „Warum?“
[4] Siehe die Briefe [2801 und 2804].
[5] Vgl. Källén (1957c).

## [2810] Heisenberg an Pauli

Göttingen, 27. Dezember 1957[1]

Lieber Pauli!

Hab’ vielen Dank für Deinen ausführlichen und inhaltsreichen Brief.[2] Mit der Abänderung der Vertauschungs-Relation bin ich grundsätzlich durchaus einverstanden, ebenso mit dem, was Du auf S. VII über die Zweiteilung des Vakuums und die zu $ei\alpha$ und $e^{i\alpha\gamma_5}$ isomorphen Transformationen schreibst. Dagegen war ich mit der formalen Behandlung des Operators $T_\alpha$ bzw. $\chi$ auf $S$. $V$ nicht ganz einverstanden. Mir scheint es unnatürlich und auch unnötig, einem Operator im großen Hilbertraum noch einen Spinindex zu geben. Ich möchte

also formal einfach definieren

$$T_{\alpha,\beta} = e^{i(\alpha N + \beta Q)}$$

und es der Mathematik von $N$ und $Q$ überlassen, die $\gamma_5$-Einteilung richtig zu machen.

Damit komme ich gleich zu einem Hauptproblem, dessen Lösung mir auch aus Deinem Brief noch *nicht* völlig klar ist: Wir sind uns zwar einig darüber, daß es in der „elektrischen" Theorie nur *zwei* kontinuierliche, vertauschbare Gruppen geben kann, die den Transformationen $e^{i\alpha}$ und $e^{i\alpha\gamma_5}$ der „unelektrischen" Theorie entsprechen; ferner darüber, daß eine Zweiteilung des Vakuums vorgenommen werden muß durch die Operatoren $O$, $V$ oder besser 1, $\Sigma_k$, wobei $O = \Sigma_3$, $V = \Sigma_1$ gesetzt ist. Wir sind auch einig darüber, daß die Vertauschungs-Relationen so *gewählt* werden müssen, daß sie den beiden Gruppen genügen (sie *können* dann nicht mehr so gewählt werden, daß auch die anderen Transformationen des Isospins die Vertauschungs-Relationen streng ungeändert lassen!). Aber wir sind uns noch nicht klar darüber, wie die Transformationen der beiden kontinuierlichen Gruppen nach Einführung der Operatoren $\Sigma_k$ lauten sollen. Es kommen dafür alle Ausdrücke der Form

$$e^{i\alpha}, e^{i\alpha\Sigma_k}; e^{i\gamma_5\alpha}, e^{i\gamma_5\alpha\Sigma_k}$$

in Betracht, und man muß offenbar zwei vertauschbare Operationen auswählen. Diese Wahl mag eine gewisse Willkür enthalten, die auch für die Physik hinterher unwichtig ist. Aber sie ist sicher auch durch die Vertauschungs-Relationen stark eingeschränkt. Also meine Hauptfrage an Dich:

Welche zwei Operatoren willst Du auswählen und was sind die zugehörigen Vertauschungs-Relationen?

Zu dem letzteren Punkt ist zu sagen: die traditionelle Form

$$S(p) = \int \rho(k) dk \left( \frac{p_\nu \gamma_\nu + ik}{p^2 + k^2} - \dots \right)$$

folgt nach Lehmann und Genossen aus der Forderung der Lorentzinvarianz und der Paritätserhaltung, wobei stillschweigend vorausgesetzt wird, daß es nur ein einfaches Vakuum gibt. (Ich glaube, es ist nicht sehr wichtig, hier zwischen Vakuumerwartungswert der Vertauschungs-Relation und den Vertauschungs-Relationen selbst zu unterscheiden. Im letzteren Fall ist natürlich immer nur die infinitesimale Umgebung von $x - x' = 0$ gemeint.) Beim Lehmannschen Beweis wurde einfach die Existenz irgendwelcher Massen postuliert und dann über alle Zwischenzustände in den Vertauschungs-Relationen in lorentzinvarianter Weise summiert. Bei uns ändert sich dies wegen der Zweiteilung des Vakuums. Dein Abänderungsvorschlag der Vertauschungs-Relationen läuft wohl darauf hinaus, daß die Eigenfunktionen des Nukleons nicht aus den beiden Anteilen $\psi_+$ und $\psi_-$, sondern etwa aus $\psi_+$ und $\psi_-^C$ zusammengesetzt werden müssen. Dagegen ist von vornherein nichts zu sagen (ich glaube, Gürsey macht es auch so), aber man muß jetzt die Lehmannsche Überlegung neu durchführen. Du scheinst hier

noch neue Gesichtspunkte wegen der Kausalität zu haben (in Deinen ‚Lecture notes'),[3] daher will ich zunächst mal abwarten, wie Du Dir die Vertauschungs-Relationen wirklich denkst. Jedenfalls gibt uns die Zweiteilung des Vakuums genau die Freiheit, die wir an dieser Stelle brauchen.

Erst wenn die eben formulierte Hauptfrage beantwortet ist, kann man an die Behandlung der ‚strange particles' und der Leptonen gehen. Als zweiten Schritt stelle ich mir dabei den Beweis dafür vor, daß man für die Darstellung eines Teilchens der Strangeness 1 zwei Wellenfunktionen mehr braucht als bei Strangeness = 0, bei Strangeness 2 vier Wellenfunktionen mehr usw., also mein altes Schema

| | |
|---|---|
| Nukleon | $\psi^*\|\Omega\rangle$ |
| $\Sigma$, $\Lambda_0$ | $\psi\psi^*\psi^*\|\Omega\rangle$ |
| $\pi$ | $\psi\psi^*\|\Omega\rangle$ |
| $K$ | $\psi\psi^*\psi\psi^*\|\Omega\rangle$ |
| $\Xi$ | $\psi\psi^*\psi^*\psi\psi^*\|\Omega\rangle$ |

usw.

Dabei ist mir noch unklar, ob das oben Angeschriebene jeweils das niedrigste Glied der Potenzreihe oder nur das Hauptglied ist. Dieser Beweis muß ja aus den Eigenschaften der unitären Transformationen dieser $2 \times 2$-Matrizen von Gürsey folgen (daß diese Matrizen vom Teufel stammen, glaube ich unbesehen; denn ich habe die größten Schwierigkeiten, sie meinem Denkapparat einzuverleiben!). Aber das wird schon alles so herauskommen. Die Leptonen machen mir dann gar keine Sorgen.

Mehr weiß ich im Augenblick nicht, da ich in den Weihnachtstagen nichts gearbeitet habe. Über die Philosophie zur Theorie möchte ich erst nachdenken, wenn die Mathematik fixiert ist. Nur eine Bemerkung zum + Zeichen in der Lagrangefunktion. Ich glaube, daß es seine Berechtigung aus der Notwendigkeit erhält, die „kleinste Länge" $l$, d. h., einen universellen Längenmaßstab in die Theorie einzuführen. Man kann sagen: die Konstante $c$ war notwendig, um $x$, $y$, $z$ mit $t$ in Verbindung zu bringen; $\hbar$ war notwendig, um $p$ mit $q$ in Beziehung zu setzen. $l$ ist notwendig, um den für den zeitlichen Ablauf maßgebenden Ausdruck $\psi^+\gamma_\nu \frac{\partial}{\partial x_\nu}\psi$ mit der Invarianten $(\psi^+(1-\gamma_5)\psi)(\psi^+(1+\gamma_5)\psi)$ in Verbindung zu bringen.

Da Du schreibst, daß Ihr am 17. Januar verreist (ich nehme an, nach Amerika),[4] möchte ich noch ein paar Zeilen über das Arbeitsprogramm schreiben: Ich nehme an, daß wir diesmal doch wirklich eine Arbeit gemeinsam publizieren werden (dabei habe ich einen persönlichen Wunsch: daß die Arbeit in der Zeitschrift für Naturforschung erscheinen soll, da sie mir als eine Art Schlußstein vorkommt zu einem Gebäude, an dem ich dort fast fünf Jahre gearbeitet habe). Ich möchte hoffen, daß wir bis zum 17. Januar die Hauptpunkte, nämlich Formulierung der beiden kontinuierlichen Gruppen und der zugehörigen Vertauschungs-Relationen, Struktur der strange particles und der Leptonen klären können. Wir könnten das dann gemeinsam publizieren. Dann könnten wir wegen der größeren Entfernung eventuell zwei verschiedene Teilprobleme angehen, z. B. Du, wie Du schreibst, die Frage der schwachen Wechselwirkungen

und ich die Berechnung der Massen à la Tamm-Dancoff. Aber wir könnten auch weiter gemeinsam vorgehen, z. B. auch gemeinsam eine englische Arbeit schreiben. Um den Stoff dazu ist mir nicht bange. Also schreib' mal, was Du darüber denkst!

Mit vielen Grüßen Dein W. Heisenberg

[1] Zusatz von Pauli: „Beantwortet 29. XII."
[2] Vgl. den Brief [2808].
[3] Pauli (1957c). – Vgl. auch die Hinweise in den Briefen [2805 und 2808].
[4] Vgl. hierzu den Kommentar zum Brief [2841].

## [2811] Pauli an Heisenberg

[Zürich], 28/29. Dezember [1957]

Daß ich nach Berkeley gehe, macht nichts: die Post geht schnell (4 bis 5 Tage)

### Antwort auf Deinen Brief vom 27. Dezember[1]

Lieber Heisenberg!

Ich muß jetzt wohl die Arbeit für ein paar Tage unterbrechen aus äußeren Gründen; es ist aber wohl auch ganz gut, denn alles, was jetzt schon herauskam, ist mir so neu wie einem Kinde, das anfängt gehen zu lernen. Es wird *noch mehr* herauskommen (wahrscheinlich die ganze Theorie), aber, bitte, laß mir etwas *Zeit* mit einer Publikation. Der Ort derselben ist nicht kritisch; wahrscheinlich wird noch so viel nachkommen – ich habe den Eindruck, wir sind auf eine Goldmine gestoßen – daß man ohnehin erst einen *‚letter'* auf englisch wird publizieren müssen; eine ausführlichere Arbeit kann dann gut in der Zeitschrift für Naturforschung erscheinen (ich wäre mehr für ‚Nuclear physics', wo Deine Lee-Modell-Arbeit steht, aber das ist sekundär).

Als Titel schwebt mir vor: „Über die Deutung des Iso(topen)spins". Denn darum handelt es sich *zunächst*. Die Entsprechung „Isospin-Spin" *ist* bereits die kleine und die große Welt. Das Einführen von Spinoren im Hilbertraum ist unbedingt nötig, aber die Indizes *sind* die des Isoraumes, die schon bekannt sind. Ich glaube, es genügt, die Vektoren des Hilbertraumes als Majorana-Spinoren anzusetzen. (Mit $\gamma_5$ diagonal ist die Grundform: $\Psi_2^*\Psi_1 - \Psi_1^*\Psi_2$) In der Majoranadarstellung sind die Hilbertvektoren reell, die Metrik ist antisymmetrisch, die Normalform ist

$$\begin{pmatrix} 0 & -1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \qquad \begin{pmatrix} 0 & -1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \quad \ldots$$

(*ein* Zustand $\begin{pmatrix} 0 & -1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}$ ist *nicht* entartet!)

für endlich viele Dimensionen bekannt aus den kanonischen Transformationen der klassischen Mechanik. Alle Vorzeichen kommen so in Ordnung, und die Antisymmetrie bedingt die Sonderrolle der $\gamma_5$.

Ich habe aber lange noch nicht alles verstanden. Es könnte sein, daß die Majorana-Beschränkung nicht gut ist, daß es zwei Grundformen gibt, die eine $Q$, die andere $N$ darstellend.[2]

Wie Raum und Zeit eingeht, habe ich noch gar nicht verstanden. Die Verdoppelung des Vakuums entspricht einem Dirac-Undor, aber es scheint mir, *diese* Entartung wird durch die schwache Wechselwirkung aufgehoben und eine prinzipielle Entartung ist wegen der Antisymmetrie nicht mehr da. Die Aufhebung der Entartung ist paritätsverletzend.*

Die Behandlung von Modellen erfordert wohl ganz andere Betrachtungen und Methoden, die zunächst nicht in eine erste Arbeit sollen.

Der Zusammenhang mit Deinen Ideen (1. Spinormodell, 2. indefinite Metrik, 3. Verdoppelung des Vakuums) ist ja der allerengste, und ich bin durch Dein Spinormodell (das damit wohl endgültig gerechtfertigt ist – die Form der Lie-Funktion ist etwas anderes) darauf gekommen.

*Der „Iso-Raum" ist der Hilbertraum!!* (Die approximative Entartung der elektrischen Welt *ohne* schwache Wechselwirkung ist $N \to N$, $Q \to -Q$ oder umgekehrt.)

Hauptfrage: Kommutator oder Produkt von 2 Operatoren, die je $\leftarrow$ nach links und nach rechts $\rightarrow$ wirken (statt Deiner $c$'s).

*Abends*

Ich bin jetzt in einem Stadium, wo ich *Fragmente* errate: Fragmente einer mir noch fremden *Vernunft*, die plötzlich aus den Formeln auf mich zuspringt. Nun lernte ich, wieder ein wenig weiter zu *gehen*: Die Majorana-Beschränkung ist *falsch*, es gibt zwei bilineare Grundformen in der neuen Theorie, die Dir formal aus Deiner Lagrange-Funktion bekannt sind. Sei $\Psi_A$ der Spinor-Hilbertvektor,* das Konjugiert-Komplexe, $\bar{\psi}_A = (\Psi^* \gamma^4)_A$ das „bra-", so sind die Grundformen (mit $\Sigma$ Summe über alle Zustände)

$$\Sigma \bar{\Psi} \left( \frac{1 + \gamma_5}{2} \right) \Psi = Q + iN \qquad \text{(oder } N + iQ\text{)}$$

$$\Sigma \bar{\Psi} \left( \frac{1 - \gamma_5}{2} \right) \Psi = Q - iN \qquad \text{(I)}$$

$Q$ = Ladung, $N$ = Baryonenzahl. Das ist überaus befriedigend. $Q$ und $N$ sind *gruppentheoretisch ganz gleichberechtigt*. Es gibt in der Gruppe der unitären Transformationen $U$ von 2 komplexen Variablen gerade *zwei* Translationsuntergruppen, die miteinander vertauschen. „Which is which" muß durch die „elektrischen" Zusatzterme bestimmt sein. Auf diese hoffe ich in einigen Tagen zurückkommen zu können. (Ich bin übrigens sicher, daß die „Leptonenzahl" eine mod. 4 Angelegenheit ist wie $\tau_3$; das muß ich auf später verschieben.)

{Die „Hauptfrage" muß ich auch noch etwas verschieben, aber wohl nicht lange. Deine Idee der Produktzerlegung war im Prinzip richtig (Deine $c$'s), aber im einzelnen ist es anders, der eine Faktor wirkt nach links, der andere nach rechts. Die Operatoren sind Spinoren.}

Nun (I) hat sehr *schöne* und ansprechende Eigenschaften.
Für

$$\gamma^5 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$$

erhält man

$$\sum(\Psi_3^*\Psi_1 + \Psi_4^*\Psi_2) = Q + iN$$
$$\sum(\Psi_1^*\Psi_3 + \Psi_2^*\Psi_4) = Q - iN.$$

Für $N = 0$ erhält man a) die Leptonen als Fermionen, b) die Mesonen ($K$-Teilchen etc.) als Baryonen. Für $Q = 0$ die elektrisch Neutralen.

Nun, Du siehst: $Q = 0$ und $N = 0$, Neutrino ist entweder $\Psi_3 = \Psi_4 = 0$ oder $\Psi_1 = \Psi_2 = 0$, also *Zweikomponententheorie*.

*Hurra!* (Welcher der beiden Fälle hängt von einem *konventionellen* Vorzeichen ab: was man Teilchen und was man Antiteilchen nennt.)

N. B. In der Majorana-Darstellung ($\gamma_4$, $\gamma_5$ rein imaginär) ist

$$\bar{\Psi} = \Psi\gamma_4 \qquad (\Psi^* = \Psi, \Psi \text{ reell})$$

$$Q = \Psi^*\gamma_4\Psi, \quad N = \underset{\text{Anti symmetrisch!}}{-i\Psi^*\gamma_4\gamma_5\Psi.}\ ^{3}$$

Nun die schwache Wechselwirkung.[4] Wir werden uns wohl auch da einigen: ich sehe nicht mehr recht, wie in einer antisymmetrischen Metrik *überhaupt* komplexe Wurzeln herauskommen können! Es ist eine *neue Sachlage*: vielleicht gibt es doch gar keine. Die Frage ist, ob Dein Dipolgeist nicht doch auch jenen kleinen Imaginärteil von $G(s)$ liefern könnte. Wenn ich Dir in einigen Tagen diese Formeln schicke, kommen wir darauf zurück. „Geister" gibt es ja nun gar keine mehr. Es gibt aber „Nullzustände" wie Photonen, Neutrinos etc.[5]

Das Bild verschiebt sich mit jedem Tag, alles ist im Fluß. Noch nicht publizieren! Aber es wird etwas *Schönes* werden!

---

Es ist ja noch gar nicht abzusehen, was da noch alles herauskommt. Wünsch mir nur viel Glück, beim Gehenlernen!

*Vernunft* fängt wieder an zu sprechen,
Und Hoffnung wieder an zu blühen;
Man sehnt sich nach des Lebens Bächen,
Ach nach des Lebens Quelle hin!
(Aus „Faust")[6]

Grüß die *Morgenröte*, wenn 1958 beginnt.

Vor *Sonnenaufgang!* 29. Dezember

*Mathematische Kommentare*

1. Die Lorentzgruppe muß auf den Hilbertraum (Iso-Raum) angewendet werden. Da er *nicht* Raum-Zeit enthält, kommt es nun richtig mit dem Skalar (beide Vorzeichen), dem Vektor

$$\sum \bar{\Psi}\gamma_\mu\Psi$$

mit der positiven Nullkomponente. Daher ist dessen *Deutung als Impuls-Energie* wohl das richtige: Die Energie ist positiv, bezogen auf das Vakuum (Energie 0).

Durch die ganze Theorie zieht sich die *Realitätsbedingung*: $\gamma_5 \to -\gamma_5$ ist äquivalent mit dem Übergang zum *Konjugiert-Komplexen* $i \to -i$. (Das ist die Quelle aller $\gamma_5$-Regeln.)

$$\bar{\Psi} i \gamma_\mu \gamma_\nu \Psi$$

im Isoraum ist demnach der Isospin und seine $\gamma_5$-Spiegelung.

2. Es bleibt das Problem der *Beziehung der unitären Transformationen zu den „pseudo-unitären"*, die sich jetzt als die kanonischen (die Mathematiker sagen: „symplektisch") Transformationen enthüllt haben. Hierbei ist nun im Isoraum die richtige Verkürzung der Gruppe eingetreten:

Die kanonischen Transformationen haben die Determinante 1, (Satz von Liouville), die unitären die Determinante $e^{2i\alpha}$ (beachte die 2!) – es genügt $0 \leq \alpha \leq \pi$!

Die kanonischen Transformationen des Isoraumes, die $Q \pm iN$ invariant lassen, sind gerade die Rotationsgruppe des Isospins (Determinante + 1!) (mein $\Psi' = a\Psi + b\gamma_5 \Psi^C$), die andere Gruppe $\Psi' = \Psi e^{i\alpha\gamma_5}$ *ist im Isoraum nicht mehr erlaubt.* (Das ist die Auswahl des richtigen Termsystems, von der Du mit Recht sprachst.)[7]

Im anderen Raum kommt es nun darauf an, die *Beziehung zwischen den kanonischen Transformationen von 2 Freiheitsgraden und der unitären Gruppe von* $4 \times 4$ *reihigen Matrices* (mit Realitätsbedingungen), das ist „Strich" und „Kreuz"!, herauszuarbeiten.[8] (Für $2 \times 2$ reihige Matrices erhält man die kanonischen aus den unitären gerade durch die Zusatzbedingung Determinante = 1.)

{Diese Frage ist hinter den Gürseyschen Matrices versteckt. Mit dem „Teufelswerk" hast Du insofern recht, als dieser wieder sein Zweiteilungs-(Halbierungs-)motiv herausgebracht hat, was aber Gürsey nicht bemerkt hat.}

Heute habe ich nicht mehr Zeit, das durchzurechnen (es ist Elementar-Mathematik – es wird Dir ja nun leicht gelingen), ich sehe aber schon, daß die Operation $C$ – genauer die $C\ P$ ($P$ = Parity) oder $C\gamma_5$-Operation – den Schlüssel dieses Zusammenhanges enthält – wofür gerade die Invarianz der Lagrange-Funktion sorgt.

3. Die Zweiteilung des Vakuums. Das ist sehr interessant und kommt so: ein prinzipielles „Verbot" eines Termsystems ist nicht mehr nötig, da dem durch die Antisymmetrie Rechnung getragen ist. Die übrigen Termsysteme werden schwach kombinieren.

Aber das Vakuum ist ein besonderer Zustand (hat keine Parität) und bleibt im gewöhnlichen Raum exakt entartet. Im Isoraum sind die $\Psi$'s im Vakuum 0; es müssen für die Erwartungswerte der $\langle \Psi_\alpha(x) \Psi_\beta(x') \rangle_0$ unitäre Transformationen bleiben (denen vielleicht keine kanonischen Transformationen des Isoraumes entsprechen). Das hoffe ich diese Woche noch zu untersuchen.

Nachdem das Vakuum auf die Normalform[9]

$$\begin{pmatrix} e^{i\alpha} & 0 \\ 0 & e^{i\beta} \end{pmatrix}$$

gebracht ist, bleibt nur die $Q$ und die $N$-Gruppe. Die ursprüngliche Dreh-Isogruppe $R_3$ sollte aber gerade erlauben, Subtraktionsterme unterzubringen. Das ist ein Stück der Theorie, das mir heute noch fehlt. Aber dieser Teil davon – nicht die Bestimmung der skalaren Funktionen $F(s), G(s), G^*(s) \ldots$ – ist elementar. Das wird auch die Antwort auf Deine Hauptfrage geben.

Gewöhnlicher Raum und Iso-Raum sind irgendwie komplementär, der eine ist nicht einfach eine Wiederholung des anderen. (Siehe den Rollentausch von Skalar und 0-Komponente des Vektors.) Es ist etwa eine Beziehung wie $\bar{\Psi}$ und $\psi^*$ bei Dirac. („Strich“ und „Kreuz“!)

---

Nun, Schluß für heute! Der Stoff gibt viel her, Du wirst nun selbst viel herausfinden! Du beherrschst aufgrund Deiner Erfahrungen *anderes* besser als ich – alle Modellfragen; weder Hamiltonfunktionen noch Vertauschungs-Relationen sind a priori gegeben und müssen aus dem Modell erst irgendwie folgen.

Dein Spinoroperator $\psi_\alpha(x)$ enthält das Geheimnis der Raum-Zeitbeschreibung!

Du wirst nun bemerkt haben, daß „der Pudel“ *fort ist*! Er hat seinen Kern enthüllt: *Zweiteilung* und *Symmetrieverminderung*. Ich bin ihm da mit meiner Antisymmetrie entgegengekommen – ich gab ihm „fair play“! – worauf er sanft entschwand.

Die „Geister“ wittern Morgenluft[10] und sind auch fort (*meine komplexen Wurzeln mit ihnen!*).

Nun ein kräftiges Prosit Neujahr, wir werden *in* ihm *marschieren!*

It’s a long way to Tipperary, it’s a long way to go …[11]

Herzlichst Dein W. Pauli

[1] Vgl. den Brief [2810].
[2] Zusatz von Pauli: „Die Operatorschreibweise ergibt sich aus den infinitesimalen Transformationen der U-Gruppe.“
[*] Die $g_{ik}$-Matrix verbindet, CP-entsprechend, einen Teilchenzustand mit einem gespiegelten Anti-Teilchenzustand.
[3] Zusatz von Pauli: „Paritätserhaltung solange Symmetrie für $N \to -N$, $Q \to Q$!“
[4] Zusatz von Pauli: „Ist Null für $\psi^* = \psi$.“
[5] Die folgenden Sätze zitierte Heisenberg in seinem Buch [1969, S. 317f.] *Der Teil und das Ganze*.
[6] *Faust*, 1. Teil, Studierzimmer.
[7] Zusatz von Pauli: „Diese R-Gruppe läßt auch die Energie invariant und dreht den Impuls.“
[8] Zusatz von Pauli: „*Kreuz* ist der Wahrscheinlichkeitsbegriff.“
[9] Zusatz von Pauli: „Das ist hier die Matrix der *unitären Transformation*.“
[10] Pauli verwendet hier eine abgewandelte Form des Ausspruchs „Ich wittre Morgenluft“, den der das herannahende Tageslicht scheuende Geist in Shakespeares *Hamlet* (I, 5) äußert.
[11] Nach den von Jack Judge (1878–1938) vertonten Versen des britischen Literaten Harry Williams (1874–1924).

## [2812] Pauli an Born

Zürich, 29. Dezember 1957

Lieber Herr Born!

Dank für Ihren Brief vom 20.[1] Ich bin froh, daß Ihnen das Photo und auch das ganze Album Freude gemacht hat.[2] Hoffentlich war es ein schöner Geburtstag für Sie!

Als Sie mir den letzten Brief schrieben, war ich gerade auf einer Reise in Israel. Das war ein recht interessantes Erlebnis![3] Nach meiner Rückkehr schien es mir zu spät zum Antworten. Leider kenne ich Herrn Werle nicht, von der Existenz seines Buches[4] weiß ich wohl, habe es aber auch nicht gelesen.

In letzter Zeit kam ich in eine merkwürdige Zusammenarbeit mit Heisenberg hinein, die mich aufregt, weil ich gar nicht weiß, wie weit und wohin das führen kann! Ein Wort gab das andere, und nun schreiben wir uns lange Briefe.

Herzliche Grüße von Haus zu Haus und alles Gute im neuen Jahr (ich fahre Mitte Januar bis etwa Ende Mai nach Berkeley).

Stets Ihr W. Pauli

[1] Dieses Schreiben ist nicht erhalten.

[2] Borns Schüler hatten ihm zu seinem 75. Geburtstag am 11. Dezember 1975 ein Album verehrt, in das auch Pauli seine Glückwünsche eingetragen hatte (vgl. den Kommentar zum Brief [2782]).

[3] Vgl. den Kommentar zum Brief [2698].

[4] Der aus Pforzheim stammende Schriftsteller und Verleger Fritz Werle (geb. 1899) war Inhaber des in München-Planegg gelegenen *Otto Wilhelm Barth-Verlages*, der u. a. auch Schriften zur Astrologie und Ethik herausgab. Pauli besaß aus der durch Fritz Werle und Ursula von Mangoldt betreuten Reihe *Lebende Quellen zum Wissen um die Ganzheit des Menschen* die zwei von Alfons Rosenberg bearbeiteten Bändchen *So spricht die Gnosis* und *So spricht die Kabbala.*

## [2813] Heisenberg an Pauli

Göttingen, 29. Dezember 1957

Lieber Pauli!

Beim genaueren Studium Deines letzten Briefes[1] fiel mir auf, daß Dir beim Aufschreiben der abgeänderten Vertauschungs-Relationen (B) offenbar irgendein Versehen passiert ist. So, wie sie dastehen, sind sie nämlich gar nicht invariant gegen die Transformation

$$\psi' = e^{i\alpha\gamma_5}\psi$$

d. h.

$$(\psi_1, \psi_2)' = e^{+i\alpha}(\psi_1, \psi_2)$$
$$(\psi_3, \psi_4)' = e^{-i\alpha}(\psi_3, \psi_4).$$

Du schreibst

$$\varepsilon(\tau)\{\psi_\alpha(x)(\psi_\beta^C)^*(x')\} = \varepsilon\{\psi_\alpha(x), \psi_\rho(x')\}E_{\rho\beta} = b(s^2)V\gamma^4_{\alpha\beta} \qquad \text{(B)}$$

oder, was dasselbe ist (für $\gamma_5$ diagonal):

$$\varepsilon(\tau)\{\psi_1(x)\psi_2(x')\} = \ldots = b(s^2)V; \qquad (B')$$

hier multipliziert sich die linke Seite bei der Transformation mit $e^{2i\alpha}$.

Wenn Du in der Relation (B) auf der rechten Seite $\gamma_4$ wegläßt, kommt etwas Invariantes heraus, nämlich

$$\varepsilon(\tau)\{\psi_1(x)\psi_4(x')\} = b(s^2)V.$$

Aber ich zweifle, ob das mit der Lorentzinvarianz geht.

Im Grundsätzlichen sind wir einig: Man muß die Frage untersuchen: Was sind die allgemeinsten Formen der Vertauschungs-Relationen, die mit Lorentzinvarianz, Paritätserhaltung etc. und eventuell $e^{i\alpha\gamma_5}$ (oder $e^{i\alpha\gamma_5\Sigma_k}$??) verträglich sind, wenn die Verdoppelung des Vakuums vorausgesetzt wird (und die $\delta$-Funktionen auf dem Lichtkegel beseitigt sind). Erst wenn man diese Frage beantwortet hat, kann man mit gutem Gewissen Annahmen über die Vertauschungs-Relationen machen.

Zu der Frage, welche beiden Invarianzen man als exakte Erhaltungssätze in die Theorie stecken soll, nachdem man das Vakuum verdoppelt hat, ist mir noch nichts Überzeugendes eingefallen, und ich erwarte mit Spannung Deinen nächsten Brief.

Auch weiß ich noch nicht die Antwort auf die folgende Frage: Bedeuten zwei Zustandsvektoren, die auseinander durch eine unitäre Transformation zwischen den beiden Vakuumzuständen hervorgehen, den *gleichen* physikalischen Zustand?? (Ähnlich wie etwa $\psi\rangle$ und $e^{i\alpha}\psi\rangle$ den gleichen Zustand bedeutet.)

Einstweilen viele Grüße! Dein W. Heisenberg

[1] Vgl. den Brief [2805].

## [2814] Jaffé an Pauli

[Küsnacht-Zürich], 29. Dezember 1957[1]

Lieber Herr Pauli!

Schon vor geraumer Zeit hat mich Prof. Jung gebeten, Ihnen auf das beste zu danken für Ihre freundliche Übersendung des Briefes von Knoll[2] sowie für Ihren Aufsatz.[3] Ich bin aber nie dazu gekommen, vor allem auch, weil ich mit einer Erkältung länger zu Hause bleiben mußte. Anfang nächster Woche gehe ich auf 8 Tage nach Locarno, um mich auszuruhen und – hoffentlich aus dem Nebel herauszukommen.

Der Brief von Knoll hat Prof. Jung sehr interessiert. Das hinderte aber nicht, daß er etwas resigniert – sagte: Man hält mich für dümmer als ich bin!

Ihren Aufsatz hat er sich mit nach Bollingen genommen, da er ihn zu interessieren schien und er ihn dort gern in Ruhe lesen möchte.

Bei dieser Gelegenheit sage ich Ihnen meine allerbesten Wünsche für 1958 – recht viele Weltreisen außen und innen.

Ihre chinesischen Kollegen sah ich neulich in der Wochenschau.[4] Für mein Auge sahen sie aus wie alle Chinesen. Merkwürdig, daß ich sie so wenig unterscheiden kann!

Mit herzlichen Grüßen und Wünschen Ihre Anièla Jaffé

[1] Dieser Brief ist auch bei Meier [1992, S. 168–169] abgedruckt.
[2] Vgl. die Briefe [2781 und 2783].
[3] Pauli (1957f).
[4] Siehe hierzu auch den Brief [2728].

## [2815] Heisenberg an Pauli

Göttingen, 30. Dezember 1957[1]

Lieber Pauli!

Eben kam Dein Bericht vom 25–27.[2] und die lecture-notes.[3] Ich möchte Dir gleich ein paar vorläufige Bemerkungen dazu schreiben, obwohl ich sicher noch etwas Zeit brauche, um alles richtig zu verarbeiten.

Als wesentlichen Fortschritt empfinde ich, daß Du jetzt bei der Aufgabe, aus den Gruppen die Vertauschungs-Relationen herzuleiten, ausdrücklich auf den indefiniten Charakter der Metrik im Hilbertraum Bezug nimmst. Das ist sicher ein notwendiger Schritt und hängt mit den Voraussetzungen für die beiden exakten Erhaltungssätze ($Q$ und $N$) zusammen (siehe unten!).

Zum Formalen muß ich hier zunächst ein Warnungszeichen aufstellen: Man soll in der indefiniten Metrik weder $\eta$ noch die Größe $\psi^{\boldsymbol{H}}$ jemals einführen, sondern *ausschließlich* $\psi^*$ , d. h., das Pseudohermitesch-Konjugierte betrachten. Die anderen Bildungen sind ja nicht kovariant bei Drehungen im Hilbertaum und können daher nur die schrecklichsten Verwirrungen stiften.*

Aber nun zum Inhalt: Auch beim Lesen Deiner Überlegungen kann ich noch keine Klarheit über folgenden Punkt bekommen: Die Größe $V$ in den Vertauschungs-Relationen ist doch zunächst so etwas wie, sagen wir, ein äußeres elektrisches Feld $\boldsymbol{E}$ in der Hamiltonfunktion des Wasserstoffs. $V$ stört die Invarianz gegen die Gruppen (A) und (B), ähnlich wie $\boldsymbol{E}$ die Invarianz gegen Raumdrehungen stört. Natürlich kann man eine entsprechende Transformation von $\boldsymbol{E}$ vornehmen, d. h. $\boldsymbol{E}$ mitdrehen, dann bleibt wieder alles invariant. Aber *diese* Art der Invarianz garantiert ja keine Erhaltungssätze – es sei denn, daß das System so erweitert wird, daß auch $\boldsymbol{E}$ und seine Quellen dazu gehören. In unserem Fall kann man natürlich auch $V$, d. h. die $\Sigma_k$ „mitdrehen“, d. h. die pseudounitären Transformationen am Vakuum ausführen. Aber auch das garantiert keine Erhaltungssätze – es sei denn, daß wieder die $\Sigma_k$ in irgendeiner Art echte dynamische Variable des Systems werden. Ich sehe also zunächst überhaupt noch nicht die Quellen für die beiden strengen Erhaltungssätze für $Q$ und $N$. (Dagegen sehe ich den Grund dafür, daß $\tau_3$ – das ja nicht identisch ist mit $Q$!! – nur noch mod. 2 erhalten bleibt.)

In irgendeiner Weise müssen die $\Sigma_k$ also jedenfalls dynamische Variable des Systems werden. Dann aber wird es zwar zwei Transformationen und Invarianzen geben, die die Erhaltung von $Q$ und $N$ garantieren, aber sicher nicht mehr die vollen Gruppen A und B; denn der Isospin ist ja gar keine „gute" Quantenzahl in der elektrischen Welt.

Also komme ich zur Hauptfrage meines vorletzten Briefs[4] zurück: Welches sind die beiden Invarianzeigenschaften, die – im Gegensatz zu der Gesamtgruppe A und B – auch in der elektrischen Welt streng gültig bleiben und damit die Erhaltung von $Q$ und $N$ garantieren? Oder ist es Deine Meinung, daß diese Invarianzen gar nicht einfach analytisch (etwa unter Benutzung der $\Sigma_k$) formuliert werden können?? Ich habe dazu eine Vermutung, die sich mir in der Arbeit mit Ascoli[5] aufgedrängt hat: In der konventionellen Feldtheorie kann man den Erhaltungssatz der Ladung auch in differentieller Form aussprechen, man kann eine räumliche Ladungs- und Stromdichte definieren. Dies wird hier sicher *nicht* mehr möglich sein. Durch die indefinite Metrik sind die lokalen Verhältnisse so weit kompromittiert, daß eine lokale Stromdichte nicht mehr vernünftig definiert werden kann. Aber gerade dieser Umstand wird in der indefiniten Metrik durch die Mathematik so geschickt ausgenützt, daß die Ladungserhaltung sozusagen *asymptotisch* herauskommt.

Also schreib' mir bitte Deine Meinung zu dieser „Hauptfrage".

Noch etwas zu den „strange particles":

Solange man nur die $\psi$ als Operatoren im Hilbertraum zur Verfügung hat und Deine Transformationen A den Isospin bedeuten (insbesondere $E^{i\alpha}$ des $\tau_3$), würden Teilchen mit halbzahligem Spin auch stets halbzahligen Isospin haben müssen; d. h., es würde keine „strange particles" geben. Diese Teilchen gibt es erst, wenn man neben den $\psi$ noch andere Operatoren ($V$ oder $C$ oder $\Sigma_k$ usw.) hat, die sozusagen den halbzahligen Isospin ohne Teilchen tragen können. Zur Darstellung der „strange particles" braucht man sicher diese Operatoren; zur Unterscheidung von Proton und Neutron braucht man sie wahrscheinlich auch. Hast Du jetzt eine bestimmte Meinung über die Form der Eigenfunktion von Proton, Neutron, $\Lambda_0$, $\Sigma_0$ usw.? Du wirst sie ja jedenfalls ähnlich, wie ich früher schrieb, aus $\psi_+$ und $\psi_-^C$ oder $\psi_+$ und $\psi_-$ zusammensetzen; aber wie sieht das *genau* aus?? Das ist natürlich wieder die Frage nach den Symmetrieeigenschaften!

Wenn das Qualitative, nämlich die Gruppentheorie, klar ist, werden wir mit dem Quantitativen schon weiterkommen. Die Tamm-Dancoff-Methode ist nicht so schlecht, wie sie Dir jetzt scheint, und wir werden damit ein ordentliches Stück weit kommen. Aber schreib' mir bitte Deine genaue Meinung über die Vertauschungs-Relationen und die Erhaltungssätze für $N$ und $Q$; Du hast so viel mehr Erfahrung über Gruppentheorie und $C$-Transformation und Lorentzinvarianz, daß ich Dir hier gern die Vorhand lasse!

Alles Gute zum neuen Jahr, das offenbar viele schöne wissenschaftliche Arbeit für uns bereit hält! Dein W. Heisenberg

[1] Zusatz von Pauli: „Beantwortet 2. I."
[2] Vgl. den Brief [2808].

[3] Vgl. auch die Hinweise auf diese *lecture notes* in den Briefen [2805, 2808 und 2810].
[*] Es wäre doch schrecklich, wenn man etwa anfinge, in der Relativitätstheorie Bildungen wie $x^2 + y^2 + z^2 + (ct)^2$ zu betrachten.
↑
[4] Vgl. den Brief [2810].
[5] Vgl. Ascoli und Heisenberg (1957).

## [2816] Pauli an Fierz

Zürich, 31. Dezember 1957

Lieber Herr Fierz!

Vielen Dank für Ihren letzten Brief und herzliche Neujahrswünsche an Sie 4[1] von uns 2!

Das Wort „Hierarchie“ in Ihrem letzten Brief paßte insoferne glänzend, als ich wieder mit der berühmten Hierarchie der Wechselwirkungen beschäftigt war.[2]

Ich bin in einen merkwürdigen Isomorphismus hineingeraten, der von Heisenberg undeutlich, von einem Türken in Brookhaven namens Fèsa Gürsey (vielleicht hat ihm Yang dabei geholfen) klar und deutlich bemerkt worden ist:[3] Sie erinnern sich an meine Transformationen in der Nuovo Cimento Arbeit[4]

$$\psi' = e^{i\alpha\gamma_5}\psi \qquad \rightarrow \text{Erhaltung der Baryonenzahl}$$
$$\psi' = a\psi + b\gamma_5\psi^C, \qquad |a|^2 + |b|^2 = 1.$$
$$\downarrow$$
Unitäre Transformation mit Determinante 1 → *Drehgruppe des Isotopenspins*

Ich schrieb die isomorphe Entsprechung dazu. (Erinnert mich an die „kleine“ und die „große Welt“ – Mikro- und Makrokosmos, was sich noch näher ausführen läßt, aber den Rahmen dieses Briefes überschreitet.)[5]

Nun, ein Isomorphismus ist, wie Sie wissen, eine *wichtige Sache*! Meine Vorlesung über schwache Wechselwirkung[6] endete so in der letzten Stunde mit der *starken*, so wie wenn ein in Moll begonnenes Stück in Dur endet!

Ich hatte gleich den Eindruck, der Teufel hat hier vergessen, eine Brücke abzubrechen – sie ist stehengeblieben wie die Rhein-Brücke bei Remagen im letzten Krieg[7] – und ich beschloß, sofort ein ganzes Armeekorps über sie hinüberzuwerfen.

Dies brachte mich in sehr enge Zusammenarbeit mit Heisenberg, dessen Spinormodell sich dabei erheblich verschönert und modifiziert.

Tage und Nächte arbeitete ich an einer neuen theoretischen *Deutung des Iso-Spinraumes*. Er wird nun bei uns (Heisenberg und mir) – was sagen Sie? – der *Hilbertraum*. Die Vektoren des Hilbertraumes werden Spinoren, und man kann die Lorentzgruppe auf sie anwenden.

Das Tintenmeer fließt wieder – aber nicht mehr polemisch! – und es genügt gar nicht mehr. Dieser Brief wurde durch ein Telephongespräch aus Göttingen unterbrochen, in welchem sich Heisenberg über verschiedene mathematische Einzelheiten erkundigte. Das Lee-Modell und die Geister sind hinter uns.

Mehr schreibe ich heute nicht, es wird mir täglich klarer und ich hoffe, in ein paar Tagen schon alles viel besser erklären zu können. Es ist alles so ganz

unkonventionell, aber – wie mir scheint – im Grunde *nicht* kompliziert. Ich arbeite jetzt an der Frage der Herabsetzung der Symmetrie für elektromagnetische Wechselwirkungen, die natürlich fundamental ist.

An dieser wissenschaftlich so sonderbaren Jahreswende fühle ich etwas wie Morgenluft (welche die „Geister“ wittern) und wie Morgenröte.[8]

Herzliche Grüße Ihr W. Pauli

[1] Fierz hatte zwei Söhne, Lukas und Hans (siehe Fierz' *Lebenserinnerungen*, S. 47).
[2] Siehe hierzu auch den Brief [2782].
[3] Vgl. Gürsey (1958a).
[4] Pauli (1957d).
[5] Darüber hatte Pauli bereits in seinem Brief [2808] an Heisenberg geschrieben.
[6] Von dieser Vorlesung hatte P. Curtius eine Ausarbeitung angefertigt {vgl. Pauli (1957/58)}.
[7] Die Amerikaner hatten Anfang März 1945 die leicht beschädigte Rhein-Brücke bei Remagen besetzt und bald darauf zu einem breiten Brückenkopf ausgebildet.
[8] Eine ähnliche Formulierung hatte Pauli auch schon in seinem Schreiben [2811] an Heisenberg gewählt.

# II. Das Jahr 1958

## Letzte Zusammenarbeit mit Heisenberg. Die Spinortheorie der Elementarteilchen und die Genfer Hochenergiekonferenz

*Kommentar: Die Agenda einer letzten wissenschaftlichen Zusammenarbeit mit Heisenberg*

| | | | | |
|---|---|---|---|---|
| **[2817]** | Pauli an Heisenberg | Zollikon-Zürich | 2. Januar | 1958 |
| **[2818]** | Pauli an Källén | Zollikon-Zürich | 2. Januar | 1958 |
| **[2819]** | Heisenberg an Pauli | Göttingen | 2. Januar | 1958 |
| **[2820]** | Pauli an Wu | Zürich | 3. Januar | 1958 |
| **[2821]** | Fierz an Pauli | Basel | 3. Januar | 1958 |
| **[2822]** | Heisenberg an Pauli | Göttingen | 3. Januar | 1958 |
| **[2823]** | Pauli an Heisenberg mit *Appendix I–III* | Zollikon-Zürich | 4/5. Januar | 1958 |
| **[2824]** | Heisenberg an Pauli | Göttingen | 4. Januar | 1958 |
| **[2825]** | Pauli an Jaffé | Zürich | 5. Januar | 1958 |
| **[2826]** | Heisenberg an Pauli | Göttingen | 6. Januar | 1958 |
| **[2827]** | Pauli an Borsellino | Zürich | 7. Januar | 1958 |
| **[2828]** | Pauli an Heisenberg mit Anlage *Leptonladung* | Zürich | 7. Januar | 1958 |
| **[2829]** | Heisenberg an Pauli | Göttingen | 8. Januar | 1958 |
| **[2830]** | Pauli an Heisenberg | Zürich | 9. Januar | 1958 |
| **[2831]** | Källén an Pauli | Kopenhagen | 9. Januar | 1958 |
| **[2832]** | Pauli an Källén | Zürich | 10. Januar | 1958 |
| **[2833]** | Pauli an Weisskopf | Zürich | 12. Januar | 1958 |
| **[2834]** | Pauli an Heisenberg mit Anlage *Heisenbergs Anmerkungen* | Zürich | 15. Januar | 1958 |
| **[2835]** | Bargmann an Pauli mit Anlage *Strahldarstellungen* | Princeton | 15. Januar | 1958 |
| **[2836]** | Pauli an Heisenberg mit Anlage | Zürich | 16. Januar | 1958 |

*Anlage: On the isospin group in the theory of elementary particles*

| | | | | |
|---|---|---|---|---|
| **[2837]** | Pauli an Källén | Zürich | 16. Januar | 1958 |
| **[2838]** | Pauli an Heisenberg | Zollikon-Zürich | 17. Januar | 1958 |
| **[2839]** | Pauli an Heisenberg | Mailand | 18. Januar | 1958 |
| **[2840]** | Heisenberg an Pauli | Göttingen | 19. Januar | 1958 |

*Kommentar: Der Antritt der letzten USA-Reise und Paulis „New-York-talk“ vom 1. Februar 1958*

| | | | | |
|---|---|---|---|---|
| **[2841]** | Pauli an Enz | Gibraltar | 20. Januar | 1958 |
| **[2842]** | Pauli an Heisenberg | *Giulio Cesare* | 21. Januar | 1958 |
| **[2843]** | Pauli an Jensen | *Giulio Cesare* | 22. Januar | 1958 |
| **[2844]** | Gürsey an Pauli mit Anhang | Upton | 22. Januar | 1958 |
| **[2845]** | Pauli an Heisenberg | *Giulio Cesare* | 23. Januar | 1958 |

| | | | | |
|---|---|---|---|---|
| **[2846]** | Heisenberg an Pauli | Göttingen | 26. Januar | 1958 |
| **[2847]** | Pauli an Heisenberg<br>mit Anlage *Erste Orientierung* | *Giulio Cesare* | 27. Januar | 1958 |
| **[2848]** | Heisenberg an Pauli | Göttingen | 30. Januar | 1958 |
| **[2849]** | Pauli an Heisenberg | New York | 1. Februar | 1958 |
| **[2850]** | Pauli an Panofsky | New York | 1. Februar | 1958 |
| **[2851]** | Pauli an Heisenberg | New York | 2. Februar | 1958 |
| **[2852]** | Pauli an Källén | New York | 2. Februar | 1958 |
| **[2853]** | Källén an Pauli | Kopenhagen | 3. Februar | 1958 |
| **[2854]** | Heisenberg an Pauli | Göttingen | 5. Februar | 1958 |
| **[2855]** | Pauli an Källén | Berkeley | 6. Februar | 1958 |
| **[2856]** | Gürsey an Pauli | Upton | 6. Februar | 1958 |
| **[2857]** | Landau an Pauli | Moskau | 6. Februar | 1958 |
| **[2858]** | Pauli an Schafroth | Berkeley | 7. Februar | 1958 |
| **[2859]** | Källén an Pauli | Kopenhagen | 7. Februar | 1958 |
| **[2860]** | Pauli an Gürsey<br>mit Anlage *On strangeness* | Berkeley | 10. Februar | 1958 |
| **[2861]** | Pauli an Heisenberg mit Anlage | Berkeley | 10. Februar | 1958 |
| **[2862]** | Heisenberg an Pauli | Göttingen | 10. Februar | 1958 |
| **[2863]** | Källén an Pauli | Kopenhagen | 10. Februar | 1958 |
| **[2864]** | Pauli an Gürsey *Fortsetzung* | Berkeley | 11. Februar | 1958 |
| **[2865]** | Pauli an Källén | Berkeley | 11. Februar | 1958 |
| **[2866]** | Touschek an Pauli<br>mit Anlage *Brief an Weisskopf* | Rom | 11. Februar | 1958 |
| **[2867]** | Pauli an den<br>*Schweizerischen Nationalfonds* | Berkeley | 13. Februar | 1958 |
| **[2868]** | Heisenberg an Pauli | Göttingen | 13. Februar | 1958 |
| **[2869]** | Pauli an Heisenberg | Berkeley | 14. Februar | 1958 |
| **[2870]** | Gürsey an Pauli | Upton | 14. Februar | 1958 |
| **[2871]** | Heisenberg an Pauli *Fortsetzung* | Göttingen | 14. Februar | 1958 |
| **[2872]** | Heisenberg an Pauli | Göttingen | 15. Februar | 1958 |
| **[2873]** | Pauli an Weisskopf | Berkeley | 16. Februar | 1958 |
| **[2874]** | Pauli an Gürsey | Berkeley | 17. Februar | 1958 |
| **[2875]** | Pauli an Gürsey | Berkeley | 18. Februar | 1958 |
| **[2876]** | Pauli an Heisenberg | Berkeley | 19. Februar | 1958 |
| **[2877]** | Pauli an Heisenberg | Berkeley | 20. Februar | 1958 |
| **[2878]** | Pauli an Heisenberg | Berkeley | 20. Februar | 1958 |
| **[2879]** | Heisenberg an Pauli | Göttingen | 21. Februar | 1958 |
| **[2880]** | Pauli an Heisenberg<br>mit Anlage *Brief von Fierz* | Berkeley | 22. Februar | 1958 |
| **[2881]** | Gürsey an Pauli | Upton | 22. Februar | 1958 |
| **[2882]** | Källén an Pauli | Kopenhagen | 22. Februar | 1958 |
| **[2883]** | Pauli an Heisenberg mit Anlage | Berkeley | 24. Februar | 1958 |
| **[2884]** | Pauli an Källén | Berkeley | 24. Februar | 1958 |
| **[2885]** | Weisskopf an Pauli | Cambridge, Mass. | 24. Februar | 1958 |
| **[2886]** | Pauli an Enz | Berkeley | 25. Februar | 1958 |
| **[2887]** | Pauli an Heisenberg | Berkeley | 25. Februar | 1958 |
| **[2888]** | Pauli an Källén | Berkeley | 25. Februar | 1958 |
| **[2889]** | Heisenberg an Pauli | Göttingen | 25. Februar | 1958 |
| **[2890]** | Pauli an Enz | Berkeley | 26. Februar | 1958 |
| **[2891]** | Pauli an Gürsey | Berkeley | 26. Februar | 1958 |

| | | | | |
|---|---|---|---|---|
| **[2892]** | Gürsey an Pauli | Brookhaven | 26. Februar | 1958 |
| **[2893]** | Pauli an Gürsey | Berkeley | 27. Februar | 1958 |
| **[2894]** | Pauli an Källén | Berkeley | 27. Februar | 1958 |
| | *Kommentar: Heisenbergs Radioreklame: „Aus dem hohlen Bauch“* | | | |
| **[2895]** | Pauli an Weisskopf | Berkeley | 27. Februar | 1958 |
| **[2896]** | Heisenberg an Pauli | Göttingen | 27. Februar | 1958 |
| **[2897]** | Pauli an Gamow<br>mit *Radioadvertisement* | Berkeley | 1. März | 1958 |
| **[2898]** | Pauli an Gürsey | Berkeley | 1. März | 1958 |
| **[2899]** | Pauli an Heisenberg | Berkeley | 1. März | 1958 |
| **[2900]** | Pauli an Panofsky | Berkeley | 1. März | 1958 |
| **[2901]** | Pauli an Heisenberg [1. Brief]<br>mit *Verteilerliste* | Berkeley | 3. März | 1958 |
| **[2902]** | Pauli an Heisenberg [2. Brief] | Berkeley | 3. März | 1958 |
| **[2903]** | Pauli an die<br>*Niederländische Akademie* | Berkeley | 3. März | 1958 |
| **[2904]** | Pauli an Enz | Berkeley | 4. März | 1958 |
| **[2905]** | Pauli an Heisenberg | Berkeley | 4. März | 1958 |
| **[2906]** | Pauli an Källén | Berkeley | 4. März | 1958 |
| **[2907]** | Pauli an Rosbaud | Berkeley | 5. März | 1958 |
| **[2908]** | Heisenberg an Pauli | Göttingen | 5. März | 1958 |
| **[2909]** | Heisenberg an Pauli | Göttingen | 6. März | 1958 |
| **[2910]** | de Shalit an Pauli | Meyrin-Genève | 6. März | 1958 |
| **[2911]** | Pauli an Pallmann | Berkeley | 7. März | 1958 |
| **[2912]** | Weisskopf an Pauli<br>mit Anlage *Brief von Landau* | Genf | 7. März | 1958 |
| **[2913]** | Gürsey an Pauli | Upton | 8. März | 1958 |
| **[2914]** | Pauli an Heisenberg | Berkeley | 10. März | 1958 |
| **[2915]** | Pauli an Wentzel mit Nachtrag | Berkeley | 10. März | 1958 |
| **[2916]** | Pauli an Landau | Berkeley | 11. März | 1958 |
| **[2917]** | Pauli an de Shalit | Berkeley | 11. März | 1958 |
| **[2918]** | Pauli an Källén | Berkeley | 12. März | 1958 |
| **[2919]** | Dürr an Pauli mit Anlage *Beiträge* | Göttingen | 12. März | 1958 |
| **[2920]** | Pauli an Dürr | Berkeley | 13. März | 1958 |
| **[2921]** | Pauli an Gürsey | Berkeley | 13. März | 1958 |
| **[2922]** | Pauli an Symanzik | Berkeley | 13. März | 1958 |
| **[2923]** | Pauli an Weisskopf | Berkeley | 13. März | 1958 |
| **[2924]** | Heisenberg an Pauli | Ischia | 13. März | 1958 |
| **[2925]** | Pauli an Enz | Berkeley | 14. März | 1958 |
| **[2926]** | Pauli an Wu mit Anlage *Briefauszug* | Berkeley | ca. Mitte März | 1958 |
| **[2927]** | Heisenberg an Pauli | Ischia | 15. März | 1958 |
| **[2928]** | Pauli an Dürr | Berkeley | 17. März | 1958 |
| **[2929]** | Enz an Pauli | Zürich | 17/18. März | 1958 |
| **[2930]** | Weisskopf an Pauli | Cambridge, Mass. | 17. März | 1958 |
| **[2931]** | Källén an Pauli | Kopenhagen | 18. März | 1958 |
| **[2932]** | von Laue an Pauli | Berlin | 18. März | 1958 |
| **[2933]** | Pauli an Heisenberg | Berkeley | 19. März | 1958 |
| **[2934]** | Pauli an Hans Thirring | Berkeley | 19. März | 1958 |
| **[2935]** | Pauli an Heisenberg | Berkeley | 20. März | 1958 |

| | | | | |
|---|---|---|---|---|
| **[2936]** | Pauli an Symanzik<br>mit Brief an *Lehmannn* | Berkeley | 20. März | 1958 |
| **[2937]** | Dürr an Pauli mit Brief von *Stapp* | Göttingen | 21. März | 1958 |
| **[2938]** | Pauli an Enz | Berkeley | 22. März | 1958 |
| **[2939]** | Pauli an Heisenberg | Berkeley | 24. März | 1958 |
| **[2940]** | Pauli an von Laue | Berkeley | 24. März | 1958 |
| **[2941]** | Pauli an Fierz | Berkeley | 25. März | 1958 |
| **[2942]** | Pauli an Heisenberg | Berkeley | 25. März | 1958 |
| **[2943]** | Dürr an Pauli | Göttingen | 25. März | 1958 |
| **[2944]** | Pauli an Dürr | Berkeley | 26. März | 1958 |
| **[2945]** | Heisenberg an Pauli | Ischia | 26. März | 1958 |
| **[2946]** | Pauli an Jaffé | Berkeley | 27. März | 1958 |
| **[2947]** | Symanzik an Pauli<br>mit *Neue Tamm-Dancoff-Methode* | Göttingen | 27. März | 1958 |
| **[2948]** | Pauli an Weisskopf | Berkeley | 28. März | 1958 |
| **[2949]** | Pauli an Dürr | Berkeley | 29. März | 1958 |
| **[2950]** | Pauli an Heisenberg | Pasadena | 29. März | 1958 |
| **[2951]** | Heisenberg an Pauli | Ischia | 29. März | 1958 |
| **[2952]** | Królikowski an Pauli | Warschau | 29. März | 1958 |
| **[2953]** | Pauli an Touschek | Berkeley | 30. März | 1958 |

*Kommentar: Vladimir Glaser*

| | | | | |
|---|---|---|---|---|
| **[2954]** | Glaser an Pauli | Genf | 31. März | 1958 |
| **[2955]** | Pauli an Schafroth | Berkeley | o.D. Frühjahr | 1958 |

*Kommentar: Besuch in Pasadena, 31. März–5. April 1958*

| | | | | |
|---|---|---|---|---|
| **[2956]** | Pauli an Fierz | Berkeley | 6. April | 1958 |
| **[2957]** | Katchalsky an Pauli | Jerusalem | 6. April | 1958 |
| **[2958]** | Pauli an Fierz Nachtrag | Berkeley | 7. April | 1958 |
| **[2959]** | Pauli an Heisenberg Widerruf,<br>2 Fassungen | Berkeley | 7. April | 1958 |
| **[2960]** | Dürr an Pauli | Göttingen | 7. April | 1958 |
| **[2961]** | Pauli an Glaser mit *Appendix* | Berkeley | 8. April | 1958 |
| **[2962]** | Pauli an Jaffé | Berkeley | 8. April | 1958 |
| **[2963]** | Pauli an Källén | Berkeley | 8. April | 1958 |
| **[2964]** | Paulis Rundschreiben<br>*On the isospingroup ...* | Berkeley | 8. April | 1958 |
| **[2965]** | Pauli an Jauch | Berkeley | 9. April | 1958 |
| **[2966]** | Pauli an Wentzel | Berkeley | 9. April | 1958 |
| **[2967]** | Pauli an Thellung | Berkeley | 10. April | 1958 |
| **[2968]** | Pauli an Weisskopf | Berkeley | 12. April | 1958 |
| **[2969]** | Heisenberg an Pauli | Göttingen | 13. April | 1958 |
| **[2970]** | Pauli an Touschek | Berkeley | 14. April | 1958 |
| **[2971]** | Pauli an Katchalsky | Berkeley | 16. April | 1958 |

*Kommentar: Die Neuordnung der Schweizerischen Physikinstitute*

| | | | | |
|---|---|---|---|---|
| **[2972]** | Neukomm an Pauli | Zürich | 16. April | 1958 |
| **[2973]** | Pauli an Heisenberg | Berkeley | 18. April | 1958 |
| **[2974]** | Pauli an Enz | Berkeley | 19. April | 1958 |
| **[2975]** | Pauli an Thirring<br>mit Anlage *Widmung für Oberwolfach* | Berkeley | 19. April | 1958 |

| | | | | |
|---|---|---|---|---|
| **[2976]** | Pauli an Pallmann | Berkeley | 20. April | 1958 |
| **[2977]** | Heisenberg an Pauli | Göttingen | 20. April | 1958 |
| **[2978]** | Pauli an Królikowski | Berkeley | 21. April | 1958 |
| **[2979]** | Pauli an Schafroth | Berkeley | 21. April | 1958 |
| **[2980]** | Pauli an Thirring | Berkeley | 22. April | 1958 |
| **[2981]** | Pauli an Dürr | Berkeley | 24. April | 1958 |
| **[2982]** | Pauli an Glaser | Berkeley | 24. April | 1958 |

*Kommentar: Die Max-Planck Feier und die Verleihung der Max-Planck-Medaille an Pauli*

| | | | | |
|---|---|---|---|---|
| **[2983]** | Pauli an Delbrück | Berkeley | 25. April | 1958 |
| **[2984]** | Hornung an Pauli | Wien | 26. April | 1958 |
| **[2985]** | Pauli an Enz | Berkeley | 29. April | 1958 |
| **[2986]** | Pauli an Fierz | Berkeley | 29. April | 1958 |
| **[2987]** | Pauli an Caldirola | Berkeley | 2. Mai | 1958 |
| **[2988]** | Pallmann an Pauli | Zürich | 2. Mai | 1958 |
| **[2989]** | Fierz an Pauli | Basel | 5. Mai | 1958 |
| **[2990]** | Pauli an Weisskopf | Berkeley | 7. Mai | 1958 |
| **[2991]** | *Schweizerischer Nationalfonds* an Pauli | Bern | 12. Mai | 1958 |
| **[2992]** | Pauli an Fierz | Berkeley | 13. Mai | 1958 |
| **[2993]** | Pauli an Heisenberg | Berkeley | 13. Mai | 1958 |
| **[2994]** | Iwanenko an Pauli | Moskau | 13. Mai | 1958 |
| **[2995]** | Pauli an Lüders | Berkeley | 14. Mai | 1958 |
| **[2996]** | Pauli an Enz | Berkeley | 17. Mai | 1958 |
| **[2997]** | Pauli an Jauch | Berkeley | 17. Mai | 1958 |
| **[2998]** | Pauli an von Kahler | Berkeley | 17. Mai | 1958 |
| **[2999]** | Franca Pauli an Karolus | Berkeley | 20. Mai | 1958 |
| **[3000]** | Pauli an Thirring | Berkeley | 20. Mai | 1958 |

*Kommentar: Besuch in Brookhaven, 26. Mai–1. Juni 1958*

| | | | | |
|---|---|---|---|---|
| **[3001]** | Schafroth an Pauli | Sydney | 27. Mai | 1958 |
| **[3002]** | *Niederländische Akademie* an Pauli | Amsterdam | 31. Mai | 1958 |
| **[3003]** | Pauli an Pallmann | Zürich | 3. Juni | 1958 |
| **[3004]** | Lüders an Pauli | Göttingen | 3. Juni | 1958 |
| **[3005]** | Pauli an Källén | Zürich | 5. Juni | 1958 |
| **[3006]** | Pauli an Weisskopf | Zürich | 6. Juni | 1958 |
| **[3007]** | Heisenberg an Pauli | Göttingen | 7. Juni | 1958 |
| **[3008]** | Pallmann an Pauli | Zürich | 7. Juni | 1958 |
| **[3009]** | Källén an Pauli | Kopenhagen | 9. Juni | 1958 |
| **[3010]** | Trendelenburg an Pauli | Erlangen | 9. Juni | 1958 |
| **[3011]** | Pauli an Jaffé | Zürich | 15. Juni | 1958 |

*Kommentar: Solvay-Konferenz über Kosmologien, 9.–13. Juni 1958*

| | | | | |
|---|---|---|---|---|
| **[3012]** | Pauli an Caldirola | Zürich | 16. Juni | 1958 |
| **[3013]** | Pauli an Pallmann [1. Brief] | Zürich | 16. Juni | 1958 |
| **[3014]** | Pauli an Pallmann [2. Brief] mit Beilage | Zürich | 16. Juni | 1958 |
| **[3015]** | Pauli an Weigle | Zürich | 16. Juni | 1958 |
| **[3016]** | Pauli an Kronig | Zürich-Forch | 17. Juni | 1958 |
| **[3017]** | Glaser an Pauli | Meyrin-Genf | 20. Juni | 1958 |

| | | | | |
|---|---|---|---|---|
| **[3018]** | Pauli an Hornung | Zollikon-Zürich | 22. Juni | 1958 |
| **[3019]** | Pauli an Weisskopf | Zürich | 23. Juni | 1958 |
| **[3020]** | Pauli an Fierz | Zürich | 24. Juni | 1958 |
| **[3021]** | Pauli an Glaser | Zürich | 24. Juni | 1958 |
| **[3022]** | Aage Bohr an Pauli | Kopenhagen | 24. Juni | 1958 |
| **[3023]** | Gulmanelli an Pauli | Mailand | 26. Juni | 1958 |

*Kommentar: Die 8. Rochester-Konferenz über Hochenergiephysik in Genf, 30. Juni–5. Juli 1958*

| | | | | |
|---|---|---|---|---|
| **[3024]** | Pallmann an Pauli | Zürich | 1. Juli | 1958 |
| **[3025]** | Spengler an Pauli | Oberhausen-Holten | 2. Juli | 1958 |
| **[3026]** | Pauli an Pallmann | Zürich | 3. Juli | 1958 |
| **[3027]** | Pauli an Jensen | Zürich | 7. Juli | 1958 |
| **[3028]** | Pauli an Neukomm | Zürich | 7. Juli | 1958 |
| **[3029]** | Pauli an Fierz | Zürich | 9. Juli | 1958 |
| **[3030]** | Heisenberg an Pauli mit Anlagen und *Brief an Ferretti* | Göttingen | 9. Juli | 1958 |
| **[3031]** | Pauli an Stapp | Zürich | 10. Juli | 1958 |
| **[3032]** | Jensen an Pauli | Heidelberg | 10. Juli | 1958 |
| **[3033]** | Pauli an Deutsch | Zürich | 11. Juli | 1958 |
| **[3034]** | Pauli an Paul | Zürich | 11. Juli | 1958 |
| **[3035]** | Glaser an Pauli | Zagreb | 15. Juli | 1958 |
| **[3036]** | Pauli an Jensen | Zürich | 16. Juli | 1958 |
| **[3037]** | Pauli an Trendelenburg | Zürich | 16. Juli | 1958 |
| **[3038]** | Corson an Pauli | Newark | 17. Juli | 1958 |
| **[3039]** | Paul an Pauli | Bonn | 18. Juli | 1958 |
| **[3040]** | Touschek an Pauli | Rom | 18. Juli | 1958 |
| **[3041]** | Pauli an Pallmann | Zürich | 21. Juli | 1958 |
| **[3042]** | Pauli an Corson | Zürich | 22. Juli | 1958 |

*Kommentar: Die Varenna-Tagung, 21. Juli–9. August 1958*

| | | | | |
|---|---|---|---|---|
| **[3043]** | Trendelenburg an Pauli | Erlangen | 22. Juli | 1958 |
| **[3044]** | Giordani an Pauli | Rom | 25. Juli | 1958 |
| **[3045]** | Pauli an Weigle | Zürich | 31. Juli | 1958 |
| **[3046]** | Pauli an Giordano | Varenna | 4. August | 1958 |
| **[3047]** | Pauli an Pallmann | Zürich | 8. August | 1958 |
| **[3048]** | Corson an Pauli | Newark | 9. August | 1958 |
| **[3049]** | Pauli an Delbrück | Massa Carrara | 20. August | 1958 |
| **[3050]** | Pauli an Enz | Massa Carrara | 3. September | 1958 |
| **[3051]** | Pauli an Enz | Zürich | 9. September | 1958 |
| **[3052]** | Pauli an Fueter | Zürich | 9. September | 1958 |
| **[3053]** | Pallmann an Pauli | Zürich | 9. September | 1958 |
| **[3054]** | Pauli an Elsasser | Zürich | 12. September | 1958 |
| **[3055]** | Pauli an Fierz | Zürich | 16. September | 1958 |
| **[3056]** | Pauli an Pallmann | Zürich | 16. September | 1958 |
| **[3057]** | Pauli an Symanzik | Zürich | 19. September | 1958 |
| **[3058]** | Pauli an Trendelenburg | Zürich | 19. September | 1958 |
| **[3059]** | Pauli an Frauenfelder | Zürich | 20. September | 1958 |
| **[3060]** | Fierz an Pauli | Basel | 23. September | 1958 |
| **[3061]** | Pauli an Fierz | Zürich | 24. September | 1958 |
| **[3062]** | Pauli an Jensen | Forch | 24. September | 1958 |

| | | | |
|---|---|---|---|
| **[3063]** | Pauli an Fierz | Zürich | 25. September 1958 |
| **[3064]** | Elsasser an Pauli | La Jolla | 25. September 1958 |
| **[3065]** | Heisenberg an Pauli | München | 25. September 1958 |
| **[3066]** | Fierz an Pauli | Basel | 27. September 1958 |
| **[3067]** | Pauli an Elsasser [1. Brief] | Zürich | 30. September 1958 |
| **[3068]** | Pauli an Elsasser [2. Brief] | Zürich | 30. September 1958 |
| **[3069]** | Pauli an Heisenberg | Zürich | 30. September 1958 |
| **[3070]** | Pauli an Huber | Zürich | 30. September 1958 |
| **[3071]** | Pauli an Jaspers | Zürich | 30. September 1958 |
| **[3072]** | Pauli an Fierz | Zürich | 1. Oktober 1958 |
| **[3073]** | Pauli an Meitner | Zürich | 3. Oktober 1958 |
| **[3074]** | Heisenberg an Pauli | München | 5. Oktober 1958 |
| **[3075]** | Pauli an Delbrück | Zürich | 6. Oktober 1958 |
| **[3076]** | Pauli an Trendelenburg | Zürich | 6. Oktober 1958 |
| **[3077]** | Wu an Pauli | New York | 6. Oktober 1958 |
| **[3078]** | Pauli an Jaffé | Zürich | 7. Oktober 1958 |
| **[3079]** | Jaffé an Pauli | Zürich | 7. Oktober 1958 |
| **[3080]** | Pauli an Heisenberg | Zürich | 8. Oktober 1958 |
| **[3081]** | Symanzik an Pauli | München | 8. Oktober 1958 |
| **[3082]** | Pauli an Wu | Zürich | 9. Oktober 1958 |
| **[3083]** | Delbrück an Pauli | Pasadena | 10. Oktober 1958 |
| **[3084]** | Pallmann und Burkhardt an Pauli | Zürich | 10. Oktober 1958 |
| **[3085]** | Stech an Pauli | Heidelberg | 10. Oktober 1958 |
| **[3086]** | Heisenberg an Pauli | München | 11. Oktober 1958 |
| **[3087]** | Symanzik an Pauli | München | 11. Oktober 1958 |
| **[3088]** | Pauli an Frauenfelder | Zürich | 13. Oktober 1958 |
| **[3089]** | Elsasser an Pauli | La Jolla | 13. Oktober 1958 |
| **[3090]** | Pauli an Jaffé mit 2 Anlagen | Zürich | 14. Oktober 1958 |
| **[3091]** | Meitner an Pauli | Stockholm | 14. Oktober 1958 |
| **[3092]** | Pauli an Bernays | Zollikon-Zürich | 16. Oktober 1958 |
| **[3093]** | Pauli an Källén | Zürich | 22. Oktober 1958 |
| **[3094]** | Symanzik an Pauli | München | 23. Oktober 1958 |
| **[3095]** | Trendelenburg an Pauli | Erlangen | 23. Oktober 1958 |
| **[3096]** | Källén an Pauli | Kopenhagen | 27. Oktober 1958 |
| **[3097]** | Elsasser an Pauli | La Jolla | 28. Oktober 1958 |
| **[3098]** | Teller an Pauli | Livermore | 28. Oktober 1958 |
| **[3099]** | Pauli an Fierz | Zürich | 29. Oktober 1958 |
| **[3100]** | Pauli an Fierz [1. Brief] | Zürich | 30. Oktober 1958 |
| **[3101]** | Pauli an Fierz [2. Brief] | Zürich | 30. Oktober 1958 |
| **[3102]** | Glaser an Pauli | Meyrin-Genève | 31. Oktober 1958 |
| **[3103]** | Pauli an Frauenfelder | Forch | Ende Oktober 1958 |
| **[3104]** | Pauli an Meitner | Zürich | 2. November 1958 |
| **[3105]** | Pauli an Pallmann | Zürich | 5. November 1958 |
| **[3106]** | Wu an Pauli | New York | 5. November 1958 |
| **[3107]** | Fierz an Pauli | Basel | 6. November 1958 |
| **[3108]** | Pauli an Sambursky | Zürich | 11. November 1958 |
| **[3109]** | Pauli an den *Schweizerischen Nationalfonds* | Zürich | 11. November 1958 |

*Kommentar: Ein letzter Besuch in Hamburg, 20.–22. November 1958*

| | | | |
|---|---|---|---|
| **[3110]** | Pauli an Symanzik | Zürich | 11. November 1958 |

| | | | |
|---|---|---|---|
| **[3111]** | Pauli an Wu | Zürich | 17. November 1958 |
| **[3112]** | Arangio-Ruiz an Pauli | Rom | 20. November 1958 |
| **[3113]** | Trendelenburg an Pauli | Erlangen | 20. November 1958 |
| **[3114]** | Landau an Pauli | Moskau | 21. November 1958 |
| **[3115]** | Fierz an Enz mit Anlagen | Basel | 24. November 1958 |
| **[3116]** | Pauli an Fokker | Zürich | 24. November 1958 |
| **[3117]** | Pauli an Trendelenburg | Zürich | 24. November 1958 |
| **[3118]** | Gürsey an Pauli | Princeton | 26. November 1958 |
| **[3119]** | Trendelenburg an Pauli | Erlangen | 27. November 1958 |
| **[3120]** | Pallmann an Pauli | Zürich | 28. November 1958 |
| **[3121]** | Wu an Pauli | New York | 30. November 1958 |
| **[3122]** | Pauli an Chew mit Anlage | Zürich | November/Dezember 1958 |
| **[3123]** | Schafroth an Pauli | Sydney | 3. Dezember 1958 |

*Kommentar: Paulis letzter Tag im Institut Zürich 5. Dezember 1958*

| | | | |
|---|---|---|---|
| **[3124]** | Pauli an Gürsey | Zürich | 5. Dezember 1958 |
| **[3125]** | Pauli an Wu | Zürich | 5. Dezember 1958 |
| **[3126]** | Prieto, Ruelle et al. an Pauli | Zürich | 9. Dezember 1958 |
| **[3127]** | Enz an Pallmann | Zürich | 10. Dezember 1958 |
| **[3128]** | Delbrück an Pauli | Pasadena | 11. Dezember 1958 |
| **[3129]** | Enz an Salam | Zürich | 14. Dezember 1958 |

† *Pauli stirbt im Krankenhaus Rotes Kreuz 15. Dezember 1958*

| | | | |
|---|---|---|---|
| **[3130]** | Theoretische Physik ETH an Heisenberg | Zürich | 16. Dezember 1958 |
| **[3131]** | *Mitteilung des Rektors über Paulis Tod* | Zürich | 16. Dezember 1958 |
| **[3132]** | Bohr an Franca Pauli | Kopenhagen | 16. Dezember 1958 |
| **[3133]** | Weisskopf an Oppenheimer | Cambridge, Mass. | 28. Dezember 1958 |
| **[3134]** | Elisabeth Heisenberg an Franca Pauli | München | Ende 1958 |
| **[3135]** | Enz an Franca Pauli re: *Mystische Zahl 137* | Zürich | 14. Mai 1959 |
| **[3136]** | Wu an Franca Pauli | New York | 18. Mai 1959 |
| **[3137]** | Wu an Franca Pauli | New York | 20. August 1959 |
| **[3138]** | Stern an Franca Pauli | Berkeley | 29. Dezember 1960 |
| **[3139]** | Franca Pauli an Salam | Zollikon | 4. Januar 1962 |
| **[3140]** | Salam an Franca Pauli | London | 9. Januar 1962 |
| **[3141]** | Franca Pauli an Salam | Zollikon | 13. Januar 1962 |
| **[3142]** | Hula an N N | New York | 6. Mai 1968 |

## *Die Agenda einer letzten wissenschaftlichen Zusammenarbeit mit Heisenberg*

Die meisten Physiker reagierten mit großer Überraschung, als sie gegen Jahresende vernahmen, Pauli habe, – trotz seiner bisherigen Skepsis gegenüber Heisenbergs wiederholten Versuchen eine nicht-lineare Theorie der Elementarteilchen mit indefiniter Metrik zu formulieren –, plötzlich für diese Theorie Partei ergriffen und sich sogar mit großer Begeisterung an ihrem weiteren Ausbau beteiligt. Der Umschwung soll sich, laut Paulis eigenem Bekunden, am 15. November 1957 während eines Abendessens mit Heisenberg in einem Züricher Bahnhofsrestaurant ereignet haben: „Einige Ideen von ihm hatten mir Eindruck gemacht," berichtete Pauli Anfang Januar 1958 Jungs Sekretärin Aniela Jaffé [2825]. „Mein *Spiegelkomplex* war mächtig angeregt durch sie. Anfang Dezember kamen mir dann neue Ideen. Ich begann, an Heisenberg zu schreiben, ein Wort gab das andere, und – den Rest wissen Sie (natürlich nicht die zugehörige Mathematik)."

Paulis Mitarbeiter, die diesen Wandel miterlebten, sprachen von einer „Revolution", die „in ganz kurzer Zeit, aber sehr geheimnisvoll" verlief. David Speiser, der während Josts Princetoner Beurlaubung die Mechanikvorlesung an der ETH übernommen hatte, versuchte am 10. Februar 1958 Paulis ehemaligen Assistenten Armin Thellung die wesentlichen Stationen dieses Umschwungs nach Birmingham zu übermitteln:

„Mitte November:[1]

Pauli hält einen Vortrag im Seminar über Heisenbergs Lee-Modell Doppelwurzel.

Tag darauf: Pauli:

‚Es ist nicht nur diese blöde Doppelwurzel, sondern das muß auch bei komplex konjugierten Wurzeln gehen.' (‚Die Doppelwurzel ist nur eine Sentimentalität von Heisenberg!')

1. Dezember:

Er ißt mit Heisenberg im Bahnhofs-Buffet zu Nacht und spricht über $\gamma_5$-Invarianz.[2] ‚Das Vakuum ist entartet; wissen Sie: der Heisenberg, der merkt solche Sachen!'

Anfang Dezember:

Er bemerkt, daß, wenn man die Heisenberg-Lagrange-Funktion abändert:[3]

$$l^2\left(\bar{\psi}\psi\right)\left(\bar{\psi}\psi\right) \to l^2\left(\bar{\psi}\frac{1+\gamma_5}{2}\psi\right)\left(\bar{\psi}\frac{1-\gamma_5}{2}\psi\right),$$

daß dann seine Nuovo Cimento Gruppe darin enthalten ist:[4]

$$\psi' = a\psi + b\gamma_5\psi^C, \qquad |a|^2 + |b|^2 = 1 \qquad \text{I}$$

$$\psi' = e^{i\alpha\gamma_5}\psi. \qquad \text{II}$$

I liefert (als unitäre Gruppe mit Det = 1) den Isotopic-Spin. II liefert die Nukleonenzahl-Erhaltung.

Aus allem kann ich mir ungefähr folgendes zusammenreimen: Man hat eine neue Normalisierung im Hilbertraum $\int \Psi \Omega \Psi d\tau$, welche einer indefiniten Metrik entspricht. Ferner wird eine $\gamma_5$-Invarianz (*Gleichungspaar*) eingeführt: die so entstehenden Zustände werden dann mit Hilfe der neuen Metrik uminterpretiert als Antiteilchen, und die nun verdoppelte Welt wird mit einem anderen Postulat (das weiß ich aber nicht) wieder entzweigeschnitten (halbiert).

Man hat also zum Proton (oder auch zum Neutron etc.) $P_+^+$ ein $P_-^+$ (Nukleonenzustand $+1$, Ladung $-1$), ein $P_+^-$ und ein $P_-^-$. Nur $P_+^+ P_-^-$ werden aber beibehalten und mit Proton und Antineutron identifiziert. Für feste Nukleonenzahl und Ladung ist die Metrik die *symplektische* = linear kanonisch transformiert

$$u^{-1} J u = J, \quad J = \begin{pmatrix} & -1 \\ 1 & \end{pmatrix}.$$

Aus diesem Grund glaube ich, daß die Folgen der indefiniten Metrik so fürchterlich sind. Diagonalisiert $J$

$$J = \begin{pmatrix} i & & & \\ & -i & & \\ & & i & \\ & & & -i \end{pmatrix}.$$

Mitte Dezember:

‚Es wird jetzt etwas passieren!‘
‚Die indefinite Metrik muß man ernst nehmen!‘
‚Ich weiß, wie man Erhaltungssätze durchbrechen kann.‘

30. Dezember:

Jahresabschluß in der Kronenhalle. ‚Es geht um die Wurscht!‘

10/12. Januar:

Heisenberg für ein Weekend in Zollikon.[5]

13. Januar:

‚Es kommt alles heraus: ich strecke die Hände ins Feuer!‘
‚Ich muß morgen eine Arbeit schreiben!‘
Wir waren alle aufs höchste gespannt, haben aber noch nichts erfahren.
Wie das alles aber funktioniert, weiß ich nicht, lediglich: man erhält als Gleichung

$$\gamma^\nu \psi_{,\nu} + m \gamma_5 \psi^C = 0$$

+ etc.
Das ganze Eigenwert-Spektrum kommt heraus, die Masse des Elektrons ist rein elektromagnetisch, und man erhält eine korrekte Massendifferenz Proton-Neutron.
‚Wer $\frac{e^2}{\hbar c}$ ausrechnet, kriegt den Nobelpreis. Wir veröffentlichen jetzt mal was, und die anderen sollen dann integrieren!‘
Der Isotopic-Spin, Parität, C-Invarianz werden richtig durchbrochen!

Das Ganze war natürlich wahnsinnig aufregend (ich habe Pauli überhaupt noch nie so gesehen), aber nicht einmal Enz erfuhr Näheres. Nun hat er offenbar auf einen Brief von Bargmann hin[6] die Veröffentlichung verschoben. Am 5.

März kommt Heisenberg nach Genf,[7] doch werde ich vermutlich im Dienst sein."

Aber auch Heisenberg ließ sich durch Paulis Anteilnahme mitreißen und sprach von einem entscheidenden Durchbruch, der nun in der Theorie der Elementarteilchen erzielt worden sei. In einem Schreiben vom 7. Januar 1958 an seinen damals am *Institute for Advanced Study* in Princeton weilenden Göttinger Mitarbeiter Wolfhart Zimmermann heißt es:

In der Theorie der Elementarteilchen sind hier inzwischen ganz entscheidende Fortschritte gelungen, und da sich die Göttinger Gruppe in Princeton vielleicht dafür interessieren wird, will ich Ihnen kurz darüber berichten.

Der Ausgangspunkt der Überlegungen war die Tatsache, daß es in der Theorie der Elementarteilchen zwei strenge Erhaltungssätze gibt, die weder durch die elektromagnetischen noch durch die schwachen Wechselwirkungen gestört werden: Die Erhaltung der Baryonenzahl und die Erhaltung der Ladung. Da die zugehörigen Quantenzahlen beliebige ganzzahlige Werte von $-\infty$ bis $+\infty$ annehmen können, muß es in der endgültigen Theorie zwei vertauschbare zyklische Gruppen vom Typus $\psi \to e^{i\alpha}\psi$ geben. Ich habe daher versucht, meine Lagrangefunktion so zu verändern, daß diese zwei Gruppen darinstecken, und bin dabei auf die Formel

$$L = \psi^{+}\gamma_{\nu}\frac{\partial}{\partial x_{\nu}}\psi + l^{2}\left[(\psi^{+}\psi)(\psi^{+}\psi) - (\psi^{+}\gamma_{5}\psi)(\psi^{+}\gamma_{5}\psi)\right] \tag{1}$$

gekommen. Man sieht sofort, daß diese Lagrangefunktion invariant ist gegen die zwei Transformationen

$$\psi \to e^{i\alpha}\psi,\ \psi \to e^{i\alpha\gamma_5}\psi, \tag{2}$$

und dementsprechend gelten in der klassischen Theorie auch zwei Kontinuitätsgleichungen

$$\frac{\partial}{\partial x_{\nu}}(\psi^{+}\gamma_{\nu}\psi) = 0, \quad \frac{\partial}{\partial x_{\nu}}(\psi^{+}\gamma_{\nu}\gamma_{5}\psi) = 0 \tag{3}$$

und zwei Erhaltungssätze

$$\int \psi^{*}\psi dV = \text{const.}, \quad \int \psi^{*}\gamma_{5}\psi dV = \text{const.} \tag{4}$$

Über diese Gleichungen habe ich vor Weihnachten einmal in Genf vorgetragen[8] und bei dieser Gelegenheit bemerkt, daß man durch eine Verdoppelung der Vektoren im Hilbertraum (nach Art der Einführung des Spins) wahrscheinlich erreichen kann, daß der Operator des Isotopenspins in der Theorie enthalten ist. Dann hat Pauli, mit dem ich diese Lagrangefunktion besprach, herausgefunden, daß die Lagrangefunktion auch invariant ist gegen die von ihm vor einiger Zeit im Nuovo Cimento[9] studierten Transformationen

$$\psi \to a\psi + b\gamma_5\psi^{C}, \quad \text{mit } |a|^2 + |b|^2 = 1. \tag{5}$$

Die Transformationen dieser Paulischen Gruppe sind mit den Drehungen im dreidimensionalen Raum + transf. $\psi \to e^{i\alpha\gamma_5}\psi$ isomorph. Die Isospingruppe ist also bereits in der unquantisierten Lagrangefunktion in einem gewissen Sinne enthalten, erhält aber ihre adäquate Darstellung in der gequantelten Theorie doch erst durch diese Verdoppelung des Vakuums, von der ich vorhin sprach.

Wenn man die Vertauschungsrelationen anschreibt, so gibt es da zwei Terme, von denen der eine bei einer Vorzeichenänderung der Masse $\kappa$ ungeändert bleibt (der Term

proportional $p_\nu \gamma_\nu$), während der andere sein Vorzeichen ändert. Schon in der Arbeit von Ascoli und mir über die Elektrodynamik[10] war herausgekommen, daß dieser zweite Term für die elektrischen Kräfte maßgebend ist. Dann hat sich herausgestellt, daß der erste Term die Paulische Gruppe bestehen läßt, während der zweite Term diese Symmetrie-Eigenschaft stört. Die Isospingruppe wird also gerade durch die elektrischen Kräfte aufgehoben, wie es sein muß. Dabei stellt sich interessanterweise heraus, daß auch die $\tau_3$-Komponente des Isotopenspins nicht erhalten bleibt, sondern sich unter Einfluß der elektrischen Kräfte um zwei Einheiten verändern kann: d. h. also, daß 4 $\Lambda_0$-Teilchen durch elektrische Kräfte in 4 Neutronen übergehen können. Die Verdoppelung der Hilbertvektoren bewirkt weiterhin, daß nunmehr der Isospin von dem gewöhnlichen Spin völlig entkoppelt wird in dem Sinn, daß Teilchen mit halbzahligem Spin ganz- oder halbzahligen Isospin haben können und umgekehrt. Man kommt so zu einer Klassifikation der Teilchen, bei der der Ausdruck $\psi\psi^*$ nicht notwendig die Symmetrie des Vakuums hat, sondern, wenn er vor anderen Operatoren steht, in der Weise eine Symmetrieänderung bewirken kann, daß sich der Isospin um 1/2 ändert. Da das $\pi$-Teilchen in der Theorie durch $\psi\psi^*|\Omega\rangle$ dargestellt wird, möchte ich diesen Ausdruck $\psi\psi^*$ ein ‚symmetrieänderndes $\pi$-Teilchen' nennen. Dann besteht also das $\Delta_0$- bzw. $\Sigma$-Teilchen aus einem Nukleon und einem symmetrieändernden $\pi$-Teilchen, das $\Xi$-Teilchen aus einem Nukleon und zwei symmetrieändernden $\pi$-Teilchen. Das K-Meson aus einem $\pi$-Meson und einem symmetrieändernden $\pi$-Teilchen und schließlich das $\mu$-Meson aus einem Elektron und einem symmetrieändernden $\pi$-Teilchen. Diese Klassifikation paßt, wie man sofort sieht, auch sehr gut zu dem empirischen Massespektrum, und man weiß ja schon aus der Arbeit von Mitter und Kortel,[11] daß das $\pi$-Meson etwa fünf- bis zehnmal leichter wird als das Nukleon. Schließlich enthält die Theorie auch sicher das Neutrino. Schon die unquantisierte Lagrangefunktion läßt ja für alle Lösungen vom Typ $\psi = \gamma_5\psi$ den Masseterm verschwinden, also handelt es sich dabei um Neutrinowellen. In der quantisierten Theorie ist das etwas komplizierter, aber auch da glauben Pauli und ich schon zu sehen, daß das Neutrino (höchstwahrscheinlich als Zwei-Komponenten-Neutrino) und das Elektron aus der Theorie herauskommen. In anderen Worten: Pauli und ich sind eigentlich überzeugt davon, daß die Lagrangefunktion (I) schon die vollständige Theorie der Elementarteilchen enthält (ausgenommen die schwachen Wechselwirkungen, die man wahrscheinlich leicht einbauen kann). Dabei scheint es auch gar nicht auf die spezielle Form der Lagrangefunktion anzukommen, sondern nur auf die beiden Invarianten, aus denen sie sich zusammensetzt. Es wäre also möglich, daß man auch irgendeine andere Funktion dieser Invarianten als Lagrangefunktion nimmt und daß dann die gleiche Theorie herauskommt. (Aber diese letzteren Fragen sind noch nicht genau untersucht. Das, was ich eben schrieb, kann auch noch falsch sein, und wir werden uns einstweilen an die Lagrangefunktion halten.) Jedenfalls scheint auch die indefinite Metrik und ihre entscheidende Rolle bei der Darstellung der elektrischen Kräfte einen integrierenden Bestandteil der Theorie zu bilden.

Alle diese Fragen arbeite ich zur Zeit gemeinsam mit Pauli aus, und da Pauli in 14 Tagen nach Amerika fährt, kann er Ihnen (vorausgesetzt, daß er nach Princeton kommt) vielleicht davon erzählen.

Sollte Niels Bohr noch in Princeton sein, so zeigen Sie ihm bitte auch meinen Brief, da er mich nach dieser Entwicklung der Feldtheorie gefragt hatte.

Bevor Pauli am 19. Januar 1958 in Genua zusammen mit seiner Frau den Dampfer *Giulio Cesare* bestieg, kam Heisenberg über ein Wochenende nochmals nach Zürich, um mit ihm letzte Einzelheiten einer gemeinsamen Publikation zu besprechen. Es wurde beschlossen, daß Pauli ein erstes Manuskript aufsetzen sollte. Nachdem er dieses in der Nacht vom 14. Januar fertiggestellt hatte,

schickte er es sogleich an Heisenberg nach Göttingen.[12] Paulis anhaltender Optimismus spiegelte sich nochmals in einem Schreiben [2843], das er am 22. Januar von Gibraltar aus an Jensen schickte und in dem er von einem „schönen *Indian Summer* für uns!“ schwärmte.

[1] Laut Paulis Brief [2764] fand dieser Vortrag am 25. November statt.
[2] Laut des erhaltenen Briefwechsels [2725, 2731] war Heisenberg am 15. November 1957 kurz in Zürich zu einem Abendessen „in der Nähe des Bahnhofs“ gewesen (vgl. auch die Hinweise in den Briefen [2817 und 2825]). In seinem Brief [2764] vom 1. Dezember erinnert sich Pauli zwar an dieses Treffen, aber er gibt keinen Hinweis, daß am selben Tag eine weitere Begegnung mit Heisenberg vorgesehen ist!
[3] Vgl. die Briefe [2788 und 2802].
[4] Vgl. Pauli (1957d).
[5] Vgl. hierzu Paulis Brief [2833] an Weisskopf.
[6] Vgl. den Brief [2835].
[7] Heisenberg machte vor seinem Aufenthalt in Ischia vom 10.–31. März einen kurzen Besuch in Genf {vgl. die Briefe [2908 und 2912]}.
[8] Dieser Vortrag hatte am 13. November stattgefunden (vgl. den Brief [2725]).
[9] Pauli (1957d).
[10] Ascoli und Heisenberg (1957). – Wie Jauch später in einem Schreiben vom 23. Dezember 1958 Rohrlich berichtete, habe er im CERN von Ascoli erfahren, wie der in dieser Arbeit mitgeteilte Wert der Feinstrukturkonstante zustande gekommen sein soll: Ascoli „told me that he disagreed with this paper which was published with Heisenberg, since he had obtained for this constant the value 8 and only after Heisenberg had doctored it up, was the value reduced to 1/250.“ Vgl. hierzu auch Kragh (2003), S. 426.
[11] Vgl. Heisenberg, Kortel und Mitter (1955).
[12] Vgl. den in der Anlage zum Brief [2836] wiedergegebenen ersten Entwurf, der dann noch verschiedene Modifikationen erhielt und schließlich als Reprint von Heisenberg an zahlreiche Physiker verschickt wurde.

## [2817] Pauli an Heisenberg

Zollikon-Zürich, 2. Januar 1958
Ist heute ganz *elementar!*

Lieber Heisenberg!

Dank für Deinen Brief vom 30.[1] – inzwischen war das Telephongespräch[2] – ich glaube die Fragen dieses Briefes alle elementar und einfach beantworten zu können.

1. Es ist mir *für die Physik* wichtig, daß Du verstehst, was ich mit „*antisymmetrischer Metrik*“ meine. Das ist ganz *elementar*, und ich war dabei geleitet durch Deine ausgezeichnete Formulierung von 2 Termsystemen, die nicht kombinieren, die schon bei jenem Abendessen in Zürich[3] fiel.

Denke Dir zuerst eine Formulierung mit Ähnlichkeitstransformationen – ich schreibe nun immer $\Psi^*$ im Hilbertraum, so wie Du es geschrieben hast (* wirkt *nicht* auf die Spinindizes von $\Psi$

$$\Psi^{*\prime} = \Psi^* S^{-1}; \qquad \Psi' = S\Psi.$$

Die Metrik sei indefinit, und das $\eta$

$$\Psi^* = \Psi^\dagger \eta, \qquad {}^\dagger \equiv \text{hermitesch-konjugiert},$$

*möge speziell die Eigenwerte* $+1$ *und* $-1$ *haben:*

$$\eta^2 = 1. \tag{1}$$

Diese spezielle Eigenschaft bedingt dann in der Tat den Zerfall in zwei nicht kombinierende Termsysteme, das eine bei Vertauschung der bra- und kets symmetrische, das andere das antisymmetrische.

Ich will nur das zweite haben („Pauli-Verbot" im Hilbertraum).

Das kann ich erreichen, indem ich aus dieser (gegenüber der richtigen verdoppelten) Formulierung sozusagen *rational* die Wurzel ziehe (wie Dirac aus der Klein-Gordon-Gleichung die Wurzel gezogen hat):

Ich bringe zuerst das $\eta$ unitär auf die Form

$$\eta = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}.$$

($\Sigma_2$ entsprechend.) Natürlich gibt es eine unitäre Transformation U, die $\eta$ in $-\eta$ verwandelt:

$$\eta' = U\eta U^{-1} = -\eta, \qquad UU^{+} = 1$$

(nämlich $U = \Sigma_1$ oder $\Sigma_3$).

Nun kommt die „Halbierung". Ich spalte den Faktor $i$ heraus – und *nicht* $(-i)$, was man ja auch hätte machen können –

$$\eta = i\Omega \qquad\qquad \Omega = \begin{pmatrix} 0 & -1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix},$$

schaffe für die $\bar{\psi}$ und $\Psi$ die *Ähnlichkeitstransformationen ab* und verlange

$$S\Omega\bar{S} = \Omega \tag{2}$$

$\bar{S}$ = transponierte Matrix

$$\Psi^{*\prime} = \Psi^{*}\bar{S}; \quad \Psi' = S\Psi. \tag{2a}$$

*Jetzt ist* $S\Omega\bar{S} = -\Omega$ *verboten* („Pauli-Verbot"!).

Beim Zusammenhang des $\Psi^*$ mit dem hermiteschen (bei c-Zahlen ist das wirklich das konjugiert komplexe) $\Psi^\dagger$ gibt es gar keine Konfusion, sondern wir lassen uns von *bekannten Formeln* der kleinen Welt leiten.[4]

Doch passieren dabei leicht Verwechslungskomödien (und entsprechende Rechen- und Denkfehler). Die Analogie ist vielmehr

| Große Welt | | Kleine Welt |
|---|---|---|
| $*$ | $(** \equiv 1)$ | $\psi \to \gamma_5\psi^C$ |
| $\dagger$ | | $\psi \to \bar{\psi} \equiv \psi^\dagger\gamma_4.$ |

{N. B. Man kann die Normalform $\Omega = \begin{pmatrix} 0 & -1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}\ldots$, die der Majoranadarstellung der $\Psi$ und der $\gamma$'s entspricht, leicht verallgemeinern zu

$$\bar{\Omega} = -\Omega; \quad \Omega\Omega^\dagger = \Omega^\dagger\Omega = 1.\}$$

Der gesuchte Zusammenhang zwischen $^*$ und $^\dagger$ ist nun

$$\Psi^* = \Omega^{-1}\Psi^\dagger = \Psi^\dagger\Omega, \tag{I}$$

so daß das $\Omega$ das $\eta$ ist.

Den S-Transformationen (2a) entspricht die unitäre

$$\Psi'' = U\Psi, \qquad \psi''^\dagger = \psi^\dagger U^{-1}$$

mit

$$\psi' = S\Psi, \qquad \psi^{*\prime} = \Psi^*\bar{S}$$

$$UU^+ = 1 \quad \text{folgt dann aus} \quad S\Omega\bar{S} = \Omega$$

$$U = S\Omega; \qquad \bar{U} = S^{-1}\Omega\,. \tag{II}$$

Die auf die Spinindizes der $\Psi$ wirkenden $\gamma$'s, $C$ etc. brauchen *nicht* von den auf die Spinindizes $\alpha$ Deines Operators $\psi_\alpha(x)$ wirkenden $\gamma$'s unterschieden zu werden!

Die durch (II) definierten $U$'s sind sonach spezielle!

In einem Raum von $n = 2f$ ($f$ ganz) Dimensionen (Phasenraum) gibt es $\frac{n(n+1}{2}$ unabhängige, reelle Parameter in $S$, für die übrigen stets Det. $S = +1$.* In einem Raum von $n$-komplexen ($n$-Zustände) Dimensionen gibt es $n^2$ reell unabhängige $U$'s (soviel wie hermitesche). ($n^2$ reelle Parameter.)

Im $\infty$ viel dimensionalen Raum gibt es natürlich keine Bildungen wie Det. $S$.

Ich hoffe, auf die Frage zurückkommen zu können, ob die $U$ eine Bedeutung haben, zu denen kein $S$ gehört. Die in (II) enthaltene einschränkende Bedingung lautet

$$\bar{\Omega} = -\Omega$$

$$\bar{U} = \Omega U^\dagger\Omega; \qquad U^\dagger = \bar{\Omega}\bar{U}\bar{\Omega} = \Omega\bar{U}\Omega\,. \tag{III}$$

Die Antwort lautet: *die hier definierte eingeschränkte Gruppe entspricht der „elektrischen Welt". Die übrigen U sind (zum Teil) dazu benützt worden, um das Vakuum auf eine Standardform zu transformieren.*

In der unelektrischen Welt (starke Wechselwirkung) gibt es im Hilbert-Raum die volle unitäre Gruppe. Das allgemeine $U$ ist ein spezielles mal einem anderen, das zur Gruppe Baryonenzahl und Isotopengruppe gehört. (Das will ich noch durchrechnen.)

*In der elektrischen Welt gibt es außer den bis jetzt definierten U's ebenfalls noch andere, und zwar genau diejenigen, die zur Gruppe Q der Ladung und N der Baryonenzahl gehören.*

Ich komme darauf zurück.

Ich habe darüber bereits zu rechnen begonnen und hoffe, bis spätestens Montag das ganze Begriffsystem beisammenzuhaben.

Das frühere $V$ ist *falsch*, muß durch Produkte von Spinoroperatoren ersetzt werden.

Nun zu den Spinindizes der $\Psi$'s. Meine Formulierung

$$\Psi^* \frac{1+\gamma_5}{2}\Psi = \left(\Psi^* \frac{1-\gamma_5}{2}\Psi\right)^\dagger = Q + iN \tag{I}$$

ist natürlich in dieser Form nur für die einfachsten Ein-Teilchenzustände richtig. Sonst ist es eine Normierungsbedingung, wo $Q$ und $N$ nur die Werte $\pm 1$ und 0 annehmen können. († auf $c$-Zahl $\Psi$ angewandt, gibt konjugiert komplex.) Es ist aber richtig für Proton, Neutron und Antiteilchen sowie auch für Elektron, Positron und Neutrino (Gürseys Isomorphie).[5]

Raum und Zeit gibt es da nicht, wohl aber Energie-Impuls $\boldsymbol{P}$, $iP_0$) mit $P_0 \geq 0$. Nun ist es vernünftig zu verlangen

$$(i\,(\gamma_\nu P_\nu) + m)\,\Psi = 0,$$

worin $P_\nu$, $m$ zunächst noch offen sind.

$$\Psi^*\,[+i(\gamma_\nu P_\nu) + m]\,\Psi = 0.$$

{Du siehst (!): wir nähern uns in einer besonderen Weise Deiner Lagrangefunktion!} Setzt man

$$\Psi^*\gamma_\nu\Psi = i\eta_\nu,$$

so gilt zufolge einer berühmten Identität

$$-\eta_\nu\eta_\nu = \eta_0^2 - \boldsymbol{\eta}^2 \equiv (\Psi^*\gamma_5\Psi)^2.$$

Das gilt für beliebige $\Psi^*, \Psi$. Man darf daher auch $\Psi$ durch $\gamma_5\Psi$ ersetzen.

Die Reellitätsverhältnisse sind so, daß $\Psi^* O\Psi$ der großen Welt zugleich mit $\bar{\Psi}\,O\Psi = \psi^*\gamma_4 O\psi$ der kleinen Welt reell ist.
Der Vergleich mit (I) zeigt, daß

$$\Psi^*\gamma_\nu\Psi = \eta_\nu i \quad \text{(ein Vorzeichen in } N \text{ ist konventionell)}$$

mit

$$N^2 = N, \qquad N = \pm 1 \text{ oder } 0.$$

Es gibt aber noch die anderen Größen

$$\Psi^*\gamma_5\gamma_\nu\Psi = i\eta'_\nu$$

mit

$$\eta'_\nu\eta'_\nu = (\Psi^*\Psi)^2.$$

Wie ist das nun zu deuten?

Ich glaube, es ganz deutlich zu sehen, und es ist sehr wichtig für Deine Symmetriefragen bei Leptonen.

Man soll $\Psi_{\pm} = \frac{1\pm\gamma_5}{2}\Psi$ bilden. Es wird im Isoraum anders zusammengefaßt:

| | | Isoraum | gewöhnlicher Raum |
|---|---|---|---|
| Halbraum | $\gamma_5 = +1$ : | $\Psi$ | Teilchen |
| | | | $\downarrow$ |
| | $\gamma_5 = -1$ | $\Psi$ | gespiegeltes Antiteilchen |

Wir sind nun mitten in der Verwechslungskomödie. Ich verstehe aber eines (ohne Graphen): in der unelektrischen Welt gilt $\Psi \to \gamma_5\Psi$ Invarianz im gewöhnlichen Sinn. Daher dort Masse 0 bei Leptonen.

In der elektrischen Welt aber nicht!

Denn im gewöhnlichen Raum sei ein $\psi$ gegeben mit

$$\left[i(\gamma^\nu p_\nu) + m\right]\psi_a = 0.$$

Dann auch

$$\left[i(\gamma^\nu p_\nu) + m\right]\psi^C = 0.$$

Dann mit

$$\psi'_a = \gamma_5\psi^C$$

$$\left[i(\gamma^\nu p_\nu) - m\right]\psi'_a = 0\,. \qquad (\neq \psi^\dagger)$$

Ordne nun zu $\psi$ zu $\to \Psi^*_a = \Psi'_a$.

Sei $\psi_b$ der Zustand des Antiteilchens $\Psi'_b = \gamma_5\Psi_b$

$$\psi^*_b = \psi'_b\,.$$

Dann ist

$$\langle\Psi^*_b, \Psi_a\rangle = -\langle\Psi^*_a, \Psi_b\rangle$$

normierbar mit $C\gamma_5$ im Spinraum und $\Omega$ im Hilbertraum des $\Psi$. Es ist nur logisch, daß die Zuordnung von $\Psi$ zu $\psi$ gerade die Gürseysche Rollenvertauschung macht. Dann wird die Metrik antisymmetrisch, die Massen der Leptonen aber sind nicht mehr Null!

In der Hoffnung, daß wir uns im Lauf der Zeit an die „Verwechslungs-Komödie“ gewöhnen werden – das war *eben* Deine Symmetrieschwierigkeit mit den Leptonen – für heute mit vielen Grüßen Dein W. Pauli

Fortsetzung Samstag oder Sonntag über Entartung des Vakuums und Operatoren.

[1] Vgl. den Brief [2815].

[2] Auf dieses Telefongespräch mit Heisenberg hatte Pauli auch schon in seinem Brief [2816] an Fierz hingewiesen.

[3] Pauli bezieht sich offenbar auf das Treffen am Abend des 15. November 1957 während Heisenbergs Durchreise (vgl. den Brief [2731]).

[4] Vgl. hierzu den Brief [2808].

* Im Sonderfall $n = 2$ ist das auch schon eine *hinreichende* Bedingung für Kanonizität.

[5] Vgl. hierzu auch den Brief [2804].

## [2818] Pauli an Källén

Zollikon-Zürich, 2. Januar 1958

Lieber Herr Källén!

Dank für Ihren Brief vom 26.[1]

Ich arbeite nun oft Tag und Nacht, weil ich einer fundamentalen Sache auf der Spur bin.

Was Sie schreiben, ist mir lange bekannt. Ich wußte auch, daß Heisenbergs Spinormodell mit konventionellen Methoden nicht durchführbar ist. Doch möchte ich Ihr Argument betreffend $\gamma_5$-invariant in der konventionellen Theorie zunächst anders fassen.

Nehmen sie an, die Welt der Teilchen mit $m \neq 0$ sei verdoppelt. Zu jedem Zustand $A$ mit

$$(i\gamma q + m)\langle 0|\psi|q^A\rangle = 0$$

gibt es auch einen Zustande $B$ mit

$$(i\gamma q - m)\langle 0|\psi|^B q\rangle = 0\,.$$

Es ist

$$\psi^B = \gamma_5 \psi^A\,.$$

Nun gibt es einen Vektor $C$, so daß

$$C|0\rangle = |0\rangle$$

$$C|q^A\rangle = |q^B\rangle$$

$$C\psi^A(x)C^{-1} = \psi^B(x) = \gamma_5\psi^A(x).$$

Der Operator $C$ führt die $A$-Zustände in die $B$-Zustände über et vice versa.

Sie würden doch auch sagen, eine solche Theorie ist $\gamma_5$-invariant, obwohl $m \neq 0$.

Es ist also formal-logisch nicht richtig, daß aus der $\gamma_5$-Invarianz $m \equiv 0$ folgt. Es war unrichtig, vorauszusetzen, daß die Zustände $A\rangle$ und $B\rangle$ identisch sein müssen.

Ich meine das gar nicht nur als eine Haarspalterei. Sondern das ist der Weg, der mich auf eine ganz unerwartete, unkonventionelle Lösung geführt hat.

Nun, so einfach geht es natürlich gar nicht. In der physikalischen Welt gibt es ja gar nicht jene Verdoppelung der Zustände. Man hat also die alte Schwierigkeit in neuer Form.

Nun, ich weiß eine Lösung; halte sie sogar für überaus befriedigend. Ich gebe Ihnen eine „puzzle"-Frage: Kann man diese verdoppelte $\gamma_5$-invariante Welt nicht auch noch anders halbieren?

Anweisung:

1. Sie müssen wesentlich von der Isospingruppe Gebrauch machen. Beachten Sie das $\gamma_5$ bei $\psi^C$!

2. Es ist Ihnen erlaubt, die Metrik im Hilbertraum anders zu *definieren* als gewöhnlich.

Ich habe also andere Schlüsse aus den gleichen Prämissen und mathematischen Sachverhalten gezogen als Sie.

Schreibe wohl noch mehr. Bis jetzt geht alles wider Erwarten gut!

Viele Grüße und gutes Neujahr!

Stets Ihr W. Pauli

Dieser Brief ist also natürlich nur vorläufig!

[1] Vgl. den Brief [2809].

## [2819] Heisenberg an Pauli

Göttingen, 2. Januar 1958[1]

Lieber Pauli!

Seit gestern bin ich wieder richtig in unsere Arbeit hereingekommen und will Dir zunächst auf Deinen Brief vom 28. und 29.[2] antworten.

Du hast völlig recht damit, daß durch die Verdopplung des Vakuums die Frage nach der Metrik im Hilbertraum in einer neuen Weise gestellt wird. Aber – darüber sprachen wir ja schon im Telefon[3] – man darf diese Metrik *nicht* in Verbindung bringen mit Q und N, und auch nicht mit dem Energie-Impulsvektor. Vielmehr hat die Metrik allein mit dem Wahrscheinlichkeitsbegriff zu tun. Daher muß für die „physikalischen" Zustände eine stets positive Norm definiert werden können. Den Zusammenhang mit den beiden Größen

$$\bar{\psi}\left(\frac{1+\gamma_5}{2}\right)\psi \quad \text{bzw.} \quad \bar{\psi}\left(\frac{1-\gamma_5}{2}\right)\psi$$

sehe ich noch nicht, aber vielleicht hast Du hier einen brauchbaren Vorschlag.

Deine Formulierungen über den Zusammenhang des Isospins mit der Verdopplung des Vakuums habe ich noch nicht klar verstanden und möchte die Fragen nochmal in meiner Sprache stellen. Wenn Du schreibst „die Indizes (im Hilbertraum) *sind* die des Isoraumes", so könnte das in meiner Sprache lauten: Wir gehen hinsichtlich der Operatoren $\psi$ von einer 4-Komponententheorie zu einer 2-Komponententheorie über (wobei meine zu schlampigen Formeln $\psi_+ = \psi^*_-$ etc. durch die richtigen mit dem $\psi^C$ zu ersetzen sind), schieben aber die Indizes, auf die sonst $\gamma\gamma_4$ und $i\gamma_4\gamma_5$ gewirkt hat, auf das Vakuum, so daß die kovarianten Darstellungen der Operatoren wieder 4 Komponenten bekommen; z. B.

$$\underset{\substack{\uparrow\\ \text{Spin}}}{\tau(x,}\ \underset{\substack{\uparrow\\ \gamma_5 \text{ bzw.}\\ \text{Isospin}}}{\alpha,}\ \underset{\substack{\uparrow\\ \text{Spin}}}{\beta)} = \langle\psi|\psi_\alpha(x)|\Omega_\beta\rangle \qquad \underset{\substack{\uparrow\\ \gamma_5 \text{ bzw.}\\ \text{Isospin}}}{(\alpha = 1,2;\ \beta = 1,2).}$$

Ist das Deine Meinung??

Ob das geht, wird von den an die Vertauschungs-Relationen zu stellenden Bedingungen abhängen, und hier hoffe ich, bald von Dir einen Vorschlag in konkreter Mathematik (nicht nur in Gruppenüberlegungen) zu bekommen. Um nicht mißverstanden zu werden: Ich glaube schon, daß Du die Zusammenhänge im wesentlichen richtig siehst. Aber ich verstehe sie *viel* besser, wenn Du mir handfeste Formeln für die Vertauschungs-Relationen (oder für die Eigenfunktionen der Nukleonen oder dergleichen) anschreibst, mit denen ich hantieren kann, um sie auf ihre Brauchbarkeit zu prüfen. Die Formeln Deines Briefs vom 21. Dezember[4] waren ja noch nicht in Ordnung. Vielleicht sollte man einfach:

$$\varepsilon(\tau)\{\psi_\alpha(x)\psi_\beta(x')\} = b\left(s^2\right) V \gamma^4_{\alpha\beta}$$

schreiben (wobei das $V$ vielleicht in das $\gamma^4_{\alpha\beta}$ hineingenommen werden kann). Also ich bitte dringend um konkrete Vorschläge für die Vakuumerwartungswerte der Produkte von 2 Feldoperatoren. Solange wir die nicht haben, schweben wir zwischen gruppentheoretischen Luftschlössern.

*Wenn* wir diese Vakuumerwartungswerte haben (als $2 \times 2$ reihige Matrizen), so gibt – das habe ich mir inzwischen überlegt – die Tamm-Dancoffmethode einen geradezu idealen Formalismus für die Berechnung der Massen ab. Ideal deswegen, weil man in dieser Methode gerade die Vakuumerwartungswerte der $S_F$-Funktion, und *nur* diese, braucht. Man bekommt die Eigenwertgleichungen unmittelbar als Spin- *und* Isospingleichungen geliefert, da sich die $\tau(x, \alpha, \beta)$-Funktionen ja wieder so benehmen wie in der früheren Theorie. Also ceterum censeo: Schreib' mir Deine Vorschläge für die Vakuumerwartungswerte der Produkte von 2 Feldoperatoren!

Bevor Du nach Amerika fährst, müßten wir uns eigentlich noch einmal mündlich besprechen, um unsere Pläne etwas genauer festzulegen. Wie steht es mit Deinen Plänen für die kommenden 14 Tage? Könnten wir uns irgendwo in der Mitte treffen (z. B. Heidelberg oder München)? Eventuell könnte ich auch für einen Tag nach Zürich kommen. Schreib' mal, was Dir am besten passen würde.

Für heute viele Grüße! Dein W. Heisenberg

[1] Zusatz von Pauli: „Beantwortet 4. I."
[2] Vgl. den Brief [2811].
[3] Dieses Telefongespräch wurde auch schon in den Briefen [2816 und 2817] erwähnt.
[4] Vgl. den Brief [2805].

## [2820] Pauli an Wu

Zürich, 3. Januar 1958
[Maschinenschriftliche Durchschrift]

Dear Chien Shung Wu!

Many thanks for your letter from Xmas day.[1] May I start first with the practical things. I don't know, where the rumor of my arrival on January 14th

had its origin, in any case this is erroneous.[2] We leave Zürich on January 17th and arrive in New York according to schedule on January 30th in the morning with the Italian line (mail can reach me on the „Giulio Cesare“). I am very much looking forward to vacation on the boat, now I am working days and sometimes nights.

If you could be helpful in resuming hotel and railroad reservations, we are very grateful. We know the Hotel Gladstone, 114 East 52 Street in New York City and if it is possible to get a room with four beds there on January 30th (higher floors preferred, they are more quiet), it would be fine.[3] (In any case this is the category of hotels we like.) We intend to leave New York, let us say February 2nd (latest would be February 3rd, but only if there is a very particular reason to stay one day longer).

Is there any train leaving New York late in the evening (around midnight or so) on February 2 and arriving in Chicago on February 3rd around noon time? (Both New York Central or Pennsylvania Railroad can be considered.) For continuation we would like to take the train „City of San Francisco“, leaving Chicago 18.30, staying there only a few hours. (We would definitely dislike it to arrive in Chicago early in the morning.) Could we get in both trains New York–Chicago and Chicago–Berkeley a double bed room?

(I hear something of a change of time tables around February 1.)

So, that is that. I am hurrying, because the term in Berkeley is just starting in these days, and I don’t want to be too late there.

On the way back we shall probably fly. I am bound to be back in Zürich at June 1. Princeton will be rather empty at the end of May. I considered also to go to Brookhaven at the return trip for a few days, as I have never been there. This we can decide later.

Now to physics. Work is going on very satisfactory. Heisenberg seems to consider now even a flood of letters as not entirely sufficient and changed to a long distance call from Göttingen at the last day of the ending year, in order to discuss mathematical details.

We are working now on a new theoretical interpretation of the isotopic spin, briefly the „iso-space“. I think that I eventually know where the diminuation of symmetry comes when one passes from the „non-electrical approximation“ (strong interaction) to the „electrical world“. From the standpoint of the spinor model this is very fundamental and can only be solved in a non-conventional way.

I feel, that Yang should be glad about our solution, it seems to me very much in his line of thought. (I also guess, that Yang must have some part in the work of the „Brookhaven Turc“.)[4] A discussion in some smaller circle in New York would be fine (there is Yang, Lee, Dyson, Lehmann and others). I am afraid, I shall not have time to go to Princeton in these days. Could Yang come over?

Perhaps Robert Oppenheimer will be temporarily in New York, too? Many heartiest greetings from us to the Rabis, we hope to see them.

For similar reasons as you I am still hesitating to make an announcement, I want to be positively certain. But I not only hope, I am rather certain, that we are approaching a climax in the theory of elementary particles. Perhaps I shall

send an air mail letter to Yang and Lee (to be shown to others) with a summary of the present stand of our research before I go to the boat. That could be then a basis for discussion.

Expecting a break through within the next few months, I am sending the warmest greetings from Franca and me to yourself, Luke[5] and Vincent, with my very best thanks.

Sincerely, [W. Pauli]

[1] Dieses Schreiben liegt nicht vor.
[2] Siehe hierzu den Kommentar zum Brief [2841].
[3] In einem Schreiben vom 21 Januar 1958 benachrichtigte Wu auch Oppenheimer von Paulis bevorstehendem Besuch und schickte ihm „a few copies of the announcement for Paulis meeting. ... Prof. and Mrs. Pauli will stay at the Gladstone 114 East 52nd Street from January 30 to February 2nd."
[4] Pauli bezieht sich auf Feza Gürsey.
[5] Der auch in Gürseys Brief [2844] erwähnte Mann von Wu, der am *Brookhaven National Laboratory* arbeitete. Dessen Sohn Vincent war ebenfalls Physiker geworden.

## [2821] Fierz an Pauli

[Basel], 3. Januar 1958

Lieber Herr Pauli!

Ihr freudiger Sylvesterbrief[1] hat mich herzlich gefreut. David Speiser schrieb mir schon auf Weihnachten, daß Sie sehr im Schuß seien. Dabei glaube ich aus seinem Briefe entnehmen zu müssen, daß es sich immer noch um das Lee-Modell und Geister handle. Das bestürzte mich, denn ich konnte mir nicht vorstellen, was da Begeisterndes dahinter stecken könne. Nun aber vernehme ich mit Freude und Befriedigung, daß die Geister hinter Ihnen liegen und daß deren Beschwörung offenbar nur der rite d'entrée war. Wir sind – oder besser Sie sind nun wieder, wie sich gehört, beim vierfältigen Isomorphismus angelangt, allwo nichts weggeworfen werden muß. Da ich nicht das Ingenium Johann Bernoullis besitze, der aus Andeutungen sofort erraten konnte, was andere machen – und das war ja seine größte Stärke – bin ich auf weitere Enthüllungen *sehr* gespannt. Um so mehr, als sie mir die Hoffnung machen, daß es nicht allzu schwierig sein sollte, Ihren und Heisenbergs neuen Wegen zu folgen.

Ich war übers Neujahr eine Woche bei strahlender Sonne in Parpan, allwo ich auch Weisskopf getroffen habe. Wir haben viel an Sie gedacht.

Nun wünsche ich Ihnen bei Ihrem Feldzug in Deutschland weiter Heil und Sieg und bleibe mit herzlichen Grüßen Ihr M. Fierz

[1] Vgl. den Brief [2816].

## [2822] Heisenberg an Pauli

Göttingen, 3. Januar 1958[1]

Lieber Pauli!

In dem Maß, in dem ich wieder tiefer in unser Problem eindringe, merke ich, was ich in Deinen Briefen alles noch nicht verstanden habe. Zum großen Teil liegt es sicher daran, daß das Problem rein formal recht verwickelt ist; es gibt fast Dutzende von Vorzeichen und Vorzeichenfunktionen ($V$, $\bar{V}$, $V^+$, 0, $\Omega$, $\bar{\Omega}$ usw.), und da ich schon bei einem Vorzeichen Schwierigkeiten habe, es richtig zu setzen, stört mich die große Komplikation.

Ich habe noch nicht richtig verstanden, wie Du die Vierergruppe in Operatoren (die auf die beiden Vakuumkomponenten wirken) ausdrücken willst. Du sagst mit Recht, daß die $\Sigma_k$ dazu allein nicht ausreichen wegen

$$\psi \to \psi e^{i\alpha\gamma_5}.$$

Die $V$'s mit $\Sigma_1 + i\Sigma_2$ zu verbinden, leuchtet ein. Aber auch dann muß ja nochmal eine Wurzel gezogen werden. Die $V$'s transformieren sich ja wie $V \to Ve^{\pm 2i\alpha}$; wir brauchen zur Darstellung der Eigenfunktionen für die „strange particles" aber sicher Operatoren, die sich wie $c \to ce^{\pm i\alpha}$ transformieren. Daher hatte ich die $c$ versuchsweise eingeführt, bin aber gern bereit, sie zugunsten etwas anderer Bildungen aufzugeben. Aber welche Bildungen schlägst Du vor? Die $\bar{V}$ oder $V^+$ scheinen mir vielleicht zweckmäßig, aber noch nicht ausreichend, da sie sich mit dem doppelten Winkel transformieren. Natürlich muß der Ausdruck, der in den Vakuumerwartungswerten der Vertauschungs-Relationen steht, diese $c$ oder ihren Ersatz wieder quadratisch enthalten, da hier ja der doppelte Winkel auftritt. In den Eigenfunktionen aber braucht man die $c$ auch linear, sonst gäbe es keine Teilchen mit halbzahligem Spin, aber ganzzahligem Isospin. Oder bist Du hier anderer Meinung? Vielleicht bist Du ja auch selbst hier noch nicht ganz durchgekommen. Solltest Du aber schon völlige Klarheit haben, so schreib' mir bitte ausführlicher, da mich dieser Punkt brennend interessiert.

Auch Deine Bemerkungen über den Zusammenhang mit der Metrik im Hilbertraum habe ich noch nicht verstanden. Zwar sind mir Deine „lecture notes"[2] durchaus verständlich und lehrreich gewesen, aber ich habe noch nicht verstanden, wie Du von dort auf die Vermutung kommst, daß es nun doch keine komplexen Geister (die ich, wie Du weißt, nie geschätzt habe) geben könne. Der Umstand, daß man zunächst (in Deinen ‚lecture notes') über ein kontinuierliches Spektrum reeller Massen integriert, schließt doch noch nicht aus, daß $\rho(\lambda)$, wenn man es analytisch ins Komplexe fortsetzt, dort Pole haben könnte. Ob solche komplexen Geister immer gutartig sein müssen, ist eine andere Frage. Aber welche Gründe hast Du jetzt, sie für nichtexistent zu halten?

Den Zusammenhang Deiner antisymmetrischen Metrik mit dem Wahrscheinlichkeits-Begriff habe ich noch nicht verstanden. Wie erhältst Du das Termsystem, dessen Vektoren stets positive Norm haben (d. h. meinen Hilbertraum I)?

Jedenfalls müssen wir uns vor Deiner Abreise nochmal einen Tag lang aussprechen. Ich weiß einfach nicht, ob Du schon viele der Fragen, die

mir Schwierigkeiten machen, gelöst hast oder ob Du etwa die gleichen Schwierigkeiten hast. Wir haben ja beide den Eindruck, daß wir fast alle Bausteine für das puzzle-Spiel der Elementarteilchen beieinanderhaben; aber es ist immer noch mühsam, es zusammenzusetzen.

*Gar keine* Sorge habe ich, wenn die Gruppenfragen geklärt sind, mit der Berechnung der Massen nach Tamm-Dancoff. Das wird sicher ausgezeichnet gehen! Aber wir brauchen die Vertauschungs-Relationen (und natürlich die Lagrangefunktion oder eine äquivalente Aussage über die Beziehung zwischen der Invariante, die die $\frac{\partial}{\partial x_\nu}$ enthält, und der anderen $\psi_1\psi_3^* + \psi_2\psi_4^*$).

Wann würde Dir also ein Treffen passen?

Mit vielen herzlichen Grüßen Dein W. Heisenberg

[1] Zusatz von Pauli: „Beantwortet 7. I."

[2] Diese *lecture notes* hatte ihm Pauli zuschicken lassen (vgl. den Brief [2815]).

## [2823] Pauli an Heisenberg

Zollikon-Zürich, angefangen 4. Januar [1958]
Abends

Lieber Heisenberg!

Mein Traktat sollte mit der Post um 17 Uhr abgehen, so eilte ich etwas. Nun kann ich in Ruhe meinen weiteren Gedanken nachgehen.

Da ist noch eine wichtige Sache: meinen Vorschlag für die Vakuumerwartungswerte (Standardform) habe ich wohl richtig aufgeschrieben. Ich habe aber nicht angegeben, an welchen Stellen der Vakuummatrices die betreffenden Größen stehen sollen. Da war – mit $\gamma_5$ diagonal – ein $(1,2)$-System $(\psi)$ und ein $(3,4)$-System $(\varphi)$. Das $(1,2)$-System war aber doppelt entsprechend $(1 \rightleftarrows 2)(b \rightleftarrows -b)$ bei der Transformation. Wenn ich nun *nachzähle*, sehe ich: *ich brauche doch* $4 \times 4$ *reihige Matrices* für das Vakuum (wie ich das schon einmal vorübergehend gemerkt hatte). Dabei zählt bei der antisymmetrischen Metrik ein Kasten $\begin{pmatrix} 0 & -1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}$ als *einfach*.

Wir haben also als Zustandsmatrix

$$F(s).\begin{pmatrix} 0 & -1 & & & & & & \\ 1 & 0 & & & & & & \\ & & 0 & -1 & & & & \\ & & 1 & 0 & & & & \\ & & & & 0 & -1 & & \\ & & & & 1 & 0 & & \\ & & & & & & 0 & -1 \\ & & & & & & 1 & 0 \\ & & & & \Omega & & & \end{pmatrix}$$

$$+\begin{pmatrix} 0 & -G(s) & & & & & & \\ +G(s) & 0 & & & & & & \\ & & 0 & +G(s) & & & & \\ & & -G(s) & 0 & & & & \\ & & & & 0 & -G^*(s) & & \\ & & & & G^*(s) & 0 & & \\ & & & & & & 0 & +G^*(s) \\ & & & & & & -G^*(s) & 0 \end{pmatrix}.$$

Die äquivalente alternative Form wäre mit zwei nicht kombinierenden Termsystemen

$$F(s).\begin{pmatrix} 1 & & & \\ & 1 & & \\ & & 1 & \\ & & & 1 \end{pmatrix} + G(s).\begin{pmatrix} 1 & & & \\ & -1 & & \\ & & 0 & \\ & & & 0 \end{pmatrix} + G^*(s).\begin{pmatrix} 0 & & & \\ & 0 & & \\ & & 1 & \\ & & & -1 \end{pmatrix}$$

*und darunter das ganze mit* $(-1)$ *multipliziert.*

Insofern in Raum-Zeit lokalisierte Größen nicht in einem Termsystem verbleiben,[1] ist auch hier – ebenso wie in der äquivalenten antisymmetrischen Formulierung – die Möglichkeit der neuartigen Züge der Theorie.

(Welche Alternative ziehst Du vor; ich die antisymmetrische.)

Zum gleichen Resultat führt auch der Formalismus mit den Operatoren. Die $V_\alpha$, $W_\alpha$; $V_\alpha^\dagger$, $W_\alpha^\dagger$ $(\alpha = 1 \ldots 4)$ mit ihren bekannten Vertauschungsrelationen definieren 8 Zustände. Im Falle der antisymmetrischen Formulierung verbraucht der $\Omega$-Kasten $\begin{pmatrix} 0 & -1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}$ je zwei, so daß 4 wirkliche Zustände übrigbleiben.[2]

Nun mußt Du mir glauben: ich habe den Imaginärteil von $G(s)$ gar *nicht etwa* eingeführt aus Ehrgeiz, die schwache Wechselwirkung zu erklären (im übrigen kann die Gruppentheorie gar nicht zeigen, daß er *klein* ist). Sondern es war einfach rein mathematisch so, daß keinerlei Grund vorlag, das Nichtvorhandensein dieses Imaginärteils anzunehmen.[3]

*Es würde also das Weglassen von Im* $G(s)$ *noch eine weitere* (nur angenäherte) *Entartung des Vakuums bedeuten, welche dieses als* $2 \times 2$ *reihig – statt* $4 \times 4$ *reihig – vortäuscht.*

In dieser (recht guten) Näherung (sie entspricht dem Übergang zur 2-Komponententheorie) scheint mir nun aber *doch* Deine Formulierung

$$\tau(x, \alpha, \beta) = \langle \Psi | \psi_\alpha(x) | \Omega_\beta \rangle$$

(p. 2 Deines Briefes vom 2. 1.)[4] *doch im wesentlichen richtig!*

---

Ich lese nun nochmals Deinen Brief vom 30. 12.[5] Das mit $Q$ und $N$ muß doch so sein

| Isoraum | gewöhnlicher Raum | |
|---|---|---|
| $\Psi' = e^{i\alpha\gamma_5}\Psi$ | $\psi' = e^{i\alpha}\psi$ | $Q$ |
| $\Psi' = e^{i\alpha}\Psi$ | $\psi' = e^{i\alpha\gamma_5}\psi$ | $N$ |

Es bedeutet die linke Spalte die Normierung nur als *Strahl*darstellung (‚up to a phase factor').

Deine Auffassung (30. 12.) der Operatoren (nicht mehr $V$, sondern die *4* Spinoren) als eine Art „äußeres Feld" ist ganz in meinem Sinne. Genau so kommt die berühmte Symmetrieverminderung zustande beim Übergang 1. zur „elektrischen Welt", 2. zur „schwachen Wechselwirkung".

N. B. Ich habe noch nie ein so *quaternäres* System gesehen! Die alten Pythagoräer hätten ihre Freude gehabt mit ihrer Tetraktys und ihrem Schwur: „Bei dem (seit Pythagoras), der unserer Seele die Tetraktys überliefert hat,[6] *den Urquell und die Wurzel der ewigen Natur*."*

Ich glaube jetzt *auch*, die Tamm-Dancoff Methode könnte *gut* sein, wenn auf eine *vernünftige* Theorie angewendet. Wie berechnet man die Energie? Wie das Verhalten der „Erwartungswerte" in der Nähe des Lichtkegels?

---

5. Januar 1958

Das Arbeitsprogramm muß sein: Du gehst möglichst schnell auf die Tamm-Dancoff-Methode und die Feinstrukturkonstante los. Ich erwarte, Du wirst sie nun plötzlich ausrechnen können.

*Ich will mir noch meine Spinoroperatoren weiter ansehen*. Sie haben wohl eine über Vakuumerwartungswerte hinausgehende Bedeutung.

Eine Äußerung von Dir über antisymmetrische und *andere* Metrik wäre mir willkommen. Die „andere" erhält man so: füge ein zweites Termsystem hinzu, nämlich dasjenige, von dem Yang und Lee diskutiert haben, ob es irgendwo im Universum verwirklicht ist: in ihm haben rechts-links bei festem $C$ oder – was dasselbe ist – $C$ bei fester Parität vertauschte Vorzeichen. Im zweiten System ist die Norm einfach $-1$, im ersten $+1$. *Das Kombinationsverbot gilt nur auf der Energieschale*.

Für heute herzlichst W. Pauli

[Zusatz am oberen Briefrand:] Ich werde wohl irgendein statement oder report (*nicht* zum Druck!) machen müssen, wenn ich nach USA gehe. *Alle werden mich fragen*. Soll ich vor meiner Abreise versuchen, so etwas zu formulieren?

Formalistik ist nun bis zu einem gewissen Grad fertig. Mich interessieren die Spinoperatoren außerhalb des Vakuums. Physikalischer Kommentar zu antisymmetrischer Metrik erbeten.

## Appendix I zum Brief [2823]

Ich beherzige Deine Warnung (30. Dezember),[7] im Hilbertraum nur das * einzuführen, nicht das $\boldsymbol{H}$ oder $\eta$ und schreibe für die antisymmetrische Metrik[8] meine Spinoperatoren und ihre Vertauschungsrelationen so:

$$V_\alpha V_\beta^* + V_\beta^* V_\alpha = \Omega_{\alpha\beta} = -\Omega_{\beta\alpha}$$

$$W_\alpha W_\beta^* + W_\beta^* W_\alpha = \Omega_{\alpha\beta} = -\Omega_{\beta\alpha}$$

(Man kann in der *2.* Gleichung $C$ durch $-C$ ersetzen; dieses Vorzeichen ist konventionell.)[9]

Alle übrigen Antikommutatoren zwischen $V$, $W$; $V^*$, $W^*$ sind Null.

Vakuum„erwartungswerte“ $A_0\langle V_\alpha V^*_\beta\rangle B_0 = A_{v_\alpha} B^*_{v_\beta}$, $A, B = 1 \ldots 4$

ebenso $W$, $w \ldots$ Vakuumzustände.

Für * links ist Vakuumerwartungswert 0, ebenso für $V_\alpha W^*_\beta$.

Die $V, v, \ldots$ sind $4 \times 4$ *reihig*.

Normierung

$$\sum_{\alpha,\beta} {}^A v_\alpha \Omega_{\alpha\beta} {}^B v^*_\beta = \Omega^{AB},$$

Vollständigkeitsrelation

$$\sum_{A,B} {}^A v_\alpha \Omega_{AB} {}^B v^*_\beta = \Omega_{\alpha\beta}\,, \qquad \text{(Vorzeichen vorbehalten)}$$

ebenso für $w$.

---

Elegantere Formulierung der Vakuumerwartungswerte $A$, $B$ im Vakuumraum

$$\sum_{B'} {}^A\langle \psi_\alpha(x) \bar\psi_\beta(x')\rangle^{B'} \Omega^{-1}_{B'B}$$

$$= \left(\gamma^\nu \frac{\partial}{\partial x^\nu}\right)_{\alpha\beta} F(s)\delta^A_B + \left(\frac{1+\gamma_5}{2}\right)_{\alpha\beta} G(s)^A(\eta_+)_B + \left(\frac{1-\gamma_5}{2}\right)_{\alpha\beta} G^*(s)^A(\eta_-)_B. \tag{I}$$

Die anderen sind Null.

$\Omega$-Bezeichnung aus Bohr-Festschrift[10]

$$(\gamma_\mu)^T = \Omega\gamma_\mu\Omega^{-1}, \quad C = \Omega\gamma_5.$$

Achtung: die Normierung ist bereits

$$({}^A v_\alpha \Omega .. v.^{*B'})\Omega^{-1}_{B'B} = \delta^A_B\,. \qquad \text{.. Spinidizes}$$

Die Größen $\eta$, $\eta'$ des letzten Briefes müssen als *Zustandsmatrices* geschrieben werden. (Ich habe einige Zeit gebraucht, bis ich das gemerkt habe.)

Setze

$$\sum_{\alpha,B'} {}^A v_\alpha v^{*B'}_\alpha \Omega^{-1}_{B'B} = {}^A\eta_B$$

$$\sum_{\alpha,\beta,B'} {}^A v_\alpha \gamma^5_{\alpha\beta} v^{B'*}_\beta \Omega^{-1}_{B'B} = i\,{}^A\eta'_B\,.$$

Man kann $\delta_B^A$ invariant lassen und $\eta_+$ auf $\begin{pmatrix} 1 & & & \\ & -1 & & \\ & & 0 & \\ & & & 0 \end{pmatrix}$, $\eta_-$ auf $\begin{pmatrix} 0 & & & \\ & 0 & & \\ & & 1 & \\ & & & -1 \end{pmatrix}$ bringen.

$$\eta_+ = \frac{1}{2}(\eta + i\eta'), \quad \eta_- = \frac{1}{2}(\eta - i\eta').$$

Dann gilt allgemein Formel (I) für eine Standardform.

Die $\eta, \eta'$ sind lorentzinvariant wie überhaupt die *Zustandsindizes*.

(Es verhält sich aber $\eta$ ähnlich wie ein $\Gamma_4$, $\eta'$ ähnlich wie ein $\Gamma_4\Gamma_5$.)

Der Rest ist nun Formalistik.

Um die Gruppe der Ladung $Q$ und Baryonenzahl *im Zustandsraum* unterzubringen, soll man die Standardform von $\Omega$ erweitern zu

$$\Omega = \begin{pmatrix} 0 & -e^{-i\alpha} \\ +e^{i\alpha} & 0 \end{pmatrix} \qquad \begin{pmatrix} 0 & -e^{-i\beta} \\ +e^{i\beta} & 0 \end{pmatrix} \quad \dots$$

mit 2 willkürlichen Phasen. Das verallgemeinert (schwach) die Beziehung $\Omega\bar{\Omega} = 1$ zu

$$e^{i\alpha}\frac{1+\gamma_5}{2} + e^{-i\beta}\frac{1-\gamma_5}{2}.$$

Die Gruppe der *starken* Wechselwirkung hat hier die weitere Möglichkeit eines reellen Faktors $e^{+\lambda}$ bei $\alpha$, $e^{-\lambda}$ bei $\beta$. (Beziehung zur Konformgruppe.)

## Appendix II zum Brief [2823]

4. Januar [1958][11]

*Vorläufige elementare Überlegung zu Vakuumerwartungswert*

Lorentzgruppe und Kausalität (siehe lecture-notes)[12] verlangen

$$-\langle \Psi_\alpha(x)\bar{\psi}_\beta(x')\rangle_0 = \left(\gamma\frac{\partial}{\partial x}\right)_{\alpha\beta} F(s) + \delta_{\alpha\beta}G^I(s) + i\gamma^5_{\alpha\beta}G^{II}(s)$$

$$= \left(\gamma\frac{\partial}{\partial x}\right)_{\alpha\beta} F(s) + \frac{1+\gamma_5}{2}G(s) + \frac{1-\gamma_5}{2}G^*(s)$$

$F$, $G^I$, $G^{II}$ reell.

$$G = G^I + iG^{II}.$$

$$+\langle \bar{\psi}_\beta(x)\psi_\alpha(x')\rangle_0 = -\left(\gamma\frac{\partial}{\partial x}\right)_{\alpha\beta} F(s) + \frac{1+\gamma_5}{2}G(s) + \frac{1-\gamma_5}{2}G^*(s)$$

$$\langle \Psi_\alpha(x)\psi_\gamma(x')\rangle_0 C_{\gamma\beta} = \frac{1+\gamma_5}{2}H(s) + \frac{1-\gamma_5}{2}H^*(s).$$

(Ist vielleicht zu allgemein)

*Mache* $\gamma_5$ diagonal, schreibe

$$C = \begin{pmatrix} 0 & -1 & & \\ 1 & 0 & & \\ & & 0 & +1 \\ & & -1 & 0 \end{pmatrix}$$

$$\psi^C = \left(-\psi_4^*, \psi_3^*\psi_2^*, -\psi_1^*\right) = \left(-\bar\psi_2, \bar\psi_1; \bar\psi_4, -\bar\psi_3\right).$$

Es genügt, das System $\psi_\alpha$, $\psi_\beta$; $\bar\psi_\alpha$, $\bar\psi_\beta$ mit $\alpha, \beta = 1, 2$ zu betrachten. Das andere ist analog.

Ferner gibt der invariante Term mit $F$ zu keinen weiteren Problemen Anlaß.

Dann ergibt sich

$$\begin{aligned} -\langle\psi_1(x)\bar\psi_1(x')\rangle_0 = G(s) \text{ reell} &= -\langle\psi_2(x)\bar\psi_2(x')\rangle_0 \\ +\langle\bar\psi_1(x)\psi_1(x')\rangle_0 = G(s) &= \langle\psi_1(x)\bar\psi_1(x')\rangle_0 \\ -\langle\psi_1(x)\psi_2(x')\rangle_0 = H(s) &= +\langle\psi_2(x)\psi_1(x')\rangle_0 \\ -\langle\bar\psi_2(x)\bar\psi_1(x')\rangle_0 = H^*(s) &= +\langle\bar\psi_1(x)\bar\psi_2(x')\rangle_0 . \end{aligned}$$

Die Matrix

$$M \equiv -\begin{pmatrix} \psi_1(x)\psi_2(x') & \psi_1(x)\bar\psi_1(x') \\ \bar\psi_2(x)\psi_2(x') & \bar\psi_2(x)\bar\psi_1(x') \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} H & G \\ -G & H^* \end{pmatrix}.$$

Bei Vertauschen von 1 mit 2 geht $H$ in $-H$ über.
Die Transformation

$$\begin{aligned} \psi_1' &= a\psi_1 - b\bar\psi_2 && 1 \rightleftarrows 2,\ b \rightleftarrows -b \\ \bar\psi_2' &= -b^*\psi_1 + a^*\bar\psi_2 && |a|^2 + |b|^2 = 1. \end{aligned}$$

läßt sich der Transformation der Spinoren des Hilbertraumes zuordnen.

$$\begin{pmatrix} \Psi_1^*, \Psi_2^*; & \Psi_3^*, \Psi_4^* \\ \Psi_1, \Psi_2; & \Psi_3, \Psi_4 \end{pmatrix} \qquad * = \text{adjungiert}$$

soll $\Psi_1^*\Psi_1 + \Psi_2^*\Psi_2$ invariant lassen; ebenso mit 3, 4.

Es transformieren sich $\Psi' = C\gamma_5\Psi^*$ invers zu $\Psi$. Der $(a, b)$ Transformation der $\Psi$ entspricht also eine „pseudo-unitäre“ Transformation der Vakuumzustände.

Hauptsache: welche Normalform kann man $M$ durch die Transformation erteilen?

Beim allgemeinsten Ansatz kann man natürlich nicht für *alle* Werte von $s$ irgendeine Normalform erreichen. Für einen vorgegebenen Wert von $s$ kann man $M$ auf die Standardform

$$M = \begin{pmatrix} 0 & -G \\ G & 0 \end{pmatrix}$$

bringen. Es scheint mir natürlich anzunehmen, daß z. B. $M = 0$ *bereits eine mögliche Standardform für alle s ist.*

Darüber kann die Gruppentheorie allein nichts sagen. Sie garantiert jedoch, daß *die Drehgruppe des Isoraumes völlig aufgebraucht ist, um die Standardform herzustellen.*

Es bleibt nur die Baryonenzahl und die Ladung übrig. Die kanonische Transformationsgruppe gilt in denjenigen Teilräumen des Hilbertraumes, *die festen Werten von Q und N entsprechen.*

(„Unterräume“ = subspaces)

Auf diese Teilräume bezieht sich die Gruppe meines letzten Briefes. Ich halte diese subspaces allein für physikalisch („super-selection-rules“).

*Vernünftige Schlußfolgerungen. Definitive Vorschläge für Vakuumerwartungswerte*

$$\gamma_k = \begin{pmatrix} 0 & -i\sigma_k \\ i\sigma_k & 0 \end{pmatrix}; \quad \gamma_4 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}; \quad \gamma_5 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \qquad k = 1, 2, 3$$

$$\bar{\psi} \equiv \psi^{\dagger}\gamma_4$$

$$\psi^{\dagger} = \text{hermitesch konjugiert}$$

Es ist mir wichtig, daß die invarianten Terme dann niemals addiert werden. Ich habe starken Verdacht, daß das von mir beanstandete + Zeichen in Deiner Lagrangefunktion überhaupt *nur scheinbar ist!*

Invariante Terme der „nicht-elektrischen“ Welt (starke Wechselwirkung)

$$(\psi_3, \psi_4) \equiv (\varphi_1, \varphi_2)$$

$$\bar{\psi} = \psi^{+}\gamma_4$$

$$-\langle \Psi_\alpha(x)\bar{\varphi}_\beta(x')\rangle_0$$

$$= +\langle \bar{\varphi}_\beta(x)\Psi_\alpha(x')\rangle_0 = \langle \varphi_\alpha(x)\bar{\psi}_\beta(x')\rangle_0 = -\langle \bar{\psi}_\beta(x)\varphi_\alpha(x')\rangle_0 = -i\left(\boldsymbol{\sigma}\frac{\partial}{\partial \boldsymbol{x}}\right)_{\alpha\beta} F(s)$$

$$\alpha, \beta = 1, 2.$$

$$-\langle \Psi_\alpha(x)\bar{\psi}_\beta(x')\rangle_0 = +\langle \bar{\psi}_\beta(x)\psi_\alpha(x')\rangle_0 = e^{2i\delta}G(s)$$

$$\delta \text{ willkürlich } 0 \le \delta \le 2\pi$$

$$-\langle \varphi_\alpha(x)\bar{\varphi}_\beta(x')\rangle_0 = +\langle \bar{\varphi}_\beta(x)\varphi_\alpha(x')\rangle_0 = e^{-2i\delta}G^*(s).$$

$$\downarrow$$

konjugiert komplex

*Bemerkung*: G(s) reell entspricht der Entartung der „elektrischen Welt“ ohne die schwache Wechselwirkung (Paritätserhaltung). Der Imaginärteil von G(s) macht die Symmetrieverhältnisse der schwachen Wechselwirkung.

Scheint also viel kleiner.

(N. B. Ich komme *zurück* zu meiner Idee *komplexer Pole.* Diese erscheinen nie in den Vakuumerwartungswerten von Produkten von nur *zwei* Feldoperatoren. Hier erscheint dieser nur als *komplexer* Faktor $m$ in der Hankelfunktion $H_0^{(1)}(ms)$ mit logarithmischer Singularität.)

Nur insofern $\mathrm{Im}\, G(s)$ vernachlässigt werden kann, gilt $C$ und $P$ Invarianz in der „physikalischen Welt".

Wir haben weiter die Normierung getroffen (bzw. die Annahme der Erreichbarkeit dieser Standardform gemacht)

$$\langle \psi_\alpha(x)\varphi_\beta(x')\rangle_0 = \langle \bar{\psi}_\alpha(x)\bar{\psi}_\beta(x')\rangle_0 = 0.$$

*Die Isotopenraum Drehgruppe ist für $G(s) \neq 0$ gesperrt („blocked")!*

$$\psi' = a\psi + b\gamma_5\psi^C; \qquad |a|^2 + |b|^2 = 1.$$

Das Vakuum ist bis auf 2 Phasen festgelegt!

Es bleibt nur

1. $$\psi'_\alpha(x) = \psi_\alpha(x)e^{i\alpha},\ \varphi'_\alpha(x) = \varphi_\alpha(x)e^{i\alpha}$$

$$\bar{\psi}'_\alpha(x) = \bar{\psi}_\alpha(x)e^{-i\alpha},\ \bar{\varphi}'_\alpha(x) = \bar{\varphi}_\alpha(x)e^{-i\alpha}$$

Zur Ladungserhaltung

2. $$\psi'_\alpha(x) = \psi_\alpha(x)e^{i\beta},\ \varphi'_\alpha(x) = \varphi_\alpha(x)e^{-i\beta}$$

(in gewöhnlicher Schreibweise $e^{i\alpha\gamma_5}$)

$$\bar{\psi}'_\alpha(x) = \bar{\psi}_\alpha(x)e^{+i\beta},\ \bar{\varphi}'_\alpha(x) = \bar{\varphi}_\alpha(x)e^{-i\beta}.$$

Entspricht $\delta' = \delta + 2\beta$ auf voriger Seite.

Zur Baryonenzahl

In einem Teilraum fester Ladung und fester Baryonenzahl fallen diese Untergruppen fort, und $\delta$ kann zu *Null* normiert werden.

*Aussagen im Isoraum*

Ich will nun mit den Spinoren des Hilbertraumes die Bildungen (soll Summen über Zustände bedeuten) untersuchen:

$$\begin{array}{ll} \Psi^*\Psi = \eta & \Psi^*\gamma_\nu\Psi = i\eta_\nu \\ \Psi^*\gamma_5\Psi = i\eta' & \Psi^*\gamma_5\gamma_0\Psi = \eta'_\nu\,. \end{array}$$

*Regel*: $\Psi^*$ ist das adjungierte, $\Psi^* O\Psi$ hat hinsichtlich Lorentzinvarianz und Realitätseigenschaften gleiches Verhalten wie $\bar{\psi}O\psi = \psi^+\gamma_4 O\psi$ in der „kleinen Welt". Also $\eta$, $\eta'$ reell, ebenso $\eta_\nu, n'_\nu$ (im Sinne der 0-Komponente).

Es gelten die algebraischen Identitäten

$$-\eta_\nu\eta_\nu(= \eta_0^2 - \boldsymbol{\eta}^2) = \eta^2 + \eta'^2$$

$$-\eta'_\nu\eta'_\nu = \eta^2 + \eta'^2$$

$$-\eta_\nu\eta'_\nu = 2\eta\eta'\,.$$

Man kann $\eta$, $\eta'$ immer auf 0 oder $\pm 1$ normieren.[13]

Diese Gruppe entspricht den Unterräumen des Hilbertraumes für *feste Ladung und Baryonenzahl.*

Diesen entspricht die Möglichkeit, unter Lockerung der Realitätsregel, die zusätzliche Eichung

$$(\eta + i\eta')' = (\eta + i\eta')e^{i\alpha_+}$$
$$(\eta - i\eta')' = (\eta - i\eta')e^{i\alpha_-}$$

mit unabhängigen $\alpha_+$ und $\alpha_-$ zu machen.[14]

Der *unelektrischen* Welt entspricht die weitere Lockerung, daß überhaupt keine Realitätsbedingungen an $\eta$, $\eta'$ gestellt werden, sondern nur

$$|\eta|^2 + |\eta'|^2 = |\eta + i\eta'||\eta^* - i\eta'^*|$$

invariant.

Der Impuls-Energievektor muß wohl zu $\eta_\nu$ proportional sein, doch *folgt* der Proportionalitätsfaktor, *nämlich die zu $\eta$ proportionale Masse, nicht aus der Gruppentheorie. Womit dann wieder Friede zwischen uns eintritt.*

Hier ist ein Punkt betreffend die Beziehung von $\eta$, $\eta_\nu$ zu $\eta'$, $\eta'_\nu$, den ich mir noch überlegen will. Für das Neutrino muß $\eta = \eta' = 0$. In der unelektrischen Welt verlangt die Gruppe des Isotopenspins dann dasselbe für das Elektron. In der elektrischen Welt scheint mir $\eta' = 0$, aber $\eta \neq 0$.

Die Gruppen

$$\Psi'^* = \Psi^* e^{-i\alpha}, \quad \Psi' = e^{i\alpha}\Psi \qquad \text{Baryonenzahl}$$

$$\Psi'^* = \Psi^* e^{+i\alpha\gamma_5}, \quad \Psi' = e^{+i\alpha\gamma_5}\Psi^* \qquad \text{Ladung}$$

müssen im Isoraum gegenüber dem gewöhnlichen Raum vertauscht sein.

Das hat zu tun mit der „Verwechslungskomödie“, die ich auch – um die Sache genießbarer zu machen – die „Operation Figaros Hochzeit“ nenne. (Siehe dazu Appendix über Strich und Kreuz.)[15]

Schreibe nebeneinander (mit $\gamma_5$ diagonal) zwei Spinoren und für den Anti(teilchen)-Zustand

$$\begin{pmatrix} \psi_1 \\ \psi_2 \\ \varphi_1 \\ \varphi_2 \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} \psi_1^C \\ \psi_2^C \\ \varphi_1^C \\ \varphi_2^C \end{pmatrix} \qquad \text{gewöhnlicher Raum}$$

so ist es im gewöhnlichen Raum. Jene Operation besteht nun darin (siehe Gürsey), daß man ansetzt

| Zustand | Antizustand | |
|---|---|---|
| $\begin{pmatrix} \psi_1 \\ \psi_2 \\ -\varphi_1^C \\ -\varphi_2^C \end{pmatrix}$ | $\begin{pmatrix} \psi_1^C \\ \psi_2^C \\ -\varphi_1 \\ -\varphi_2 \end{pmatrix}$ | Isoraum. |

In letzterem gibt nun das Vektorprodukt am bra- und ket für Zustände und Antizustände die richtige Norm $\pm 1$, während jeder Zustand selbst die Norm 0 hat.

Man hat in einem der Zustände so etwas wie nur positive Frequenzen, im anderen nur negative Frequenzen

$$\left(i\gamma^{\nu}\eta_{\nu} + \gamma^{5}\eta\right)\Psi = 0$$
$$\Psi^{*}\left(+i\gamma^{\nu}\eta_{\nu} + \gamma^{5}\eta\right)\Psi = 0.$$

Im Antizustand kommt nun $-i$ statt $i$.

Dies hätte als bloße Spielerei schon Herr Gürsey machen können. Ich glaube aber, daß das eine sehr *tiefe Bedeutung* hat, indem nun Isoraum und gewöhnlicher Raum einander „*verwechselt*“ (Figaros Hochzeit) entsprechen. Dadurch ergibt sich die Möglichkeit zur Komplementarität von Raum-Zeit mit den quantenmechanischen Begriffen und somit auch die Möglichkeit einer konvergenten Theorie.

*Da mußt Du Dich einfühlen und Dir überlegen, wie sich das auf die Tamm-Dancoff-Methode auswirkt.* Hier ist der Schlüssel, hier bestimmt sich die Form der Eigenfunktionen des Protons, die Symmetrie der Leptonen. Ja, ich glaube, daß *diese Fragen* hiermit *bereits beantwortet sind!*

*Darstellung der unitären Gruppe durch Operatoren*

Seien $V_\alpha$ und $W_\alpha$ zwei antikommutierende Spinoren

$$V_\alpha V_\beta + V_\beta V_\alpha = 0, \quad V_\alpha W_\beta + W_\beta V_\alpha = 0,$$

doch für die hermiteschen $V^\dagger$, $W^\dagger$

$$V_\alpha^\dagger V_\beta + V_\beta V_\alpha^\dagger = \delta_{\alpha\beta}; \quad W_\alpha^\dagger W_\beta + W_\beta W_\alpha^\dagger = \delta_{\alpha\beta}$$

$$V_\alpha W_\beta^\dagger + W_\alpha^\dagger V_\alpha = 0.$$

Dann bilde

$$\underset{\downarrow}{\sum_\alpha V_\alpha^\dagger V_\alpha}, \quad \underset{\downarrow}{\sum_\alpha W_\alpha^\dagger W_\alpha}$$
(I) (Q) (II) (N)

$$\underset{\text{(III)}}{\sum_\alpha (V_\alpha^\dagger W_\alpha + W_\alpha^\dagger V_\alpha)} \qquad \text{(I) und (II) vertauschen.}$$

$$\underset{\text{(IV)}}{i\sum_\alpha (V_\alpha^\dagger W_\alpha - W_\alpha^\dagger V_\alpha)}.$$

Diese IV reellen Größen haben die richtigen Vertauschungsrelationen, die den *infinitesimalen* Transformationen der (*4* reelle Parameter!) unitären Gruppe entsprechen.

So kann man die Sache *auch* aufziehen und bei den Vakuumerwartungswerten solche Operatoren hinzufügen.[16]

Ich selbst habe natürlich meine antisymmetrische Metrik gerne; aber sicher gibt es noch andere, äquivalente Weisen, die Sache darzustellen (so viele Automorphismen sind darin!), und Du mußt selbst diejenige finden, die Dir am meisten zusagt.

Man kann es *auch* mit 2 Termsystemen machen; das zweite ist das Yangsche, wo für feste Ladung und Baryonenzahl links und rechts vertauscht sind. (Widerspruch zur Erfahrung!)

(Die Formulierung in Deinem Brief vom 2. Januar[17] ist noch nicht richtig. *Nicht* Übergang zu 2-Komponententheorie; sondern „Operation Figaros Hochzeit"!)

---

Mit diesem Traktat erschöpft sich mir allmählich das engere Thema „Deutung des Isospins".

Nun wird es, fühle ich, *formal* und der Rahmen zu *allgemein*.

Gehe nun *einfach los* mit Tamm-Dancoff, nachdem Du Dich da weiter eingefühlt hast.

[Bin][18] gerne bereit, formale Fragen weiter zu behandeln, möchte aber nun erst hören, was Du *nach* Kenntnisnahme dieses Traktates noch wissen willst.

Ich weiß nicht, wie man Energiewerte berechnet.

Ich sehe Dich immer gerne, im Moment scheint mir aber ein Zusammentreffen noch nicht wesentlich!

Eine kleine Intuition: hat die Verzweigung beim

$$\log s = \log|s| + i(\alpha + n2\pi)$$

etwas mit einer Quantenzahl $n$ zu tun?

Gerne möchte *ich* mich *nun* einige Tage ausruhen, nachdem ich die Feiertage durchgearbeitet habe.

Wir reisen am *17.* von Zürich.

Viele Grüße Dein W. Pauli

## Appendix III zum Brief [2823]

*Zusammenhang von Strich (Stern) und Kreuz*[19]
*(Eine Berichtigung)*

Es war am Anfang des letzten Briefes richtig, später stand jedoch eine *falsche* Formel der Verknüpfung von $U$ und $S$.

Sei

$$\bar{\Omega} = -\Omega = \Omega^\dagger; \quad \Omega\Omega^\dagger = \Omega\bar{\Omega} = -\Omega^2 = 1.$$

Projektionsoperatoren

$$P_\pm = \frac{1}{2}(1 \pm i\Omega)$$

$$P_+^2 = P_+; \quad P_-^2 = P_-; \quad P_+P_- = P_-P_+ = 0.$$

Zerlege jedes

$$\phi = P_+\phi_+ + P_-\phi_-; \quad P_+\phi = \phi_+ \quad \text{etc.}$$
$$i\Omega\phi_+ = \phi_+$$
$$+i\Omega\phi_- = -\phi_-$$

$$i\Omega P_\pm = iP_\pm\Omega = \pm P_\pm.$$

Sei $\Sigma_3$ Operator, der mit $\Omega$ ($\equiv i\Sigma_2$) antikommutiert

$$\Sigma_3^+ = \Sigma_3; \quad \Sigma_3\Omega + \Omega\Sigma_3 = 0.$$

Definiere

$$\Psi = \Sigma_3\phi; \quad \Psi^* = \phi^\dagger\Sigma_3$$

$$-i\Psi^*\Omega\Psi = -i\phi^\dagger\Sigma_3\Omega\Sigma_3\phi = i\phi^\dagger\Omega\phi = (\phi_+^\dagger\phi_+ - \phi_-^\dagger\phi_-).$$

Es ist $U = S\Sigma_3$ nur im halben Hilbertraum unitär!
Gibt positiv definite Metrik im Teilraum $P_+$.

Es ist die Idee, daß dieser allein in der Natur vorkommt.

Zerlegt man aber nach den anderen Teilräumen mit

$$P_I = \frac{1+\Sigma_3}{2}, \quad P_{II} = \frac{1-\Sigma_3}{2},$$

so verbindet die Metrik antisymmetrisch den einen mit dem anderen.

*Beispiel:* Diskutiere

a) Metrik $\Psi^\dagger\gamma_5\Psi$
b) Metrik $\Psi^C\Psi$
c) $\Psi^C\gamma_5\Psi$

[1] Zusatz von Pauli: „Das $g_{ik}$ der Metrik ist hier einfach *en bloc* $= \delta_{ik}(-1)$ im *2.* System!“
[2] Zusatz von Pauli: „Siehe Appendix mit * statt †.“
[3] Hier hat Pauli eine längere Streichung vorgenommen mit dem Hinweis: „Siehe Appendix.“
[4] Vgl. den Brief [2819].
[5] Vgl. den Brief [2815].
[6] Auf die Bedeutung und die Herkunft des Begriffes der Tetraktys hatte Pauli schon verschiedentlich in seinen Briefen hingewiesen (vgl. z. B. Band **IV**/1, S. 376 und 579f.). Das folgende Zitat ist auch in der von Ernst Howald und Michael Grünwald unter dem Titel *Die Anfänge der Philosophie* [1949, S. 24] herausgegebenen Sammlung von *Fragmenten und Lehrberichten der Vorsokratiker* enthalten, die sich in Paulis Bibliothek beim CERN in Genf befindet. Siehe hierzu auch die Bemerkungen über die geheimnisvolle Bedeutung der *Tetraktys* innerhalb der pythagoreischen Lehre in der ausgezeichneten Pythagoras-Studie von Christoph Riedweg [2002, S. 110f.].
* Die „Tetraktys“ war ja bei Dirac auch schon zu sehen. In dieser Verbindung möche ich Dich auf eine neue Arbeit von *Schwinger* in *Annals of Physics* hinweisen [vgl. Schwinger (1957)]. Ich hatte leider noch gar keine Zeit, sie zu lesen. Es handelt sich um die Mesonen und Hyperonen und ihre

Wechselwirkungen. Er soll da (wie mir andere sagten) auch eine *quaternäre* Struktur hineingesteckt haben. – Ich vermute, es könnte zu Deinem Modell gut passen!
[7] Vgl. den Brief [2815].
[8] Zusatz von Pauli: „Es gibt noch die andere mit den zwei Termsystemen. Beide haben wohl ihre Vor- und Nachteile!“
[9] Zusatz von Pauli: „Man kann mit $C$ Indizes hinauf- und hinuntersetzen.“
[10] Pauli (1955d, S. 38).
[11] Das Dokument war ursprünglich 1957 datiert.
[12] Vgl. die auch schon in dem vorangehenden Briefwechsel [2805, 2808, 2810, 2815 und 2822] erwähnten *lecture notes* vom Sommersemester 1957, dort S. 12.
[13] Hier folgt eine Textstreichung von 8 Zeilen.
[14] Zusatz von Pauli: „Es sind $\eta$ und $\eta'$ nur bis auf einen gemeinsamen Phasenfaktor reell.“
[15] Vgl. Appendix III zum Brief [2823].
[16] Zusatz von Pauli: „ $\frac{1+\gamma_5}{2} V^\dagger W + \frac{1-\gamma_5}{2} W^\dagger V \qquad V_\alpha^\dagger W_\beta$ für $\bar{\psi}_\alpha \psi_\beta$ “
$V_\alpha W_\beta$ für $\psi_\alpha \psi_\beta$, etc.
[17] Vgl. den Brief [2819].
[18] Im Manuskript steht hier „Mit“.
[19] Zusatz von Pauli: „+ Hermitesch-konjugiert.“

## [2824] Heisenberg an Pauli

Göttingen, 4. Januar [1958][1]

Lieber Pauli!

Heute kam Dein Brief, der das gefährliche Wort „elementar“ in der Überschrift trägt.[2] Ich muß gestehen, daß ich dabei an Deinen alten Vorschlag zu einer Fußnote erinnert werde „durch elementare und daher ganz besonders schwierige und unübersichtliche Rechnungen sieht man …“.

Mit dem Inhalt Deines Briefs bin ich *nicht* einverstanden; aber es kann sein, daß ich etwas mißverstanden habe, daher will ich meine Bedenken ausführlich erläutern. Ich fange an mit der Definition von bra und ket, wie sie in Diracs Buch (S. 18 bis 22 der 3. Auflage)[3] sehr sorgfältig durchgeführt ist, und will auch weiterhin Diracs Bezeichnungen benützen. Zunächst: $\phi\rangle$ und $\langle\phi$ sind zwei Symbole für den *gleichen* Hilbertvektor. Wenn $c$ eine komplexe Zahl ist, so kann der Vektor ${}_c\phi\rangle$ auch durch ${}_{c*}\langle\phi$ bezeichnet werden (* bedeutet hier das konjugiert Komplexe). In diesem Sinn wird gelegentlich etwas nachlässig gesagt, $\langle\phi$ sei konjugiert komplex zu $\phi\rangle$. Diese nachlässige Bezeichnung wollen wir hier *unterlassen* und uns auf die Feststellung beschränken, daß ${}_c\phi\rangle$ auch durch ${}_{c*}\langle\phi$ bezeichnet werden kann. In der indefiniten Metrik kann die Norm

$$\langle\phi|\phi\rangle$$

ja *negativ* sein, es würde also zu Widersprüchen führen, wollte man $\langle\phi$ als das „komplex Konjugierte zu $\phi\rangle$“ bezeichnen.

Wenn $\psi$ ein Operator ist, der auf $\phi\rangle$ wirkt

$$\chi\rangle = {}_\psi\phi\rangle, \tag{1}$$

so kann man den Vektor $\chi\rangle$ auch durch $\langle\chi$ darstellen, und dafür gilt

$$\langle\chi = \langle\phi_{\psi^*}. \tag{2}$$

$\psi^*$ ist der zum Operator $\psi$ pseudohermitesch konjugierte Operator. Ich will das Symbol * also immer für die pseudohermitesche Konjugation bei Operatoren und für das konjugiert Komplexe bei Zahlen verwenden. Über das Verhältnis dieser Operation zu Deinem * bzw. $^\dagger$ wird noch zu sprechen sein. Jedenfalls aber geht aus (1) und (2) hervor, daß $\psi^{**} = \psi$ ist. Denn es gilt auch in der indefiniten Metrik der Satz {Dirac S. 21, Gleichung (7)}:

$$\langle \chi | \phi \rangle = \langle \phi | \chi \rangle^*, \tag{3}$$

also hier

$$\langle \phi | \psi^* | \phi \rangle = \langle \phi | \psi | \phi \rangle^*. \tag{4}$$

Meine Operation * in $\psi^*$ scheint also eher Deiner Operation $^\dagger$ im letzten Brief zu entsprechen, denn jedenfalls gilt hier $* \cdot * = 1$.

Die Operation * ist jedenfalls eine gegen Transformationen im Hilbertraum invariante Operation, sie ist unabhängig davon, wie man etwa $\phi\rangle$ durch ein System von Basisvektoren darstellt.

Nun gibt es noch eine zweite Art von Konjugation, die von den Basisvektoren *abhängt*. Man schreibt etwa (wie in Kapitel 4 meiner Lee-Modell-Arbeit)[4]

$$\psi\rangle = \phi_l\rangle \psi^l. \tag{5}$$

Die $\phi_l\rangle$ sind das System der Basisvektoren, die $\psi^l$ sind Zahlen, nämlich die kontravarianten Komponenten von $\psi\rangle$ . Man kann (im allgemeinen) ein „inverses“ System von Basisvektoren einführen durch

$$\langle \phi^k | \phi_l \rangle = \delta_{kl}. \tag{6}$$

Diese $\phi^k$ sind *andere* Vektoren als die $\phi_l$. Man kann dann, wenn man will, eine Operation $^\dagger$ einführen durch

$$\phi_l^\dagger\rangle = \phi^l\rangle \tag{7}$$

und dementsprechend

$$\psi^\dagger\rangle = \phi_l^\dagger\rangle \psi^l\,. \tag{8}$$

Da

$$\langle \phi^l | \phi^k \rangle = g^{kl}$$

(dafür kann man dann auch $g^\dagger_{kl}$ schreiben) und

$$g_{kl} g^{lm} = \delta_k^m, \tag{9}$$

wird

$$\phi^l\rangle = \phi_l^\dagger\rangle = \phi_m\rangle g^{ml}$$

und

$$\psi^\dagger\rangle = \phi_m\rangle g^{ml} \psi^l = \phi_m\rangle g^\dagger_{ml} \psi^1. \tag{10}$$

Diese Art der Konjugation, die wegen Deiner Formulierung

$$\psi^* = \psi^\dagger \eta$$

bei Dir mit dem Stern gemeint sein muß, ist aber gar keine vernünftige Bildung, da sie vom Koordinatensystem abhängt, d. h. nicht gegen die normalen Transformationen im Hilbertraum invariant ist. Es gibt nur eine invariante Beziehung, in der die Matrix $g_{ik}$ vorkommt, nämlich

$$\psi_n = g_{nm}\psi^m, \tag{11}$$

d. h. die Relation zwischen den kovarianten und den kontravarianten Darstellungen des *gleichen* Vektors.

Du erinnerst Dich vielleicht an eine ähnliche Diskussion vor einem Jahr über $\psi_0$ und $\psi_{\text{Dipol}}$. Daß die zweite Art der Konjugation etwas Unvernünftiges ist, siehst Du z. B. aus folgender Überlegung: Nimmt man beim Lee-Modell die nackten Teilchen als Basisvektoren, so sind die zum Vektor eines stationären Zustandes im genannten Sinn „konjugierten" Vektoren keine stationären Zustände mehr, sondern ganz komplizierte Mischungen aus stationären Zuständen. Nimmt man die stationären Vektoren und $\psi_{\text{Dipol}}$ als Basisvektoren, so sind alle normalen Zustände in sich selbst konjugiert, außerdem $\psi_0$ zu $\psi_{\text{Dipol}}$.

Nun glaube ich nicht, daß diese ganze Überlegung Deine Mathematik widerlegt, sondern sie zeigt nur, daß man sie noch etwas vorsichtiger behandeln muß. Was uns vorschwebt, ist ja die Charakterisierung eines physikalischen Zustandes durch vier Symbole, die man etwa $\langle\phi_1; \langle\phi_2; \phi_1\rangle; \phi_2\rangle$ schreiben kann. Es kommt jetzt sehr auf die Bezeichnung an; z. B. weiß ich gar nicht, ob es immer vernünftig ist, das Symbol $\langle\phi$ links von dem Symbol $\psi\rangle$ zu schreiben, ob man überhaupt durch Regeln über Reihenfolgen die Verhältnisse gut ausdrücken kann. Jedenfalls muß man jetzt eine Norm definieren und diese Norm muß, da sie die Wahrscheinlichkeit darstellen soll, in den physikalischen Zuständen positiv sein. Auch bei den Operatoren muß man dann vier Formen definieren, die etwa die Bezeichnungen $\psi_1, \psi_1^*, \psi_2, , \psi_2^*$ tragen mögen. Das heißt dann, daß ein Vektor $\psi_1\psi_1\rangle$ auch durch $\langle\psi_1\psi_1^*$ oder durch $\psi_2\psi_2\rangle$ oder durch $\langle\psi_2\psi_2^*$ bezeichnet werden kann, ebenso der Vektor $\psi_2\psi_1\rangle$ auch durch $\langle\psi_1\psi_2^*$ oder durch $\psi_1\psi_2\rangle$ oder durch $\langle\psi_2\psi_1^*$ usw. Das Entscheidende ist aber die Definition der Norm, und da scheinst Du zur Bildung

$$\langle\psi_1|\psi_2\rangle + \langle\psi_2|\psi_1\rangle \tag{12}$$

zu tendieren. Dagegen habe ich das Bedenken, daß ich nicht sehe, warum diese Bildung im allgemeinen positiv sein sollte, und für die physikalischen Zustände *muß* sie doch positiv sein. Man müßte also ein neues Auswahlprinzip einführen, das die Zustände positiver Norm von den anderen trennt. Da Dirac in seinem Buch {S. 21 Gleichung (8)} die Annahme

$$\langle A|A\rangle > 0 \tag{13}$$

ausdrücklich als zusätzliche Annahme formuliert, könnte man statt (13) bei uns vielleicht einfach als zusätzliche Annahme für den Hilbertraum I postulieren

$$\langle\psi_1|\psi_2\rangle + \langle\psi_2|\psi_1\rangle \underset{\uparrow !}{\geq} 0. \tag{14}$$

Man muß dann für die Operatoren 4 geeignete Spielregeln einführen, die garantieren, daß (14) auch richtig bleibt für die Vektoren, die durch Anwendung von $_\psi$ auf $\psi\rangle$ entstehen. Insbesondere wäre dann die Transformation $\psi_1\rangle \to e^{i\alpha}\psi_1\rangle$; $\psi_2\rangle \to e^{-i\alpha}\psi_2\rangle$ *nicht* zugelassen. Vielleicht genügt es auch, in diesem Raum nur die Transformationen der Determinante 1 zuzulassen, wenn man die Vertauschungsrelation so eingerichtet hat, daß für die Transformation $\psi \to e^{i\gamma_5\alpha}\psi$ in der „kleinen" Welt schon strenge Invarianz herrscht. Dazu würde passen, daß zwar bei der Ladung

$$2Q = 2I_3 + n_c$$

der Vakuum-Isospin den Zusatz $n_c$ schafft, während bei der Baryonenzahl etwas Entsprechendes fehlt.

Ich glaube also so ungefähr zu sehen, worauf Du hinauswillst, bin aber von einer vollständigen Klärung noch weit entfernt. Insbesondere hört bei mir schon bei der Beziehung $\psi^* = \psi^\dagger\eta$ das Verständnis auf.

Noch zur praktischen Frage, ob und wo wir uns treffen könnten. Mir würde das nächste Wochenende gut passen. Wir könnten etwa am Sonnabend nachmittag z. B. in Heidelberg zusammenkommen und dort bis Sonntag abend bleiben. Wenn Du schwer von Zürich abkommen kannst, so könnte ich auch Samstag abend in Zürich ankommen und Sonntag abend von dort wieder abreisen. Am Montag früh habe ich in Bonn zu tun.

Viele herzliche Grüße Dein W. Heisenberg

[1] Das Schreiben war irrtümlich 1957 datiert. Zusatz von Pauli: „Beantwortet 7. I."
[2] Dieses war Paulis Motto zum Brief [2817].
[3] Dirac [1947].
[4] Heisenberg (1957b).

## [2825] Pauli an Jaffé

[Zürich], 5. Januar 1958

Liebe Frau Jaffé!

Dank für Ihre Zeilen und alles Gute zum neuen Jahr, besonders auch für Ihre Gesundheit! Erholen Sie sich gut!

Ich werde mich hoffentlich auf dem Schiff erholen. Meine Frau und ich fahren nach Amerika {ab Zürich 17. I., ab Genua 19. I., an New York 30. I. – dort 2 bis 3 Tage, dann per Bahn nach *Berkeley* (California) – Adresse: The University of California, Department of Physics – Rückkehr nach Zürich: spätestens 1. Juni}.[1]

Ich hatte weder Zeit zu telephonieren, noch sonstwie mit Ihnen in Kontakt zu kommen in diesen für mich stürmischen Tagen: eine neue physikalisch-

mathematische Theorie der kleinsten Teilchen ist im Entstehen begriffen, und ich bin in sehr enger Zusammenarbeit mit Heisenberg darüber. (Wir fußen auf den Arbeiten von Yang & Lee sowie auf denen von vielen anderen – der Beitrag eines von mir persönlich unbekannten Türken (!), der zur Zeit in Brookhaven ist, war mir sehr wichtig.[2]) Eine Flut von Briefen zwischen Göttingen und Zürich geht hin und her, noch begleitet von einem telephonischen Anruf aus Göttingen – betreffend Mathematik!

Also, Sie sehen, liebe Frau Jaffé: „the line is busy".

Gespiegelt (wörtlich – als mathematische Operation) wird dabei *viel* und ein *quaternärer* Archetypus – dazu „Direktor Spiegler"! – diktiert mir, was ich schreiben und rechnen soll. Gott sei Dank, kommt *nicht* alles auf einmal, sondern die Arbeit geht ganz kontinuierlich vor sich und wird wohl einige Monate brauchen.

Ich habe noch nie so quaternäre Formeln gesehen!

Heisenberg ist menschlich sehr verschieden von mir; wir können aber deshalb so gut miteinander arbeiten, weil wir *vom selben Archetypus ergriffen* sind. Ich hoffe also, daß in diesem neuen Jahr ein schönes Werk das Licht der Welt erblicken wird.

Auf all dies war ich vorbereitet durch einen *Traum*. Es war im November, und ich träumte:[3] „In unserem ehelichen Schlafzimmer entdeckte ich plötzlich zwei Kinder, einen Bub und ein Mädchen, beide blond. Sie sind einander sehr ähnlich – so wie wenn sie bis vor kurzem noch ein und dasselbe gewesen wären – und beide sagen zu mir: ‚Wir sind schon 3 Tage hier. Wir finden es hier sehr nett, es hat uns nur niemand bemerkt.' Aufgeregt rufe ich meine Frau. Ich weiß, sie kann nicht weit sein, die Kinder werden sie schnell ‚herumkriegen' (meine Frau ist tatsächlich Kindern gegenüber sehr nachgiebig), und diese werden jetzt immer dableiben."

Soweit der Traum. Ich war über diesen Traum sehr aufgeregt, viele Tage. „Bei den drei Tagen" fiel mir sofort ein, daß ich genau 3 Tage vorher mit Heisenberg in Zürich zu Abend gegessen hatte,[4] als er – nur zwischen 2 Zügen – auf der Durchreise hier war. Einige Ideen von ihm hatten mir Eindruck gemacht; mein „Spiegelkomplex" war mächtig angeregt durch sie.

Anfang Dezember kamen mir dann neue Ideen. Ich begann, an Heisenberg zu schreiben, ein Wort gab das andere, und – den Rest wissen Sie (natürlich nicht die zugehörige Mathematik).

Es handelt sich bei dem „Spiegeln" nun auch um eine Spiegelung der Psychologie des Unbewußten in Physik und Mathematik hinein. Man könnte es eine Rationalisierung, jedenfalls *Verwirklichung* des Unbewußten nennen; mehr spezifisch: eine *Verwirklichung* des „Selbst" (im Jungschen Sinne).

Nun, da stehe ich heute. Ob Sie wohl vor dem 17. wieder zurück sind? Vielleicht erreicht Sie dieser Brief irgendwo. Wenn Sie diese Geschichte (mit dem Traum) einmal Professor Jung erzählen würden (mit meinen besten Neujahrswünschen), wäre es nett. Es wird ihm wohl Freude machen!

Indem ich zum Jahresbeginn vor dem alten Pythagoras mit seiner Tetraktys meine respektvolle Verbeugung mache (ganz wie die alten Pythagoräer),[5]
verbleibe ich wie stets Ihr W. Pauli

[1] Siehe hierzu den Kommentar zum Brief [2841].
[2] Vgl. die Angaben über Feza Gürsey in dem Brief [2844]. Pauli lernte ihn Anfang Februar 1958 während seines „New-York-talks“ persönlich kennen und lud ihn daraufhin zur Zusammenarbeit nach Berkeley ein (vgl. die Briefe [2860 und 2891]).
[3] Da Pauli sich drei Tage vorher mit Heisenberg getroffen hatte (siehe unten), muß dieser Traum am 18. November stattgefunden haben.
[4] Ein solches Abendessen mit Heisenberg hatte am 15. November 1957 stattgefunden (vgl. den Brief [2731]).
[5] Vgl. auch Paulis Bemerkung in seinem Brief [2823] an Heisenberg.

## [2826] Heisenberg an Pauli

Göttingen, 6. Januar 1958[1]

Lieber Pauli!

Meinem gestrigen langen Brief[2] will ich einen Kommentar anfügen, der unsere Verständigungsschwierigkeiten wenigstens zum Teil beseitigen soll.

Mit der gruppentheoretischen Seite Deiner Überlegungen bin ich jetzt völlig einverstanden, insbesondere damit, daß in der „großen Welt“ nur die Isogruppe (also Det = 1) zugelassen werden darf. Aber hinsichtlich des Formalismus bin ich mit Deinen Vorschlägen noch nicht recht zufrieden. Wahrscheinlich kann man ja viele Formalismen erfinden, die den gruppentheoretischen Sachverhalt abbilden, und wir müssen viel Sorgfalt darauf verwenden, einen möglichst einfachen und durchsichtigen zu finden, um nicht in der Verwechslungskomödie hereinzufallen.[3]

Ich möchte nun einen bestimmten Formalismus vorschlagen, der sich nicht unmittelbar an die indefinite Metrik anschließt (die ist noch einmal eine weitere Komplikation!), der mir aber recht durchsichtig scheint. Der sieht so aus:

Man stelle jeden Hilbertvektor statt wie bisher durch ket und bra ($\langle\phi$ und $\phi\rangle$) durch *vier* gleichberechtigte Symbole dar:

$$\begin{vmatrix} \langle\phi & -\hat{\phi}\rangle \\ \langle\hat{\phi} & \phi\rangle \end{vmatrix}. \tag{1}$$

Als Norm gelte die Determinante:

$$N = \langle\phi|\phi\rangle + \langle\hat{\phi}|\hat{\phi}\rangle. \tag{2}$$

(Das sieht also zunächst nach definiter Metrik aus.)

Dementsprechend führen wir zwei Arten der Konjugation für Operatoren ein (Deinem Brief entsprechend):

$\psi^*$ heiße das pseudohermitesch Konjugierte zu $\psi$

$\hat{\psi}$ heiße das ˆ-Konjugierte zu $\psi$.

Diesen Operationen entsprechen in der *un*quantisierten Welt das komplex-konjugierte (*) und Deine Operation $\psi \to \gamma_5 \psi^C$ (entspricht dem ˆ).[4] Also gilt,

Deinem Vorschlag entsprechend, $\hat{\psi} = -\psi$. Auch die zweite Operation hat die Eigenschaft, daß das ˆ-Konjugierte zu $a\psi$ ($a$ sei eine komplexe Zahl) $a^*\hat{\psi}$ ist.

Ferner soll folgende Regel gelten: wenn ein neuer Zustand aus $\phi$ durch Anwendung des Operators $\psi$ hervorgehen soll – das würde in primitiver Schreibweise lauten:

$$\chi\rangle = {}_\psi\phi\rangle, \tag{3}$$

so soll es gemeint sein im Sinne der Multiplikation der Matrizen:

$$\begin{vmatrix} \langle\phi & -\hat{\phi}\rangle \\ \langle\hat{\phi} & \phi\rangle \end{vmatrix} \cdot \begin{vmatrix} \psi & -\hat{\psi}^* \\ \hat{\psi} & \psi^* \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} \langle\chi & -\hat{\chi}\rangle \\ \langle\hat{\chi} & \chi\rangle \end{vmatrix}. \tag{4}$$

Ferner die entscheidende Spielregel: Alle Zustände, die auseinander durch eine Transformation mit der Determinante 1 hervorgehen nach

$$\begin{vmatrix} \langle\phi & -\hat{\phi}\rangle \\ \langle\hat{\phi} & \phi\rangle \end{vmatrix} \cdot \begin{vmatrix} a & b \\ -b^* & a^* \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} \langle\phi' & -\hat{\phi}'\rangle \\ \langle\hat{\phi}' & \phi'\rangle \end{vmatrix}. \tag{5}$$

sind physikalisch identisch.

Die Norm von $\chi\rangle$ nach (4) ist einfach

$$N = \langle\phi|\psi^*\psi + \hat{\psi}^*\hat{\psi}|\phi\rangle + \langle\hat{\phi}|\psi^*\psi + \hat{\psi}^*\hat{\psi}|\hat{\phi}\rangle. \tag{6}$$

Außerdem muß man aus der unquantisierten Theorie noch die Beziehungen übernehmen, die aus den Regeln über Ladungskonjugation folgen, z. B.

$$\hat{\psi}^*\hat{\psi} = -\psi^*\psi. \tag{7}$$

(Die Beziehung $\hat{\hat{\psi}}^*\hat{\hat{\psi}} = -\psi^*\psi$ steht ja nicht in Widerspruch zu $\hat{\hat{\psi}} = -\psi$!)

Wenn Du mit diesem Formalismus einverstanden bist (ich nehme an, daß er Deinem irgendwie äquivalent ist), so scheint er mir hinreichend bequem, um damit zu rechnen, ohne dauernd Vorzeichenfehler zu machen.

Man braucht dann nur noch die Aussagen über die Vakuumerwartungswerte der Produkte

$$\psi^*\psi,\ \hat{\psi}^*\hat{\psi},\ \hat{\psi}^*\psi,\ \hat{\psi}\psi^* \quad \text{usw.}$$

mit den zwei Funktionen $a(s^2)$, $b(s^2)$; (ob es da gerade zwei gibt, weiß ich nicht genau, vielleicht ist doch nur *eine* Funktion frei; aber das hast Du Dir doch schon überlegt?). Wenn ich diese Produkte hätte, könnte ich sofort die Eigenwerte für die Massen anschreiben und die Gürseysche Aufteilung für die Eigenfunktionen daraus herleiten. Die Tamm-Dancoffmethode sieht dabei sehr handlich aus.

Soviel für heute. Ich hoffe, wir können in der mündlichen Beratung schnell zu völliger Klarheit kommen.

Viele Grüße Dein W. Heisenberg

[1] Zusatz von Pauli: „Vorläufig beantwortet 9. I.“
[2] Vgl. den Brief [2824].
[3] Auf die Gefahr einer solchen Verwechslung (Figaros Hochzeit) hatte Pauli in seinem Brief [2817] und im Appendix II zum Brief [2823] hingewiesen.
[4] Siehe den Schluß von Paulis Brief [2817].

## [2827] Pauli an Borsellino

Zürich, 7. Januar 1958[1]
[Maschinenschriftliche Durchschrift]

Dear Borsellino!

Thank you very much for your invitation to the Summer School in Varenna.[2]

In the moment I am in close collaboration with Heisenberg on a very new form of the quantum theory of fields, including a new theoretical interpretation of the isotope spin space. The prospect looks bright at present and until to the summer we hope to know much more. I propose therefore, that Heisenberg should be invited too, so that in some practical way we can divide the job to give lectures on the new development. (I don't know anything about Heisenberg's plans and time in summer.)

These lectures would fall under 3. and 4. with 2. as an essential preparation for it.

I am glad, that I can accept your invitation in this form. The details should be fixed later.

Sincerely yours, [W. Pauli]

P. S. I go for a visit to Berkeley soon, leaving Zürich January 17th.

[1] Zusatz von Pauli: „Kopie für Heisenberg.“
[2] Diese Sommerschule sollte vom 21. Juli bis zum 9. August stattfinden. Vgl. hierzu den Kommentar zum Brief [3043].

## [2828] Pauli an Heisenberg

Zürich, 7. Januar 1958

Lieber Heisenberg!

Heute nur kurz. Deine Briefe vom 3. und 4.[1] kamen. Ich mußte mich erst wieder daran erinnern, daß mein drittletzter Brief einen Fehler enthielt, der im vorletzten korrigiert wurde – es schien mir schon so lange her. Getreulich hast Du ihn registriert! Ja, paß nur gut auf mich auf; es tut mir aber leid, daß ich Dir Zeit genommen. Die Lösung in meinen Briefen vom 4. und 5.[2] für die Vakuumerwartungswerte ist *richtig*!* Das ganze Problem ist reif für den *nächsten Schritt*.

Die Tamm-Dancoff-Methode ist *eine* Möglichkeit; allerdings habe ich das Gefühl, es sollte noch elegantere Methoden geben; ich hatte noch nicht viel Zeit dafür, aber ich „brüte“ darüber und warte Deine Reaktionen nun ab.

Now there is „*green light*“ for you!

Es wird noch so *viel* herauskommen!

Die *2* Metriken mit den zwei *anti*kommutierenden Operatoren $i\Omega = \Sigma_2$ und $\Sigma_3$ lösen die Probleme Deines Briefes vom 4. *vollständig*.

Ich weiß auch – und Du nun auch – wie im Isoraum die Spinoren für Neutron und Proton aussehen müssen.

Über die Spinoroperatoren „brüte“ ich; die gehören schon zum nächsten Schritt (nämlich Eigenwertproblem für Ruhmassen und Näherungsmethoden für deren Lösung).

Du hast *recht* (Brief vom 3.),[3] daß es komplexe Pole der Vakuumerwartungswerte von Produkten von *mehr als zwei* Feldoperatoren ruhig geben kann – und ich glaube auch wieder bestimmt an diese Möglichkeit für schwache Wechselwirkung. (Antwort auf Deine Frage, p. 3 Deines Briefes vom 3. – „*gar keine* Gründe!“) Ist auch mit Wightmans Analyzitätsprinzip *vereinbar*! Ich hatte Samstag und Sonntag alle die wesentlichen Fragen Deiner Briefe vom 3. und 4. (die erst gestern kamen) zu beantworten gelernt.

N. B. Das Vorzeichen von $\eta'$ relativ zu $\eta$ ist *konventionell*. Läuft darauf hinaus, was man Partikel und was [man] Antipartikel nennt (natürlich einschließlich der Nukleonen). Ich zitiere nochmals *Sakurai*.[4] Es ist entweder (bei *einem* Term) $\eta + i\eta' = 0$ oder (bei anderen) $\eta - i\eta' = 0$.

Der Grund für die CP-Invarianz ist, daß *diese* je nach $\gamma_5 = 1$ oder $-1$ vertauschbar ist mit meiner Transformation $\psi' = a\psi + b\gamma_5\psi^C$, was schon Gürsey bemerkt hat.

Die Symmetrieeigenschaften der schwachen Wechselwirkungen kamen *von selbst* heraus, ich habe sie *nicht* hineingesteckt!

Ich schicke Dir die Kopie eines Briefes an die Sommerschule in Varenna.[5]

Von Kockel bekam ich eine Anfrage betreffend einen Beitrag zu einer *Max Planck* Festschrift (sie wollen Manuskript bis 1. Mai).[6] Wie denkst Du über die Möglichkeit einer gemeinsamen Publikation *dort?*

Herzlichst Dein W. Pauli

## Anlage zum Brief [2828]

Ich habe noch eine kleine Bemerkung über „Leptonladung“ (bezeichnet mit $L$):
es scheint mir, für Leptonen-Fermionen kann man eine Gleichung

$$Q = \frac{L}{2} + \tau_3$$

$$\downarrow \qquad \downarrow$$

elektrische Ladung  Isotopenspin

aufstellen. Dein Erhaltungssatz für $\tau_3$ mod. 2 gibt dann für $L$ einen Erhaltungssatz mod. 4. Das ist haushoch genug; die theoretisch möglichen Übergänge mit Emission von 3 Neutrinos statt einem werden ganz winzig schwach sein!

Eben kam Dein Telefon. Auf Wiedersehen Samstag.[7] W. Pauli

[1] Vgl. die Briefe [2822 und 2824].
[2] Vgl. den Brief [2823].
* Man soll $\eta$, $\eta'$ diagonal machen.
[3] Vgl. den Brief [2822].
[4] Vgl. Sakurai (1957a).
[5] Vgl. den Kommentar zum Brief [3043].
[6] Vgl. Kockel et al. [1959].
[7] Der Samstag fiel auf den 11. Januar (vgl. auch die Briefe [2829 und 2833]).

## [2829] Heisenberg an Pauli

Göttingen, 8. Januar 1958

Lieber Pauli!

Deinen Traktat und den darauffolgenden Brief[1] habe ich schon sorgfältig studiert, komme aber heute nur zu einer kurzen Antwort.

Über Deinen Vorschlag für die Vertauschungs-Relationen war ich überrascht, weil er nicht Deinem früheren entsprach. Ich halte aber Deinen früheren Vorschlag (nach Korrektur des damals von mir beanstandeten Fehlers) für richtig, den jetzigen aber nicht. Zur Begründung muß ich etwas weiter ausholen:

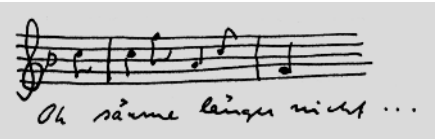
Denken wir an das unrelativistische He-Problem der alten Quantenmechanik. Es gibt dort Integrale, die zur Zufügung des Spins formal *geändert* werden, und solche, die *nicht* geändert werden. Z. B. muß man zum Bahndrehimpuls noch den Spindrehimpuls addieren, um etwas zu bekommen, das erhalten bleibt. Dagegen muß man zur Ladung dort nichts addieren, die Spins ändern am Ladungsintegral gar nichts. Die Nutzanwendung bei uns ist die folgende: die Natur ist zwischen Baryonenintegral und Ladungsintegral *nicht* symmetrisch. Das Baryonenintegral wird durch die elektrischen Kräfte nicht geändert. Das Ladungsintegral aber, das vor der Einführung der Vakuumverdopplung $I_3$ war, ändert sich in $Q = I_3 + \frac{n_c}{2}$. Das war seinerzeit für mich der Grund, der mich veranlaßte, $\psi \to e^{i\alpha}\psi$ als Baryonenzahl zu deuten. Da dies offensichtlich falsch war – darin gebe ich Dir jetzt völlig recht – muß man die Vertauschungs-Relationen jetzt so einrichten, daß zunächst $\psi \to e^{i\alpha}\psi$ gestört wird. Also muß man in Deinen Ausdrücken $G(s) = G^*(s) = 0$ setzen und nur $H(s)$ und $H^*(s)$ von Null verschieden annehmen. Das entspricht, soviel ich sehe, genau Deinem früheren Vorschlag mit der von mir damals vorgeschlagenen Verbesserung (Weglassen der $\gamma_4$).[2] Ob man in der elektrischen Welt auch $H(s)$ als reell ansehen muß, wirst Du sicher ohne weiteres sagen können.

An meinem Formalismus habe ich noch ein paar Unschönheiten verbessert, glaube aber sonst, daß er sich für das praktische Rechnen gut eignet. Deine Überlegungen über $\Omega$, $V$, $P_\pm$ usw. sind sicher wichtig, wenn man die Struktur der elektrischen Vierergruppe genau analysieren will; insbesondere sind sie zum Beweis der Ladungserhaltung nützlich, die ja kein so triviales Integral mehr ist wie die Baryonenzahl. Aber zum praktischen Rechnen wird man sie kaum brauchen müssen.

Wenn wir uns über die Vertauschungs-Relationen geeinigt haben – und ich nehme an, das wird am Sonnabend sofort gelingen – so sind wir fürs erste fertig. In Zürich werde ich um $19^{09}$ ankommen, Samstag abend.[3]

Allerdings sollten wir wohl noch etwas Arbeit in die Frage stecken, welches der einfachste und bequemste Formalismus ist. Deine „Operation Figaros Hochzeit“[4] ist beim Rechnen gefährlich und sollte auf die einfachsten Elemente reduziert werden.

Trotzdem ist es wohl nötig, wie Du schreibst, daß wir schon jetzt ein „statement“ herausgeben, das Du in Amerika verwenden kannst. Ich würde vorschlagen, daß es als kurzer ‚preprint‘ in englischer Sprache abgefaßt wird – so kurz, daß es eventuell auch als ‚voreilige Mitteilung‘ in Nature gedruckt werden könnte. Über die Einzelheiten können wir uns in Zürich unterhalten. Jedenfalls wäre es gut, wenn Du nach dem berühmten Motto



Oh säume länger nicht …

schon eine Skizze oder Disposition machen könntest, die wir in Zürich durchsprechen. Mehr als ein paar Schreibmaschinenseiten sollten es ja wohl zunächst nicht werden.

Also auf gutes Wiedersehen am Samstag! Dein W. Heisenberg

[1] Vgl. den Brief [2823].
[2] Zusatz von Pauli: „Dann ist aber *leider* $e^{i\alpha}$ *und* $e^{i\alpha\gamma_5}$ gestört! “
[3] Vgl. den folgenden Brief [2830].
[4] Siehe den Appendix II zum Brief [2823].

## [2830] Pauli an Heisenberg

Zürich, 9. Januar 1958

Lieber Heisenberg!

Ich freue mich also sehr auf Deinen Besuch.[1] Die Einladung konnte von Samstag auf Freitag verlegt werden, so daß ich mich Samstag freigemacht habe. Wahrscheinlich kannst Du übrigens bei uns wohnen, die eine Nacht. Jedenfalls hole ich Dich am Bahnhof ab, erwarte noch Deine Nachricht über Ankunftszeit.

Zu unserer kommenden Diskussion: *1.* Dein Vorschlag vom 6.[2] hat einiges Verlockende, da ja wieder die Quaternität* auch im Hilbertraum zum Ausdruck kommt. *Darüber läßt sich reden*.[3] Dagegen muß *auch* die Lorentzgruppe – *Spinorindizes* der $\phi$ etc. – in der Bezeichnung zum Ausdruck kommen. Und die *beiden* Metriken (von mir Kreuz und Strich genannt) verhalten sich dieser gegenüber verschieden, so wie $\psi^\dagger$ und $\bar{\psi}$ gemäß $\bar{\psi} = \psi^\dagger\gamma_4$ bei Dirac. Das muß noch *hinein* in den Formalismus. Eine Einigung bei mündlicher Besprechung dürfte leicht sein.

Ich halte immer noch meine Briefe vom 4. und 5.[4] für *entscheidend*. Die kannst Du ja jetzt studieren.

*2.* Ich habe bereits über prinzipielle Fragen zum nächsten Schritt – dem Eigenwertproblem für die Massen nachgedacht. Ich bin einigermaßen sicher, daß Feldgleichungen für den Spinoroperator wie

$$\gamma^\nu \frac{\partial}{\partial x^\nu}\psi + l^2\left[\left(\bar{\psi}\frac{1-\gamma_5}{2}\psi\right)\frac{1+\gamma_5}{2}\psi + \left(\bar{\psi}\frac{1+\gamma_5}{2}\psi\right)\frac{1-\gamma_5}{2}\psi\right] = 0$$

a) *falsch und sinnlos* sind und b) auch gar nicht gebraucht werden sollen.

Ich glaube gar nicht an den Begriff „Lagrange-Funktion"!

Vielleicht besteht da eine Meinungsdifferenz? Ich bin positiv ebenso sicher – und zwar *eben deshalb* – daß die ganze Theorie der Elementarteilchen *doch* schon drinsteckt!

Es schwebt mir so etwas vor wie Beziehungen zwischen den Vakuumerwartungswerten der Produkte *mehrerer* Feldoperatoren. Siehe z. B. „Reduktionsformel" bei Lehmann, Symanzik, Zimmermann (Nuovo Cimento 1, 205, 1955);[5] neuerdings verwendet der Verein „$R$"- statt „$\tau$"-Funktionen, worüber Du ja von Symanzik alles hören kannst.[6]

Ich bin aber auch gar nicht sicher, ob man hier so stark in den Fußstapfen des Vereins wandeln soll. Vielleicht errätst Du da etwas Eleganteres, besonders mit Hilfe der *komplexen Ebene*.

Hoffe, von Dir zu *lernen*!

Dies zur Diskussion. Auf frohes Wiedersehen

Stets Dein W. Pauli

[1] Heisenberg besuchte Pauli zum Wochenende vom 10.–12. Januar in Zollikon (vgl. den Brief [2833]).

[2] Vgl. den Brief [2826].

* Yangs Steckenpferd war schon seit einigen Jahren, daß er das Proton-Neutron-System mit *Quaternionen* schreiben wollte.

[3] Zusatz von Pauli: „Übrigens gilt Det 1 nur in den *Unterräumen* zu gegebenen $Q$ und $N$. Sonst Strahl-Darstellung."

[4] Vgl. den Brief [2823].

[5] Lehmann, Symanzik und Zimmermann (1955).

[6] Vgl. hierzu die Bemerkungen in den Briefen [2847 und 2884].

## [2831] Källén an Pauli

Kopenhagen, 9. Januar 1958
[Maschinenschrift]

Lieber Professor Pauli!

Vielen Dank für Ihren letzten Brief vom 2. Januar.[1] Die logische Möglichkeit einer Verdoppelung (oder allgemeiner einer noch größeren Entartung) aller Zustände mit einer von Null verschiedenen Masse muß ich zugeben. Doch ist es wohl noch eine offene Frage, ob so etwas im Heisenbergschen Modell wirklich

herauskommt oder nicht. Im Fall von nur zwei Dimensionen (Thirringmodell) wissen wir, daß dies *nicht* der Fall ist. Sie haben aber mehrmals geschrieben, daß Sie auf die spezielle Wechselwirkung von Heisenberg keinen Wert legen, weshalb ich hier vorläufig annehmen will, daß wir ein Modell haben, wo entartete Lösungen dieser Art existieren. Dann weiß ich nicht, ob ich Ihr „Rätsel" richtig verstanden habe, aber meinen Sie, daß man $|q, A\rangle$ als Protonen und $|q, B\rangle$ als *Anti*neutronen deuten soll? Dann wäre also

$$\begin{aligned} \langle 0|\psi(x)|q, A\rangle &= \langle 0|\psi_p(x)|q\rangle \\ \langle 0|\psi(x)|q, B\rangle &= \langle 0|\psi_N^C(x)|q\rangle. \end{aligned} \tag{1}$$

Weiter führe ich die Transformationsmatrix $U$ im Hilbertraum und die Ladungskonjugationsmatrix $C$ im Spinraum ein, d. h.

$$\psi^C = C^{-1}\bar{\psi}; \qquad C\gamma_5 C^{-1} = +\gamma_5^T \tag{2}$$

$$U\psi U^{-1} = \gamma_5\psi \tag{3a}$$

$$U|q, A\rangle = |q, B\rangle \quad \text{etc.} \tag{3b}$$

Eine einfache Rechnung gibt

$$U\psi^C U^{-1} = -\gamma_5\psi^C \tag{3c}$$

$$\langle 0|\gamma_5\psi^C|q, A\rangle = \gamma_5\langle 0|U^{-1}U\psi^C U^{-1}|q, B\rangle = -\langle|\psi^C|q, B\rangle = -\langle 0|\psi_N|q\rangle. \tag{4}$$

Dies heißt, daß die Transformation

$$\langle 0|\psi'|q, A\rangle = a\langle 0|\psi|q, A\rangle + b\langle 0|\gamma_5\psi^C|q, A\rangle \tag{5}$$

$$= a\langle 0|\psi_p|q\rangle - b\langle 0|\psi_N|q\rangle \tag{5a}$$

mit

$$|a|^2 + |b|^2 = 1$$

eine Drehung im Raum des Isotopenspins ist. Ist dies [das], was Sie meinen? Das ist zwar alles sehr schön, und der Isotopenspin kommt in sehr natürlicher Weise in die Theorie hinein, *aber* was wollen Sie mit dem $\Lambda^0$-Teilchen machen? Vermutlich hat dieses Teilchen $I = 0$, d. h., es gibt dort *keine* Entartung. Vielleicht haben Sie die Einführung des Isotopenspins in anderer Weise gedacht?

Bei dem $\Sigma$-Teilchen mit $I = 1$ muß man sich wohl hier eine *dreifache* Entartung der Zustände denken, was mir nicht unplausibler als eine zweifache Entartung vorkommt.

Viele Grüße Ihr Gunnar Källén

[1] Vgl. den Brief [2818].

## [2832] Pauli an Källén

Zürich, 10. Januar 1958

Lieber Herr Källén!

Ihre Lösung in Ihrem Brief vom 9.[1] ist im wesentlichen die meine. Es sind aber noch verschiedene zusätzliche Bemerkungen zu machen.

1. Das $\Lambda_0$-Teilchen macht ja *gar keine* Schwierigkeiten; da das Anti $\Lambda_0$ *nicht* mit $\Lambda_0$ identisch ist. Es gibt in der exakten Welt *zwei* Integrale, die elektrische Ladung $Q$ und die Baryonenzahl $N$, *2 Gruppen* entsprechend. Das Antiteilchen ist das, für das *beide* das Vorzeichen geändert haben

$$Q^B = -Q^A, \quad N^B = -N^A.$$

*Nicht* Protonen und Antineutronen! Diese Zustände sind im Hilbertraum in einer antisymmetrischen Metrik (Vektorprodukt) verknüpft.

2. Die Erhaltungssätze von $Q$ und $N$ sorgen dafür, daß *auf der Energieschale* unitäre S-Matrices existieren. Die „Vakuumerwartungswerte" von Produkten von Feldoperatoren in Raum-Zeitpunkten lassen sich jedoch *nicht* mit dem Wahrscheinlichkeitsbegriff deuten wegen indefiniter Metrik. Für diese unphysikalischen „Erwartungswerte" gilt jedoch die „Mikrokausalität" exakt. Wightmans Prinzip der analytischen Fortsetzung[2] bleibt deshalb *exakt richtig*.

3. Der „iso-space" *ist* der Hilbertraum. Die bra's und ket's tragen Spinorindices und die Lorentzgruppe läßt sich auf sie anwenden. Die einfachsten Formen $\bar{\Psi}\Omega\Psi = \pm 1$ Normalisierung

$\bar{\Psi}$ ist das „bra" zum ket $\Psi$ – siehe hierzu *Gürsey*.

$$\bar{\Psi}\Psi = \eta, \quad \bar{\Psi}\gamma_5\Psi = i\eta'$$

entsprechen $Q$ und $N$. Für komplexe Teilchen hat $\Psi$ viele Spinorindices.

Auf dieser Linie arbeiten Heisenberg und ich jetzt zusammen. Ich weiß noch gar nicht, *wie* man ein vernünftiges Eigenwertproblem für Teilchenmassen ansetzen kann. Eine Lagrangefunktion gibt es gar nicht.

4. Solange die Drehgruppe des Isoraumes gilt, ist das Vakuum *vierfach entartet*. Vakuumerwartungswerte $= 4 \times 4$ Matrices.

Sukzessive Aufhebung dieser Entartung macht die *Verminderung der Symmetrie*, da nur bei Festhaltung des Vakuums auf Standardform noch physikalische Erhaltungssätze gelten.

Erste Aufhebung der Entartung: „elektrische Welt". Zweite Aufhebung der Entartung „schwache Wechselwirkung". Die *Form* der Vakuumerwartungswerte des Produktes von 2 Spinoren läßt sich leicht angeben. Diejenigen 2 invarianten Funktionen, welche die Entartung aufheben, dürften eine logarithmische Singularität auf dem Lichtkegel im Nullpunkt haben. (Keine stärkeren!)

Die erste Funktion ist *regulär*.

Ich glaube, daß das berühmte „Boson", das die schwache Nichtlokalität der schwachen Wechselwirkung beschreibt, in Wahrheit eine komplexe Masse ist – Beiträge $H_0^{(1)}(ms)$ mit komplexem $m$. (Wightman-Prinzip bleibt richtig.)

5. Außer den kontinuierlichen Gruppen zu $Q$ und $N$ gibt es noch (mindestens) eine diskrete Vierergruppe (ich meine: exakt gültig).

Nun, Heisenberg und ich arbeiten weiter: vielleicht findet sich eine bessere Eigenwertproblemmethode, wenn man den $R$- oder $\tau$-Funktionen der diversen „Vereine“ folgt (?). Die Singularität auf dem Lichtkegel darf nicht stärker werden. Das gibt wohl Bedingungen.

*Zusatz*: In der Majoranadarstellung der $\gamma$'s und Zerlegung der $\psi$'s in zwei Majoranasche (der zweite mit $\bar{\alpha}$ multipliziert) macht die Vektoren des Hilbertraumes reell. In den Unterräumen zu gegebenen $Q$ und $N$ wird die Gruppe die „symplektische“ (kanonische Transformation).

Für den Anfang ist es ja ganz schön. Wir reisen heute in einer Woche.

Viele Grüße Stets Ihr W. Pauli

Jost kam *mit leeren Händen* zurück![3] Sie werden ihn ja hier antreffen.

[1] Vgl. den Brief [2831].
[2] Vgl. Wightman (1956).
[3] Jost war bis Ende Dezember zu einem Gastaufenthalt in Princeton gewesen. Källén hatte seinen Besuch zum 23. Januar angesagt (vgl. den Brief [2809]).

## [2833] Pauli an Weisskopf

Zürich, 12. Januar 1958

Lieber Weisskopf!

Mit Heisenberg habe ich gestern abend und heute die ganze Zeit gearbeitet.[1] Eben reiste er ab. Wir wollen so schnell wie möglich eine „voreilige“ gemeinsame Mitteilung publizieren „The Isospin-group in the theory of elementary-particles“.[2] Dann wird nicht nur die (berechtigte) Neugier aller befriedigt sein, sondern jeder hat dann auch das Recht, das Vorliegende zu benützen und weiter zu bearbeiten. Möge noch *viel* daraus herauskommen!

Am Dienstag[3] werde ich den ganzen Tag schreiben, dann das Elaborat nach Göttingen an Heisenberg schicken, der es in endgültiger Form als preprint an eine Zeitschrift (wahrscheinlich Nuovo Cimento) und zugleich an andere Stellen, u. a. auch an CERN, schicken will.[4] Es ist die Idee, daß es noch *vor mir* mit AIR MAIL in USA ankommen soll. (Ich komme 30. 1. in New York an.)

Also haben Sie, bitte, nur noch ein wenig Geduld! Leider habe ich nun *nicht mehr* Zeit, Sie vor meiner Abreise (Freitag mittag) noch einmal zu sehen. Bin auch etwas erschöpft und brauche die Ferien auf dem Boot. Wenn ich zurückkomme, ist hoffentlich die Physik einen Rutsch weiter!

Alles Gute Ihnen, Ellen und Familie von uns beiden

stets Ihr W. Pauli

[1] Vgl. hierzu den Brief [2830].
[2] Vgl. Heisenberg und Pauli (1958f).

[3] An diesem 14. Januar hat Pauli dann offenbar das gesamte Manuskript verfaßt (vgl. den Hinweis im folgenden Brief [2834]), das als Grundlage für die geplante Veröffentlichung mit Heisenberg dienen sollte.
[4] Ein in Paulis Handschrift ausgefertigtes Manuskript dieses *Elaborats* {vgl. Heisenberg und Pauli (1958f)} wurde kürzlich zusammen mit anderen Papieren und Briefen in Heisenbergs Nachlaß im *Max-Planck-Institut für Physik* in München aufgefunden.

## [2834] Pauli an Heisenberg

Zürich, 15. Januar 1958
[mit einer Anmerkung von Heisenberg]

Lieber Heisenberg!

Gestern vormittag habe ich noch etwas mit Vorzeichen gekämpft (siehe Textstelle), nun aber sind sie hoffentlich richtig.

Sehr vieles hat sich mir wieder geklärt. Die Hauptsache ist mir nun die Formulierung des Eigenwertproblems (ich wittere da Vereinfachungsmöglichkeiten), danach muß sich alles richten. (Das halte ich für viel wichtiger als weiterschreiben.)

Hoffentlich erweckt es nicht Deinen Groll, daß das Manuskript so lang ist.[1] Aber ich meine, sonst versteht der Leser gar nichts, es ist auch so noch schwierig genug (weil ungewohnt).

Als „Letter“ geht das natürlich nicht; aber das macht ja gar nichts, a) können bald preprints da sein, b) kann man im Nuovo Cimento (oder würdest Du ‚Nuclear Physics‘ in Betracht ziehen?) den Druck beschleunigen. Ich will Samstag mit Polvani oder Caldirola reden – es sei denn, ich bekomme von Dir eine telephonische Gegenordre.

„Giulio Cesare“ landet in Gibraltar (ich weiß nicht genau, ob am 20. Abend oder am 21.; ich vermute letzteres), und Luftpost kann mich dort erreichen. Freitag mittag Abfahrt von hier.

Also, besorge bald die preprints mit Deinen Verbesserungen (hoffentlich nicht Streichungen).

Zwei Berliner Journalisten haben sich einmal voneinander verabschiedet mit den Worten: A. „Kleben Sie voll“. B. „Schneiden tut weh.“ Also, Du sollst mehr kleben als schneiden!

Viele Grüße, auch von Haus zu Haus, Dein W. Pauli

## Anlage zum Brief [2834]

### Heisenbergs Anmerkungen

Bezeichnungsfragen, $\psi^\dagger$ oder $\bar{\psi}$? $\gamma_5^{\mathrm{tr}}$ oder $\bar{\gamma}_5$??

* für hermitesch konjugiert $\langle\psi$ oder $\bar{\psi}$ etc.

Einleitung. Kleine Erweiterung S. 3. $\Lambda_0 \neq \bar{\Lambda}_0$ braucht *nicht* in den $\bar{\psi}\psi$ enthalten zu sein!

Ich setze

$$\frac{\partial}{\partial x_\nu}\left(\psi^C \gamma_\nu \psi + \bar{\psi}\gamma_\nu \bar{\psi}^C\right) = 0.$$

Begründung für $\int \psi^* \psi dV$ unerlaubt?

$\varepsilon(N)$ und $\varepsilon(Q)$.

*Hat das Neutrino die Norm 0?? Ebenso das Lichtquant??*

Regularität am Lichtkegel für nicht-elektrische Welt??

$$(G\eta + iG_1)\left(\eta + i\eta'\right) = \left(G\eta - \eta' G_1\right) + i\left(G\eta' + G_1\eta\right)$$

$$e^{i\frac{\alpha}{2}} \text{ zu } \psi = e^{i\alpha\tau_3}\psi;$$

Transformation der 2. Zeile *unklar*.

Transformation im *Vakuum!*

Eine triviale Multiplikation eines Hilbertvektors mit einer Phase kann nicht Anlaß zu einer Quantenzahl geben.

References: Pauli Nuovo Cimento
Publikation in Nuclear Physics
Strange particles nicht enthalten?

[1] Pauli hatte vereinbarungsgemäß den ersten Entwurf für die geplante gemeinsame Publikation über die Spinortheorie der Elementarteilchen verfaßt, den er in der Nacht vom 14. zum 15. Januar 1958 fertigstellte (vgl. die Anlage zum Brief [2836]) und noch vor seiner Abreise an Heisenberg sandte.

## [2835] Bargmann an Pauli

Princeton, 15. Januar 1958

Lieber Herr Pauli!

Ich hoffe, daß dieser Brief Sie auf dem Schiff erreicht. Als ich bei der Italian Line anrief, wurde mir geraten, ihn direkt nach Neapel zu schicken,[1] was ich auch tun werde.

Ich freue mich sehr darauf, Sie bald wieder zu sehen. Es tat mir sehr leid, daß wir uns letzten Sommer in Zürich verpaßt hatten.

Natürlich bin ich auf Ihre Arbeit äußerst gespannt. In den letzten Tagen kamen mehr und mehr Gerüchte darüber in Umlauf, und heute sah ich einen Brief Heisenbergs an Zimmermann,[2] der wenigstens einige der wesentlichen Ideen andeutet.

Ihre Frage läßt sich, glaube ich, vollständig beantworten. Ich habe die Antwort auf den beiliegenden Blättern skizziert.

Herzliche Grüße an Sie und Franca, gute Reise und auf baldiges Wiedersehen!

Ihr V. Bargmann

P. S. Da Ihr Brief[3] heute kam, schreibe ich in ziemlicher Eile. Ich glaube schon, daß das Wesentliche richtig ist. Hoffentlich habe ich klar und ausführlich

genug geschrieben, so daß Sie die Einzelheiten nachprüfen und, wenn nötig, korrigieren können.[4]

## Anlage zum Brief [2835]

*Strahldarstellungen der Gruppe U*

*1.* Lokale Fragen, betreffend Elemente von $U$ in der Umgebung der Einheit

Angenommen, wir haben eine stetige Darstellung von $U$, so daß für Elemente $r, s$ – in der Umgebung der Einheit Beziehungen von der Form

$$D(r)D(s) = \omega(r,s)D(rs) \qquad (r, s \text{ in } U) \tag{1}$$

gelten. $D(r)$ sind lineare Operatoren irgendeines Vektorraums. Man kann immer annehmen, daß $D(1) = 1$ ist. Durch passende Faktoren $\phi(r)$ $\{\phi(1) = 1\}$ bringt man diese Gleichungen in die äquivalente Form

$$D'(r) = \phi(r)D(r);$$

$$D'(r)D'(s) = \omega'(r,s)D'(rs),$$

wobei

$$\omega'(r,s) = \frac{\phi(r)\phi(s)}{\phi(rs)}\omega(r,s). \tag{2}$$

Die erste Frage ist, wann man *lokal* $\omega'(r,s) = 1$ erreichen kann. Wenn die Darstellung (1) endlich-dimensional ist (Dimension = $n$), ist das immer möglich, man setzt einfach

$$\phi(r) = [\Delta(r)]^{-1/n}. \qquad (\Delta = \det D)$$

Dann hat $D'$ die Determinante 1, also ist $(\omega')^n = 1$, und aus Stetigkeitsgründen ist $\omega' = 1$.

Ist die Darstellung nicht notwendig endlich-dimensional, so führt die Analyse der Funktionalgleichungen, denen die $\omega$ genügen, zu folgendem Kriterium.

Man betrachte die Lie Algebra $L$ (Infinitesimalgruppe), die zu $U$ gehört; ihre Elemente seien $a, b, \ldots$, und $a_1, \ldots, a_m$ seien $m$ linear unabhängige Basisvektoren, die $L$ aufspannen. Einem Faktor $\omega$ entspricht dann eindeutig eine *schief* symmetrische *bilineare* Form

$$\Xi(a,b) \qquad (a, b \text{ irgendwelche Elemente aus } L),$$

die außerdem den folgenden Beziehungen genügt:

$$\Xi(a,[a',a'']) + \Xi(a',[a'',a]) + \Xi(a'',[a,a']) = 0. \tag{3}$$

{(3) ist eine Folge der Jacobischen Identität.}

Es gilt folgender Satz: Angenommen, jede schiefsymmetrische Form $\Xi$, die (3) erfüllt, ist von der Form

$$\Xi(a, b) = \Lambda([a, b]), \tag{4}$$

wo $\Lambda(a)$ eine geeignet gewählte *Linearform* auf $L$ ist. Dann läßt sich durch passende Faktoren $\phi(r)$ stets $\omega' = 1$ lokal erreichen {siehe (2)}.

Anwendung auf die unitäre Gruppe $U$. Hier kann man folgende Basis für $L$ wählen:

$$a_0 = \frac{1}{i}1, \quad a_k = \frac{1}{2i}\sigma_k \qquad (k = 1, 2, 3),$$

wo $\sigma_k$ die Spinmatrizen sind. Dann gelten die Vertauschungsregeln:

$$[a_0, a_k] = 0 \ (k = 1, 2, 3); \quad [a_1, a_2] = a_3, \quad [a_2, a_3] = a_1, \quad [a_3, a_1] = a_2.$$

Sei nun $\Xi$ eine zulässige Form auf $L$. Setze in (3):

$$a = a_0, \quad a' = a_k, \quad a'' = a_l \ (k, l \neq 0).$$

Es folgt

$$\Xi(a_0, [a_k, a_l]) = 0$$

und daher

$$\Xi(a_0, a_m) = -\Xi(a_m, a_0) = 0.$$

Die einzigen nicht verschwindenden Elemente von $\Xi$ sind daher

$$\lambda_1 = \Xi(a_2, a_3), \quad \lambda_2 = \Xi(a_3, a_1), \quad \lambda_3 = \Xi(a_1, a_2).$$

Man wähle nun $\Lambda$ folgendermaßen:

$$\Lambda(a_0) = 0, \quad \Lambda(a_k) = \lambda_k.$$

Dann gilt für alle Kombinationen $i, j$:

$$\Xi(a_i, a_j) = \Lambda([a_i, a_j]).$$

Daher ist die Voraussetzung des obigen Satzes erfüllt, und wir schließen, daß sich lokal stets $\omega' = 1$ erreichen läßt.

*2.* Strahldarstellungen von $U$ im Großen

Allgemein kann man immer dann von „lokalen“ Sätzen über eine Gruppe zu Sätzen über die gesamte Gruppe übergehen, wenn die betreffende Gruppe *einfach zuammenhängend* ist. Es gilt nämlich folgender Satz: Wenn für eine Strahldarstellung einer einfach zusammenhängenden Gruppe der Faktor $\omega$ sich *lokal* zu 1 normieren läßt, dann läßt sich $\omega$ für die gesamte Gruppe beseitigen, d. h., es gilt für passende Wahl der D(r):

$$D(r)D(s) = D(rs).$$

(Voraussetzung ist hierbei, daß die Gruppe überhaupt stetig zusammenhängt, d. h., daß jedes Element sich stetig mit der Einheit verbinden läßt.)

$U$ ist nun nicht einfach zusammenhängend, und man konstruiert daher eine einfach zusammenhängende Überlagerungsgruppe $\tilde{U}$.

$\tilde{U}$ hat folgende Eigenschaften:

1. $\tilde{U}$ ist selbst eine Lie Gruppe.

2. Es gibt eine *homomorphe* Abbildung $\tilde{U} \to U$, die stetig ist (d. h. Produkte gehen in Produkte über).

3. In der Umgebung der Einheit von $\tilde{U}$ ist die Abbildung ein-eindeutig $\tilde{U} \rightleftarrows U$ (lokale Isomorphie)

In unserem Fall kann man $\tilde{U}$ wie folgt konstruieren.

1. $U_0$ sei die unitäre Gruppe (in zwei komplexen Variablen) von Transformationen der Determinante 1. $U_0$ ist einfach zusammenhängend, denn die Matrizen sind von der Form

$$\xi_0 1 + i \sum_1^3 \xi_k \sigma_k, \text{ wobei } \quad \xi_0^2 + \xi_1^2 + \xi_2^2 + \xi_3^2 = 1,$$

so daß die Elemente von $U_0$ ein-eindeutig den Punkten der Kugel

$$\sum_{\rho=1}^{3} \xi_\rho^2 = 1$$

zugeordnet sind. Die Elemente von $U_0$ nenne ich $u$.

2. $R$ ist die reelle Gerade, $-\infty < \alpha < \infty$ mit der Gruppenoperation $\alpha + \beta$. Man setze nun $\tilde{U} = R \times U_0$ (direktes Produkt), d. h., ein Element von $\tilde{U}$ ist das Paar

$$(\alpha, u) \quad (\alpha \text{ reelle Zahl}, u \text{ ein Element von } U_0).$$

Die Gruppenoperation ist

$$(\alpha, u)(\alpha', u') = (\alpha + \alpha', uu'). \tag{5}$$

Als direktes Produkt zweier einfach zusammenhängender Gruppen ist $\tilde{U}_k$ einfach zusammenhängend.

Die Abbildung $\tilde{U} \to U$ ist gegeben durch:

$$(\alpha, u) \to e^{i\alpha} u. \tag{6}$$

Es ist klar, daß Produkte in Produkte übergehen.

In der Umgebung der Einheit (0, 1) ist die Abbildung ein-eindeutig. Das Element $v = e^{i\alpha} u$ hat die Determinante $\Delta = e^{2i\alpha}$. Man setze also $\alpha = \frac{1}{2i} \log \Delta$ (der Logarithmus definiert durch seine Potenzreihe in $\Delta - 1$) und $u = e^{-i\alpha} v$.

$\tilde{U}$ hat darum dieselbe Lie Algebra wie $U$. Wegen (6) ist jede Strahldarstellung von $U$ a fortiori eine Strahldarstellung von $\tilde{U}$. Da die Faktoren $\omega$ lokal beseitigt

werden können, können sie für $\tilde{U}$ auch *global* beseitigt werden, d. h., man kann erreichen

$$D(\alpha, u)D(\alpha', u') = D(\alpha + \alpha', uu') . \tag{7}$$

Wann erhalten wir eine Strahldarstellung von $U$? Nach (6) wird ein gewisser Normalteiler $N$ von $\tilde{U}$ auf die Einheit 1 in $U$ abgebildet, und $U$ ist mit der Faktorgruppe $\tilde{U}/N$ isomorph.

Ein Element von $N$ liefert $e^{i\alpha}u = 1$. Durch Determinantenbildung hat man $e^{2i\alpha} = 1$, also erhält man die beiden Fälle

$$e^{i\alpha} = 1,\ u = 1; \qquad e^{i\alpha} = -1,\ u = -1$$

d. h.

$$(2k\pi, 1) \text{ oder } \{(2k + 1)\pi, -1\} .$$

Dies sind Potenzen eines einzigen Elements

$$\nu = (\pi, -1),$$

und $N$ ist die durch $\nu$ erzeugte zyklische Gruppe. (7) definiert dann, und nur dann, eine Strahldarstellung von $U$, wenn für jedes Element von $N$ $D$ ein Multiplum des Einheitsoperators ist. Dazu ist notwendig, daß $D(\nu)$ ein Multiplum des Einheitsoperators ist.

Man setze nun

$$D(\alpha, 1) = S(\alpha);\ D(0, u) = T(u).$$

Dann folgt aus (7)

$$S(\alpha)S(\alpha') = S(\alpha + \alpha') \tag{8a}$$

$$T(u)T(u') = T(uu') \tag{8b}$$

$$S(\alpha)T(u) = T(u)S(\alpha) = D(\alpha, u). \tag{8c}$$

Betrachte nun

$$D(\nu) = D(\pi, -1) = S(\pi)T(-1) = \kappa 1.$$

Setze $\kappa = e^{\rho\pi}$ und definiere $S'(\alpha) = e^{-\rho\alpha}S(\alpha)$. Das ist eine Umnormierung der Strahldarstellung {man setze $D'(\alpha, u) = S'(\alpha)T(u)$}. Die Operatoren $S', T$ erfüllen ebenfalls alle Beziehungen (8a) bis (8c), definieren also eine (gewöhnliche, nicht Strahl-) Darstellung von $\tilde{U}$. Nun ist aber $D'(\nu) = e^{-\rho\pi}D(\nu) = 1$. Also wird $N$ durch den Einheitsoperator abgebildet, und wir haben darum eine *gewöhnliche* Darstellung auch der ursprünglichen Gruppe $U$.

Es ist also gezeigt: Durch geeignete Umnormierung einer Strahldarstellung von $U$ erhält man eine *gewöhnliche* Darstellung von $U$.

Da nun $U$ kompakt ist, kann die Darstellung in endlich dimensionale irreduzible Darstellungen zerlegt werden. Die kann man sofort angeben, da die Darstellungen von $U_0$ bekannt sind.

Für eine irreduzible Darstellung ist $S(\alpha)$ ein Multiplum der Einheit, da $S(\alpha)$ mit allen Operatoren vertauschbar ist, also ist $S(\alpha) = e^{ik\alpha}1$.
Da

$$S(\pi)T(-1) = 1, \text{ und } \{T(-1)\}^2 = 1,$$

folgt

$$\{S(\pi)\}^2 = S(2\pi) = 1,$$

d. h., $k$ ist ganz.

Die $T(u)$ sind eine Darstellung $Dj$, daher $T(-1) = (-1)^{2j}$.

Also

$$S(\pi) = e^{ik\pi} = (-1)^{2j}.$$

D. h.,

| | |
|---|---|
| wenn $j$ ganz, | ist $k$ gerade, |
| wenn $j$ halbganz, | ist $k$ ungerade. |

Schließlich kann man die Darstellung von $U$ unmittelbar durch die Matrizen $v$ selbst ausdrücken ($v = e^{i\alpha}u$). $T(u) = D_j(u)$ ist ein homogenes Polynom vom Grade $2j$ in den Matrixelementen von $u$. Ist $\Delta$ die Determinante von $v$, so ist

$$u = \frac{v}{\sqrt{\Delta}},$$

und

$$D(\alpha, u) = D(v) = e^{ik\alpha}D_j(u) = \Delta\frac{k-2j}{2}D_j(v).$$

Nach dem Obigen ist $k - 2j$ gerade. Also ist $D(v)$ *rational* in $v$.

[1] Laut Reiseplan sollte das Schiff am 19. Januar von Genua abfahren und am 20. abends in Gibraltar eintreffen. Ein kurzer Stop in Neapel war vorgesehen (vgl. den Brief [2841]).
[2] Siehe das im Kommentar zum Brief [2817] wiedergegebene Schreiben von Heisenberg vom 7. Januar. – Zimmermann arbeitete seit dem Herbst 1957 am *Institute for Advanced Study* in Princeton (vgl. die Anmerkung 4 im Kommentar zum Brief [2620]).
[3] Dieser Brief liegt nicht vor.
[4] Vgl. Bergmann (1954).

## [2836] Pauli an Heisenberg

Zürich, 16. Januar 1958

Lieber Heisenberg!

Ich habe noch Zusatzbemerkungen zu unserem paper,[1] die es noch verschönern.

In den Normierungsformeln für $(\bar{\psi}_A\psi_B)$ und $\bar{\psi}_A\Gamma_5\psi_B)$ habe ich links einen Faktor $\Omega$ vergessen.

Bitte das korrigieren.

Die physikalischen Größen sind diejenigen, die nur Matrixelemente von Hilbertraum I zu Hilbertraum II haben, d. h. nach Multiplikation mit $\Omega$ in *einem* Teilraum liegen. Diese physikalischen Größen lassen sich mit dem gewöhnlichen

Wahrscheinlichkeitsbegriff deuten. Vorzeichenumkehr von $Q$ und $N$ führt von Raum I zu Raum II.

Jeder der Teilräume zerfällt in zwei Unterräume je nach Vorzeichen von $Q$ oder $N$.

Hier zunächst *konventionelle Wahl* (wie bei $\psi_A C \psi_B = \Omega$ und $\psi_A C \gamma_5 \psi_B = \Omega'$)

| A | Hilbertraum I | Hilbertraum II |
|---|---|---|
| a | $Q > 0, N > 0$ | $Q < 0, N < 0$ |
| b | $Q < 0, N > 0$ | $Q > 0, N < 0$ |

*oder*

| B | Hilbertraum I | Hilbertraum II |
|---|---|---|
| | $Q > 0, N > 0$ | $Q < 0, N < 0$ |
| | $Q > 0, N < 0$ | $Q < 0, N > 0.$ |

Diese Entscheidung zwischen A und B muß dem Formelsystem angepaßt werden.

Das mit dem $\Omega$ kann man übrigens durch Transformationen

$$\psi' = \frac{1}{\sqrt{2}}(\psi + \gamma_5 \psi^C) \text{ etc.}$$

in andere *äquivalente* Formen bringen.

In der elektrischen Welt ohne schwache Wechselwirkung bleibt „die Physik“ sogar innerhalb der *4* Unterräume, mit schwacher Wechselwirkung (bei richtiger Wahl der Konvention) nur in den größeren Teilräumen I oder II. (Natürlich besteht der Hilbertraum I nicht *nur* aus der Energieschale; mein betreffender Passus über unitäre Beschreibung auf der Energieschale ist richtig, aber vielleicht mißverständlich.)[2]

Die Vakuumerwartungswerte sind formal wie physikalische Größen.

Gerne möchte ich die Konvention so einrichten, daß – wegen der mod. 4-Frage – die $\alpha = \pi/2$ entsprechende Operation

$$\psi' = i\gamma_5 \psi, \quad \bar{\psi}' = +\bar{\psi} i \gamma_5$$

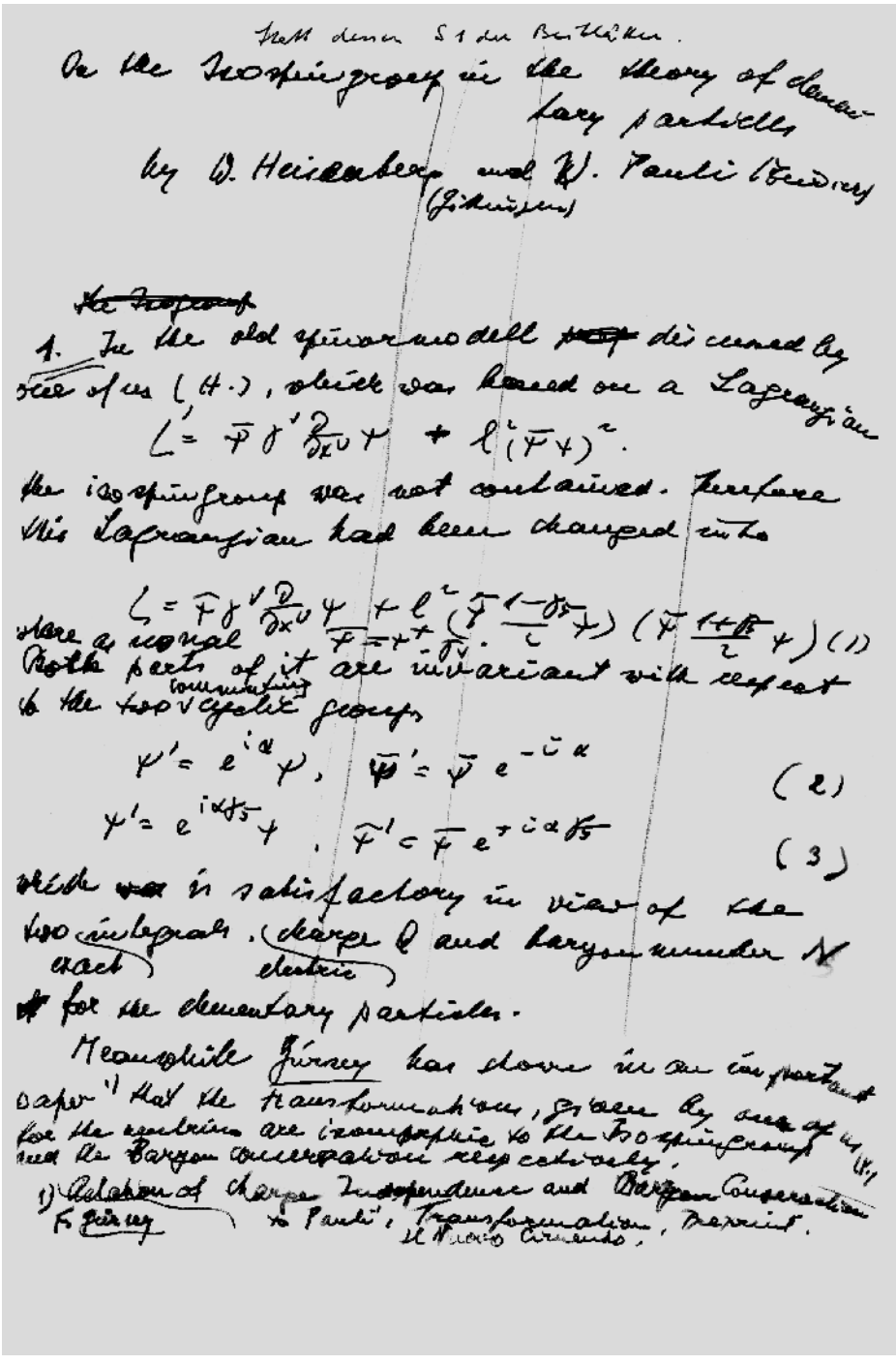
im gewöhnlichen Raum exakt gilt, die andere

$$\psi' = i\psi, \quad \bar{\psi}' = -i\bar{\psi}$$

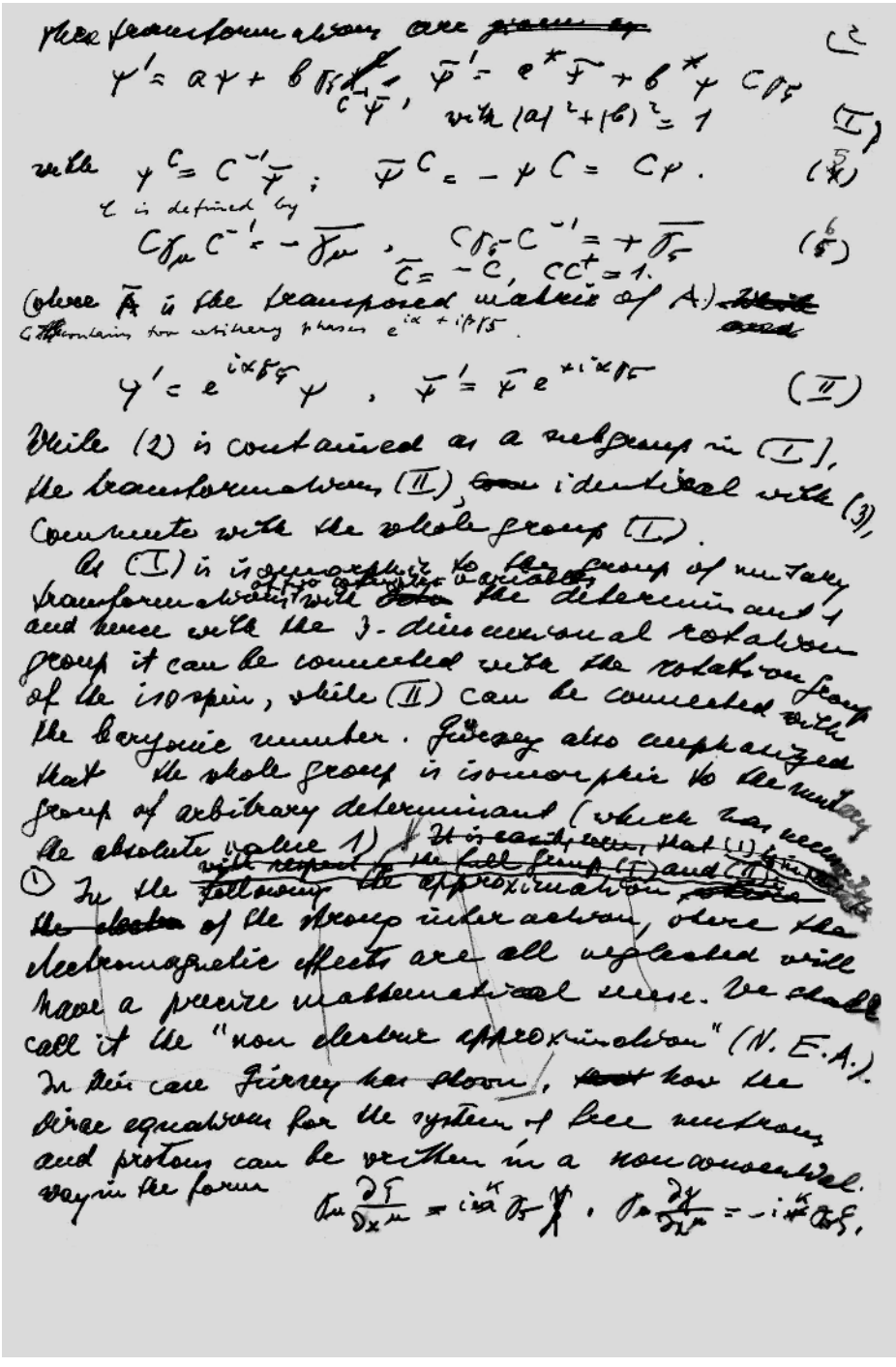
nur bei Vernachlässigung der schwachen Wechselwirkung.

Aber nun muß ich schließen.[3] Vielleicht komme ich morgen darauf noch zurück.

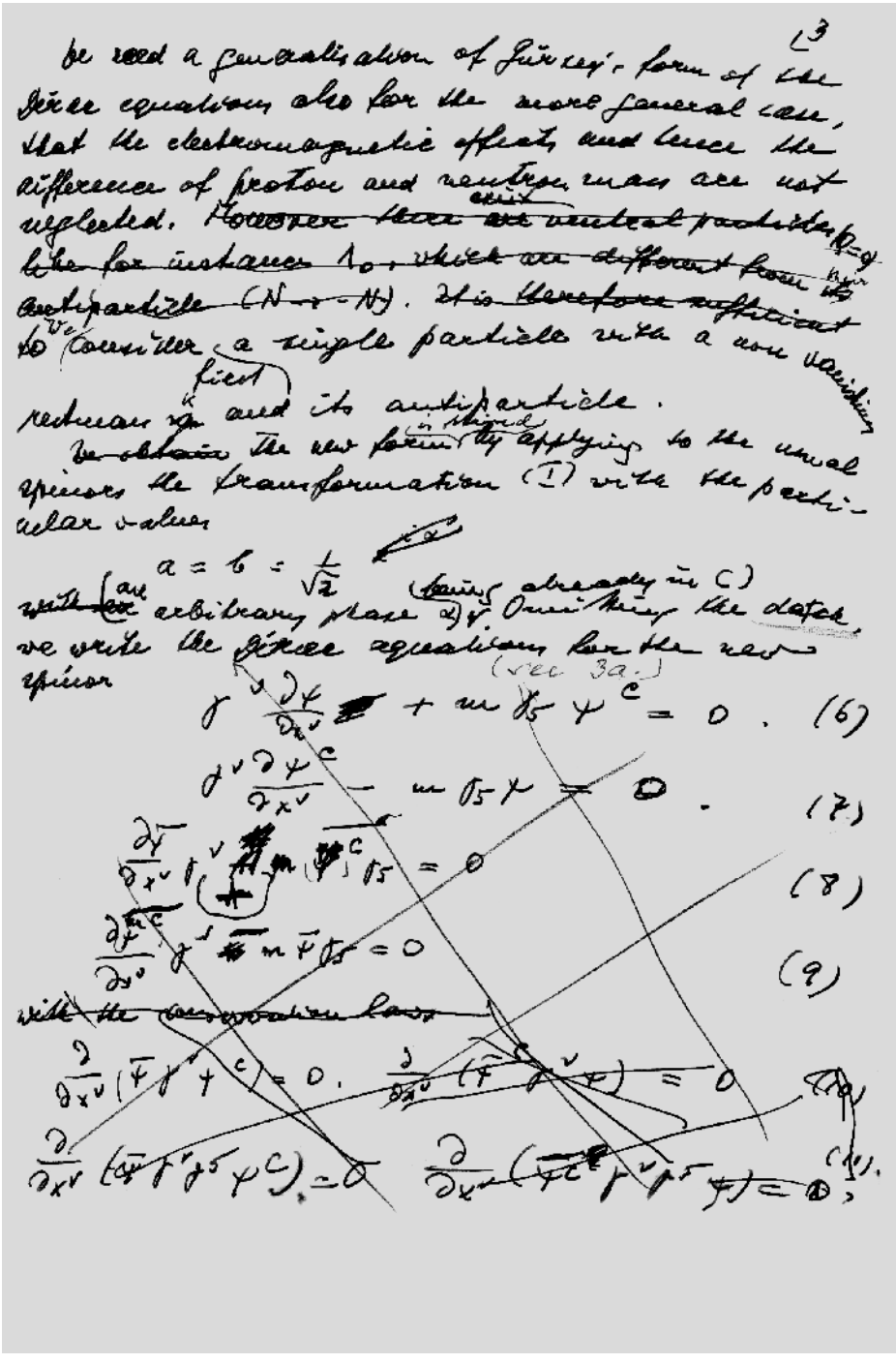
Viele Grüße Dein W. Pauli



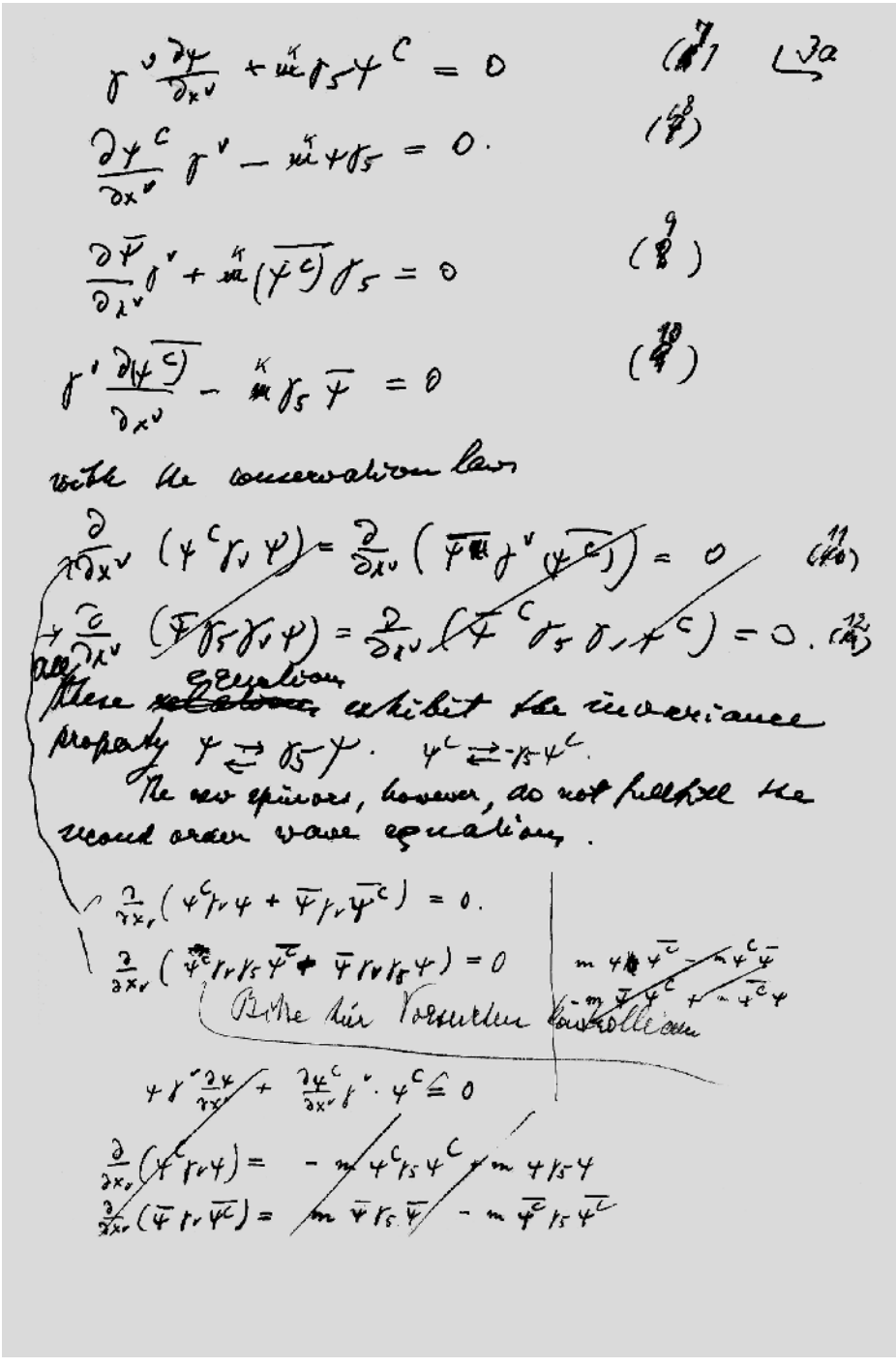
Faksimile der Anlage zum Brief [2836]



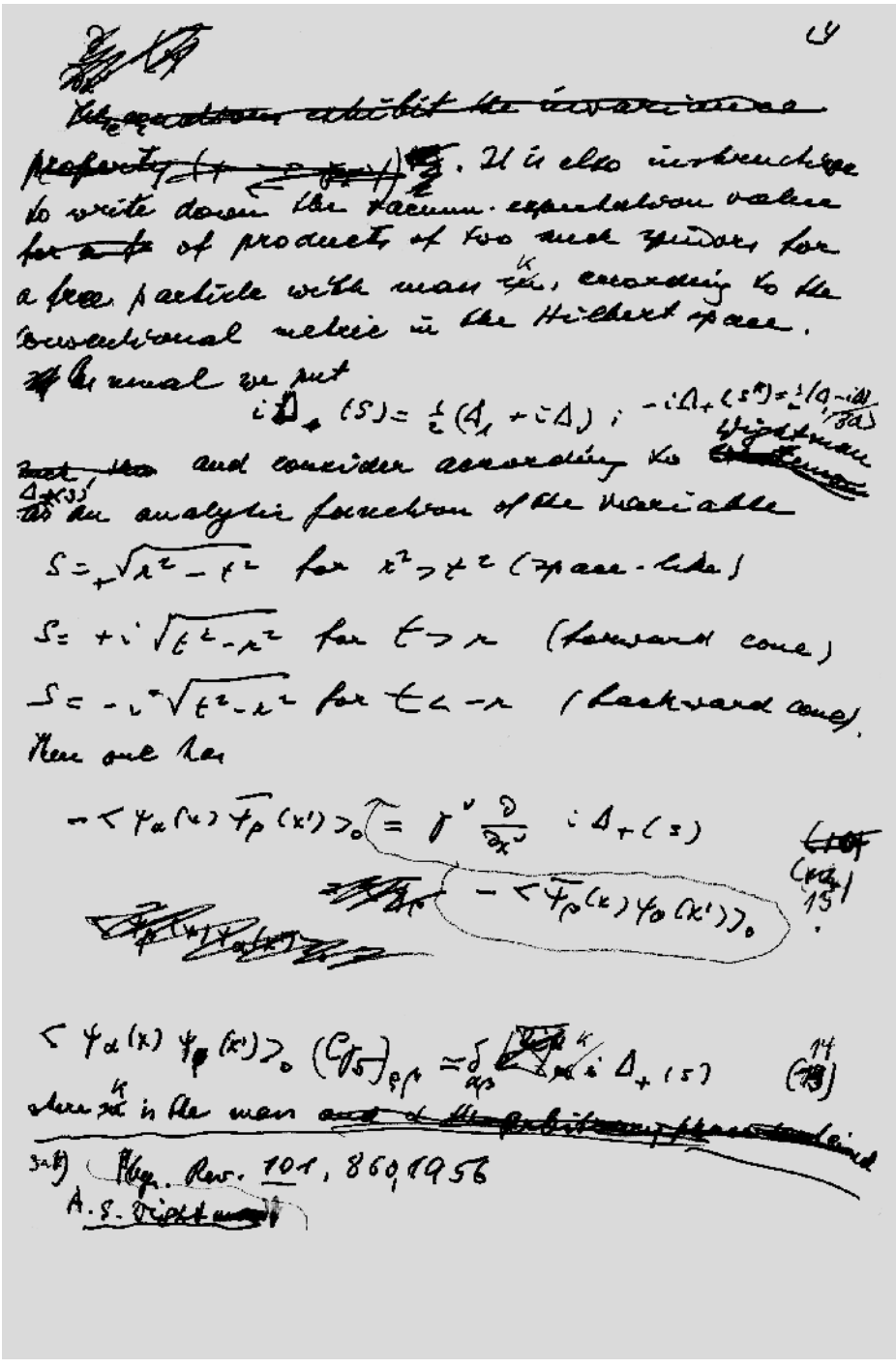
Faksimile der Anlage zum Brief [2836]



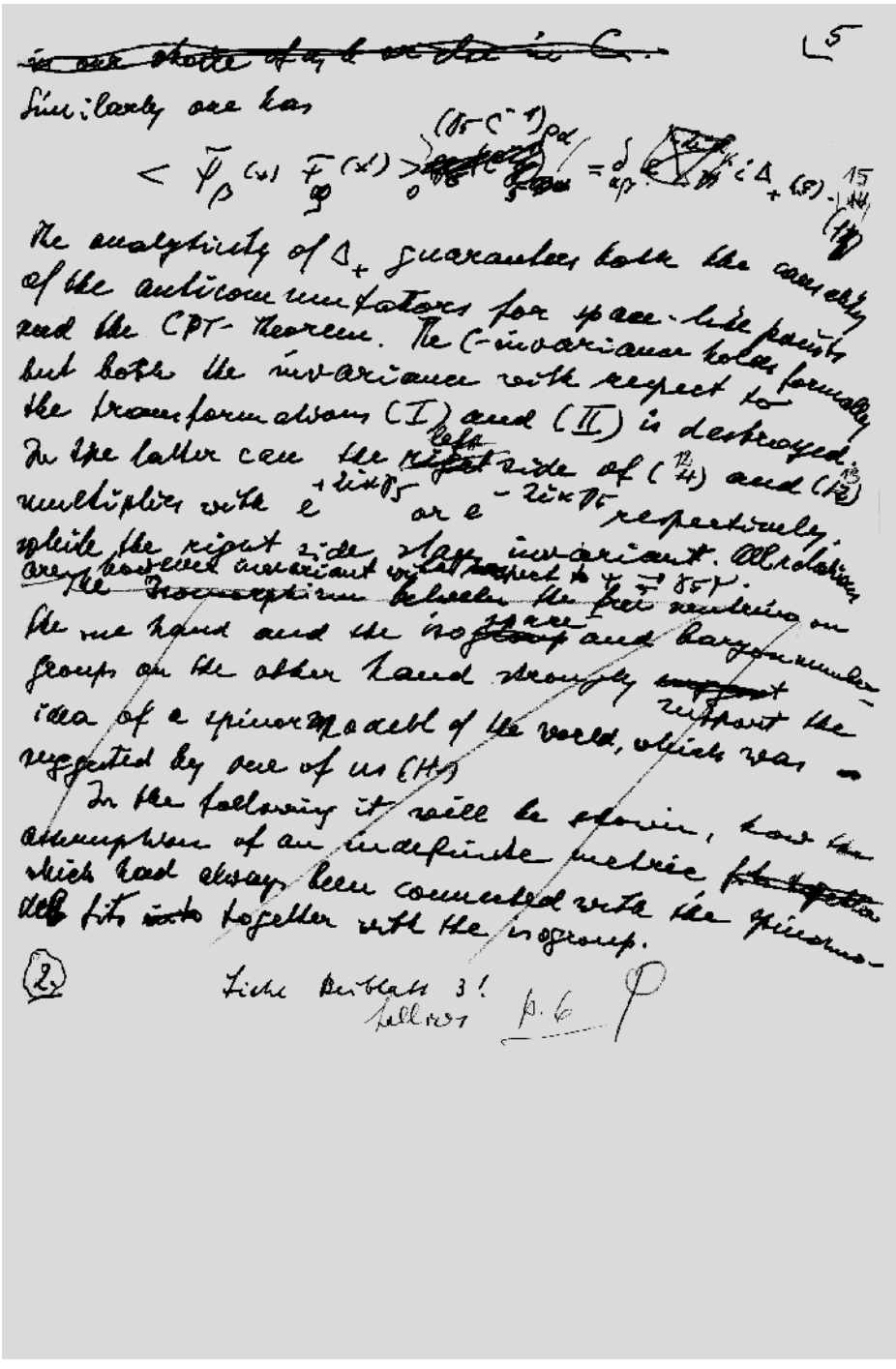
Faksimile der Anlage zum Brief [2836]



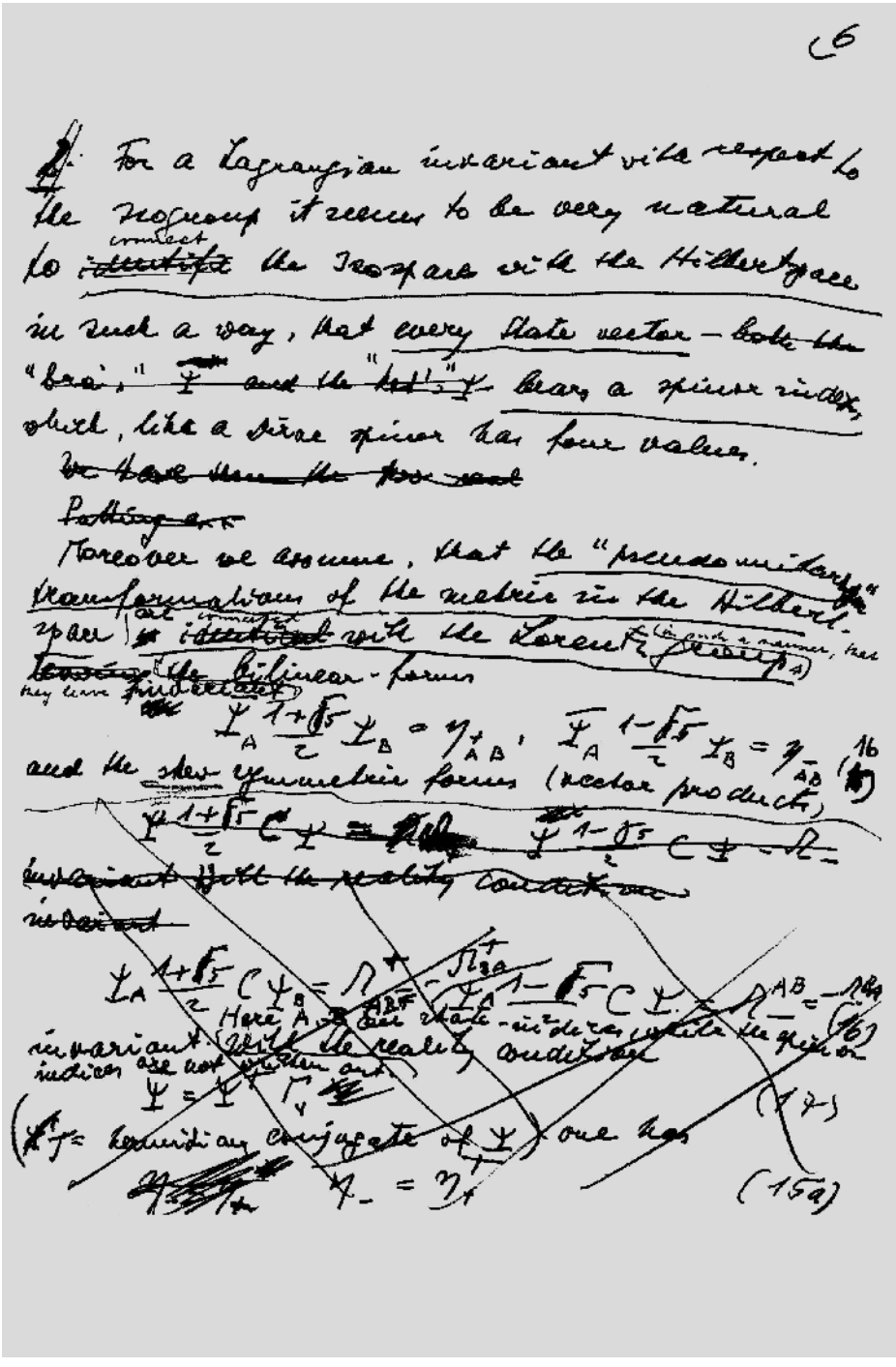
Faksimile der Anlage zum Brief [2836]



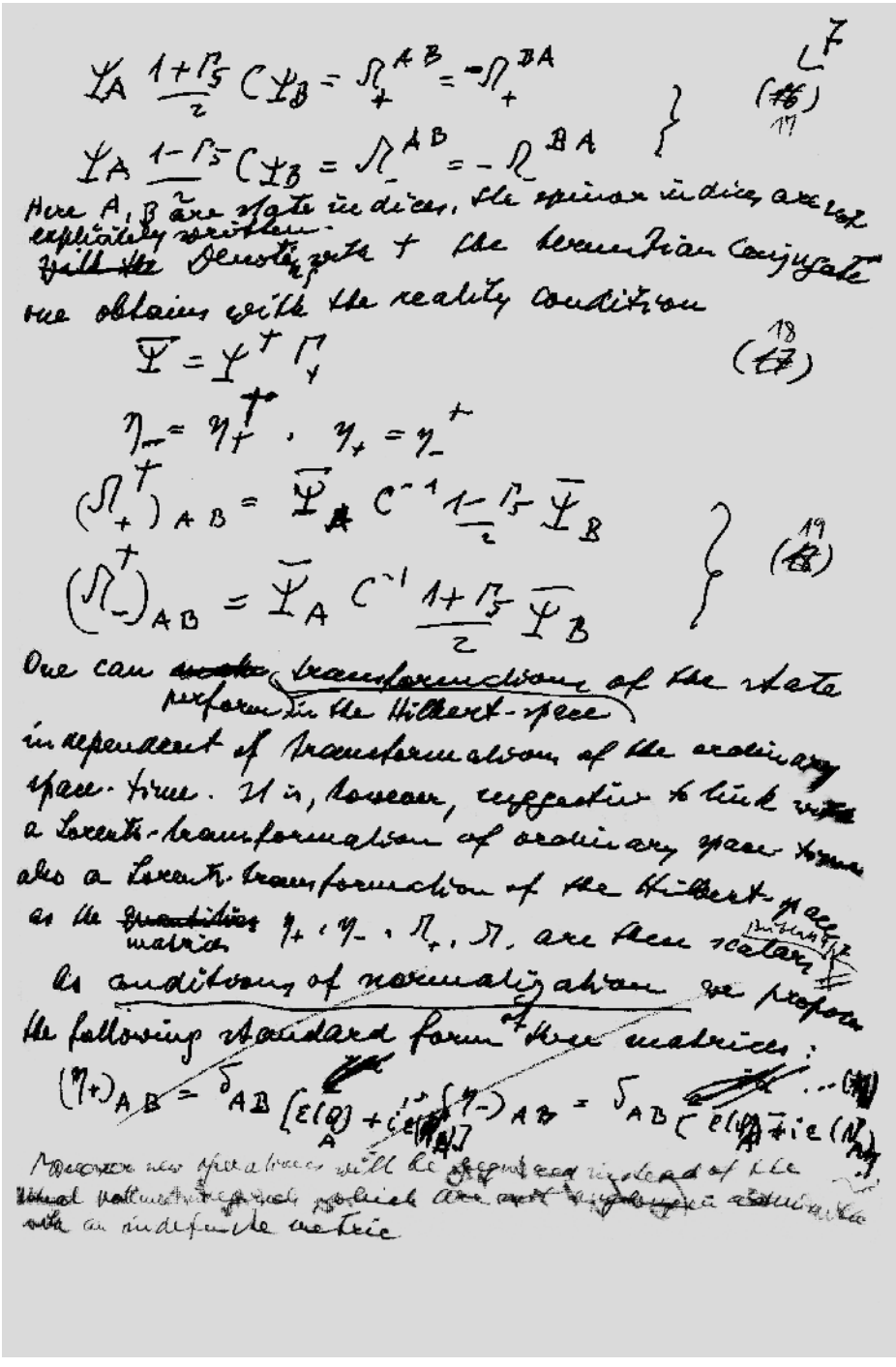
Faksimile der Anlage zum Brief [2836]



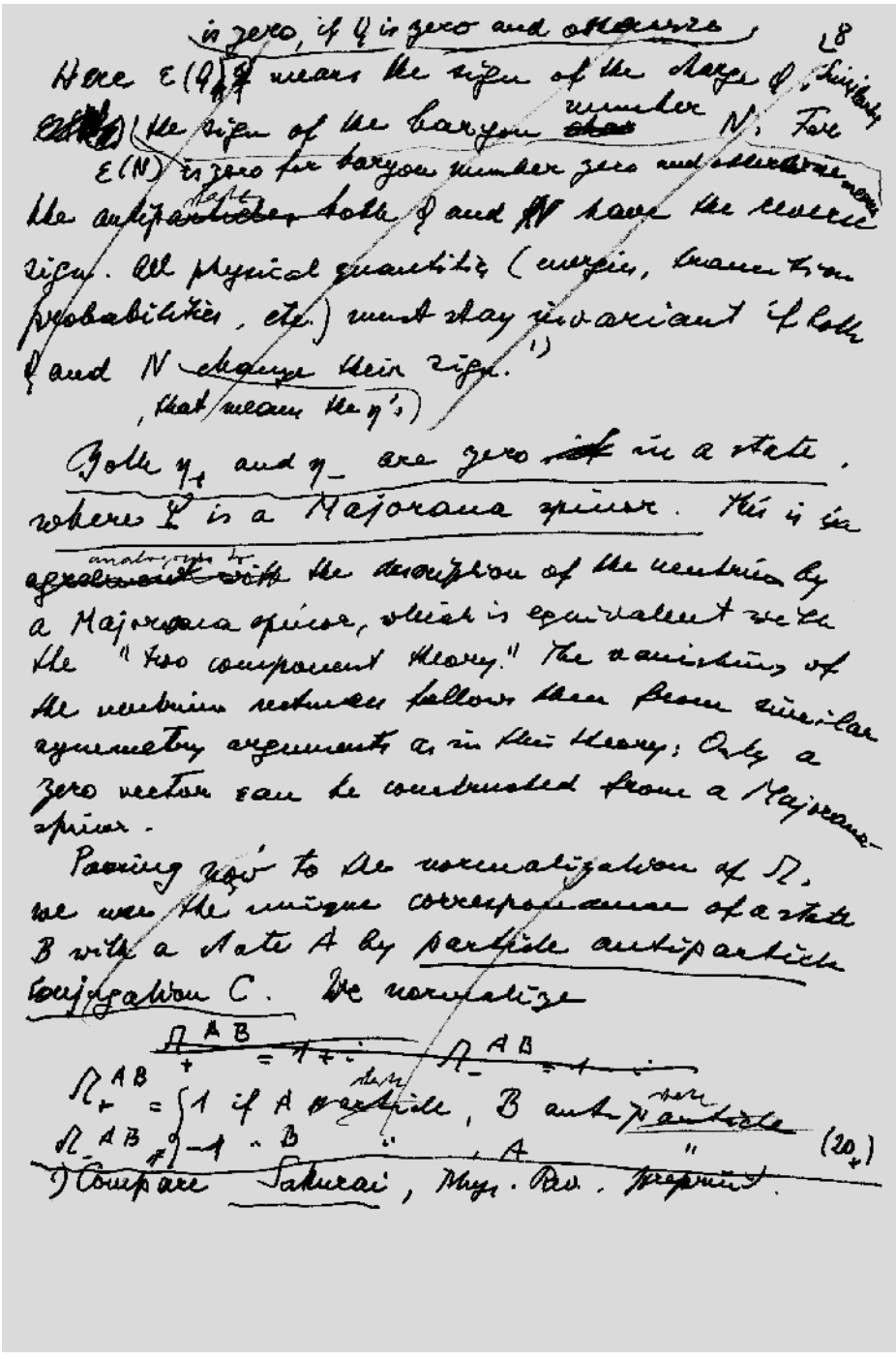
Faksimile der Anlage zum Brief [2836]



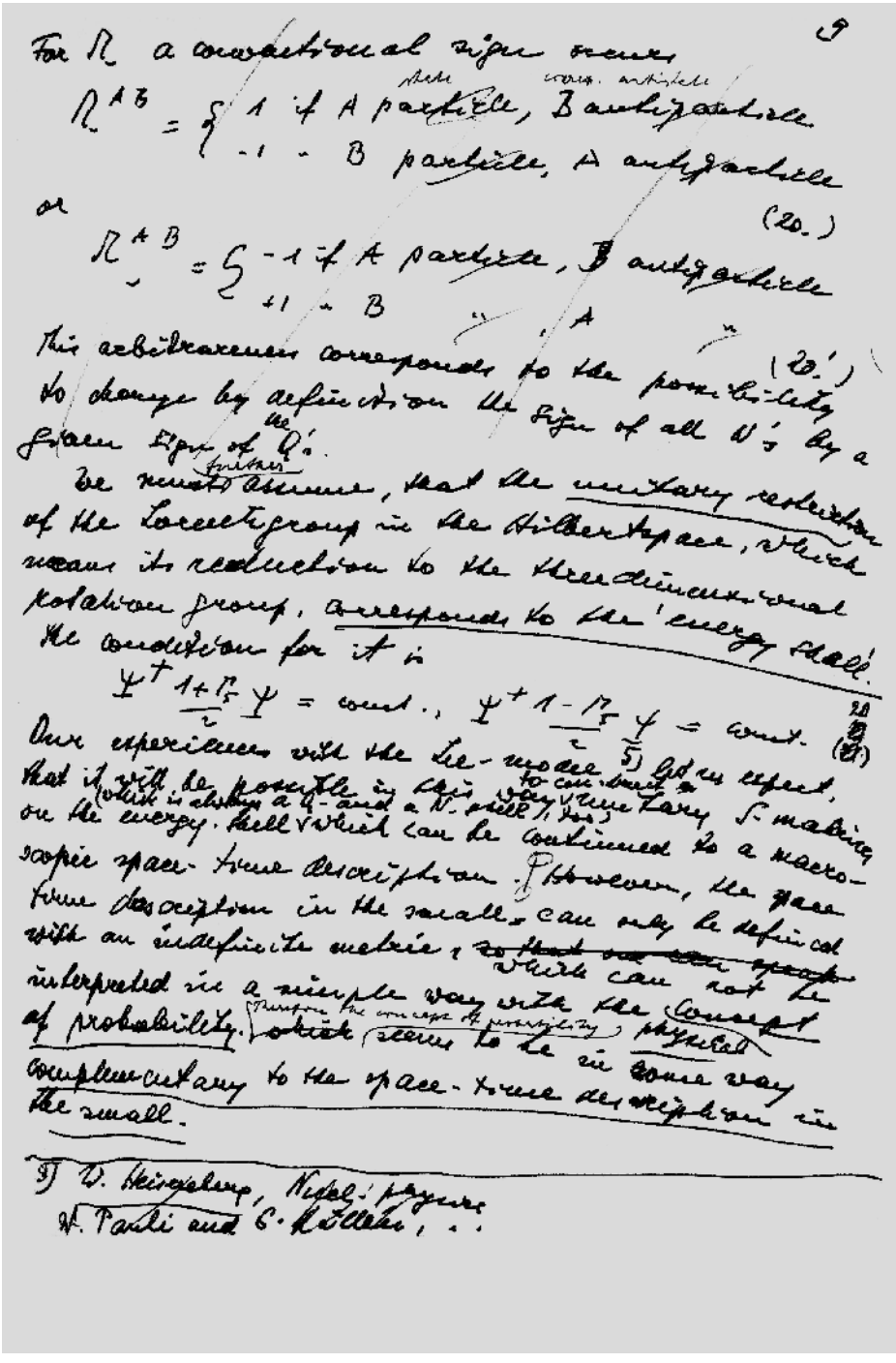
Faksimile der Anlage zum Brief [2836]



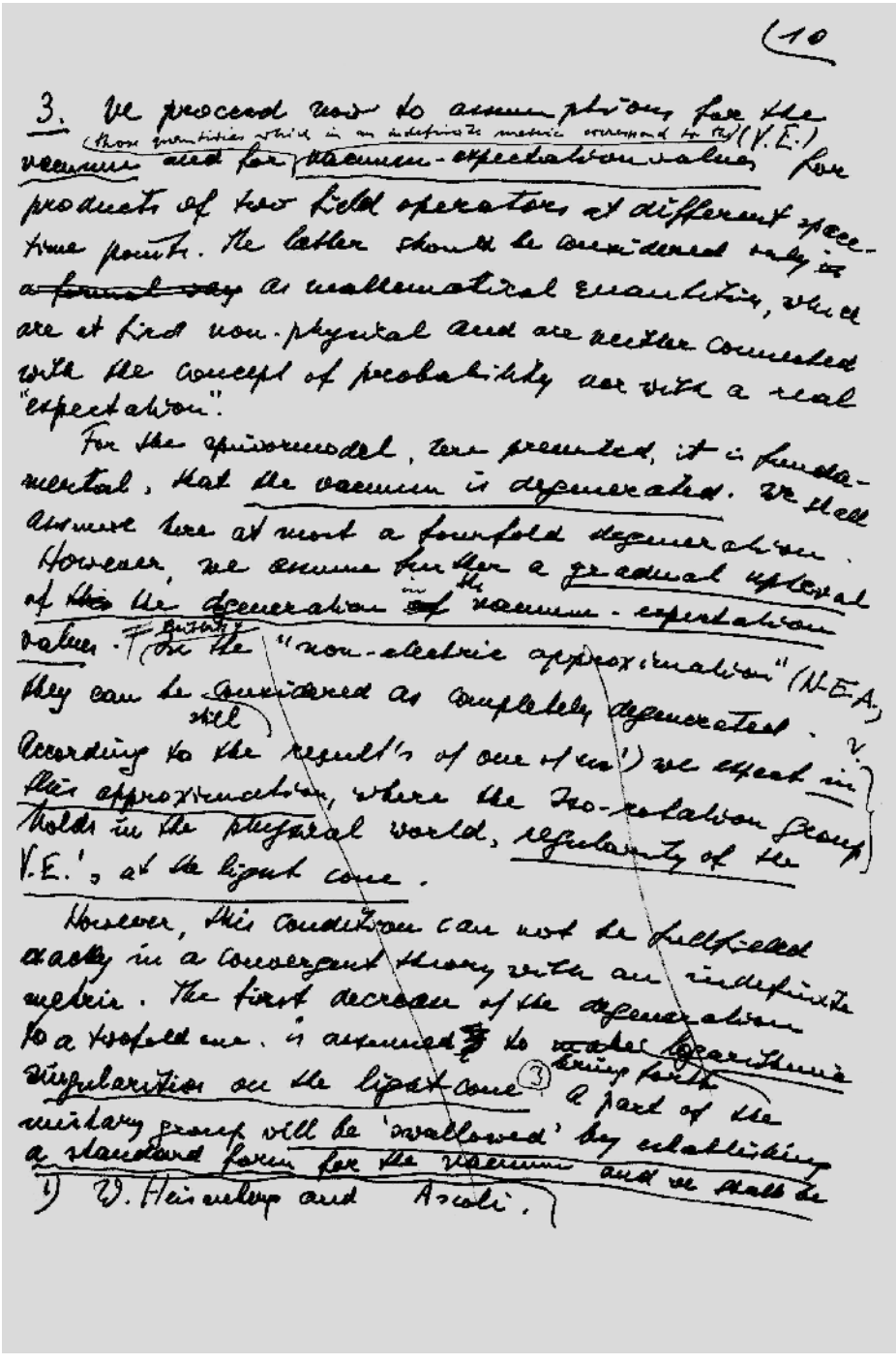
Faksimile der Anlage zum Brief [2836]



Faksimile der Anlage zum Brief [2836]



Faksimile der Anlage zum Brief [2836]



(10

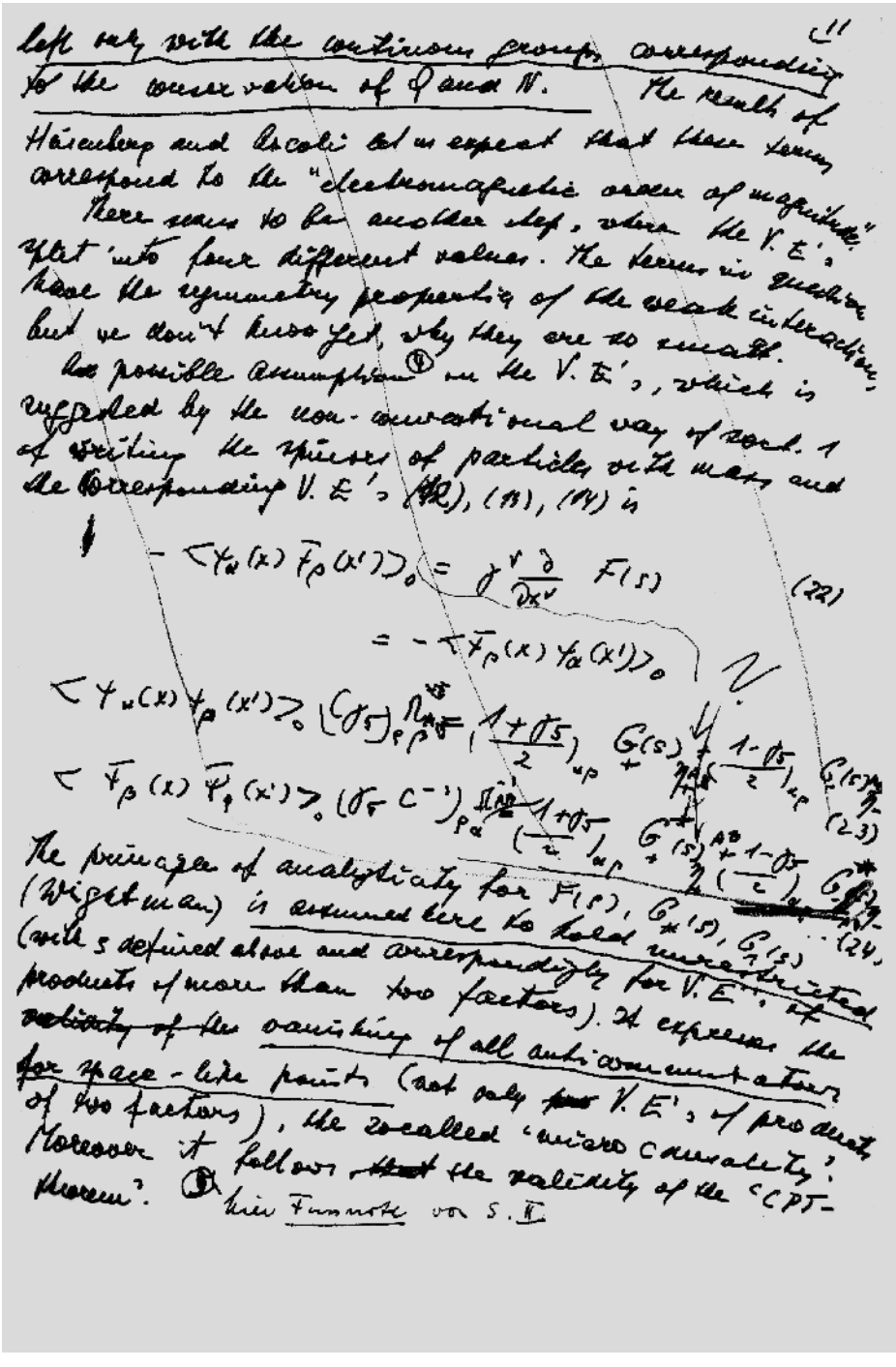
3. We proceed now to assumptions for the vacuum used for vacuum-expectation values (those quantities which in an indefinite metric correspond to the V.E.) for products of field operators at different space-time points. The latter should be considered only as a formal way as mathematical auxiliaries, which are at first non-physical and are neither connected with the concept of probability nor with a real "expectation".

For the spinor-model, here presented, it is fundamental, that the vacuum is degenerated. We shall assume here at most a fourfold degeneration. However, we assume further a gradual upheval of the degeneration of the vacuum-expectation values. For the "non-electric approximation" (N.E.A.) they can be considered as completely degenerated. According to the results of one of us[1]) we expect in this approximation, where the Iso-relation [illegible] holds in the physical world, regularity of the V.E.', at the light cone.

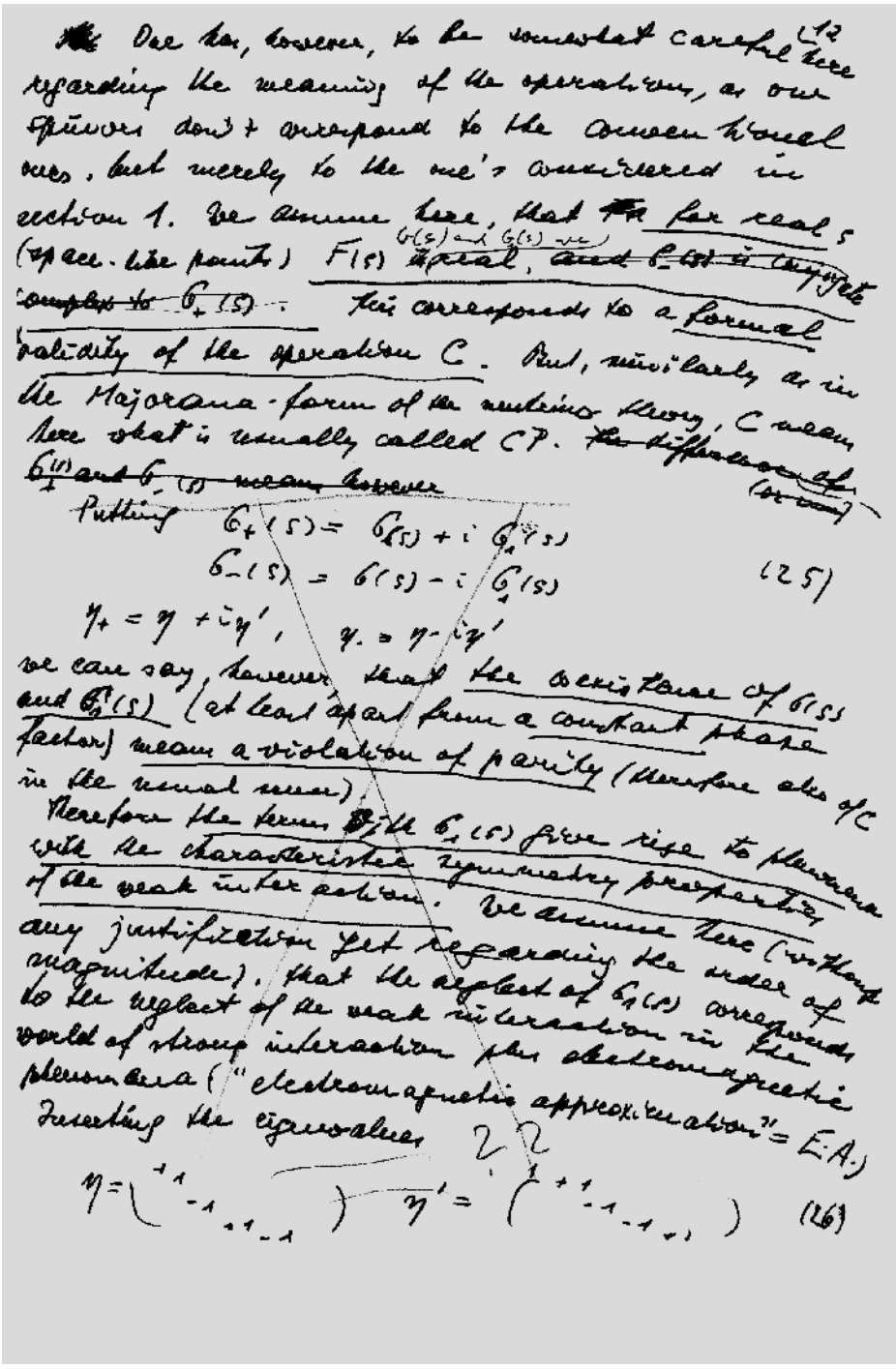
However, this condition can not be fulfilled exactly in a convergent theory with an indefinite metric. The first decrease of the degeneration to a twofold one, is assumed to take place with singularities on the light-cone (3). A part of the unitary group will be 'swallowed' by establishing a standard form for the vacuum and we shall be

1) W. Heisenberg and Arcoli.

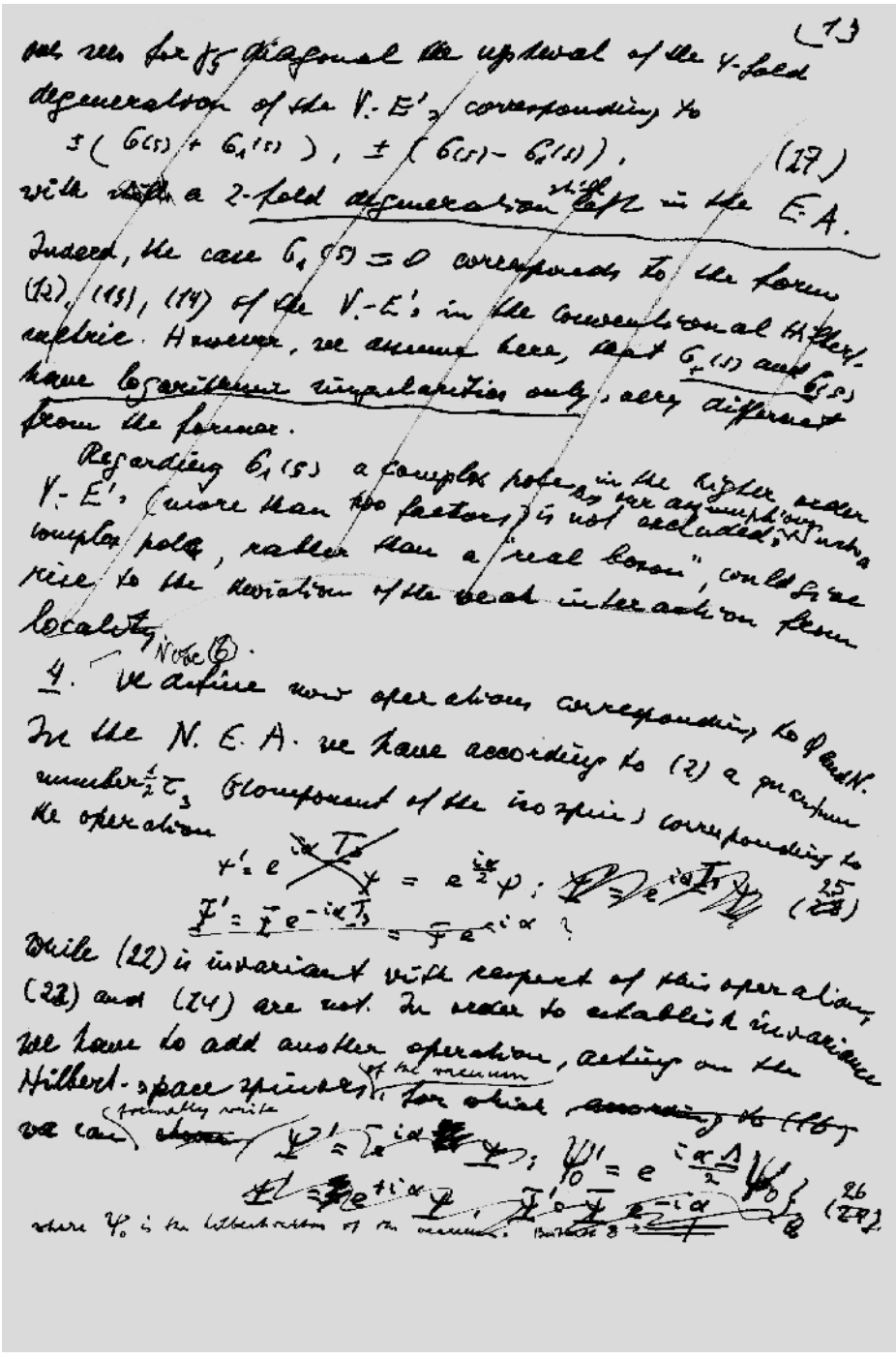
Faksimile der Anlage zum Brief [2836]



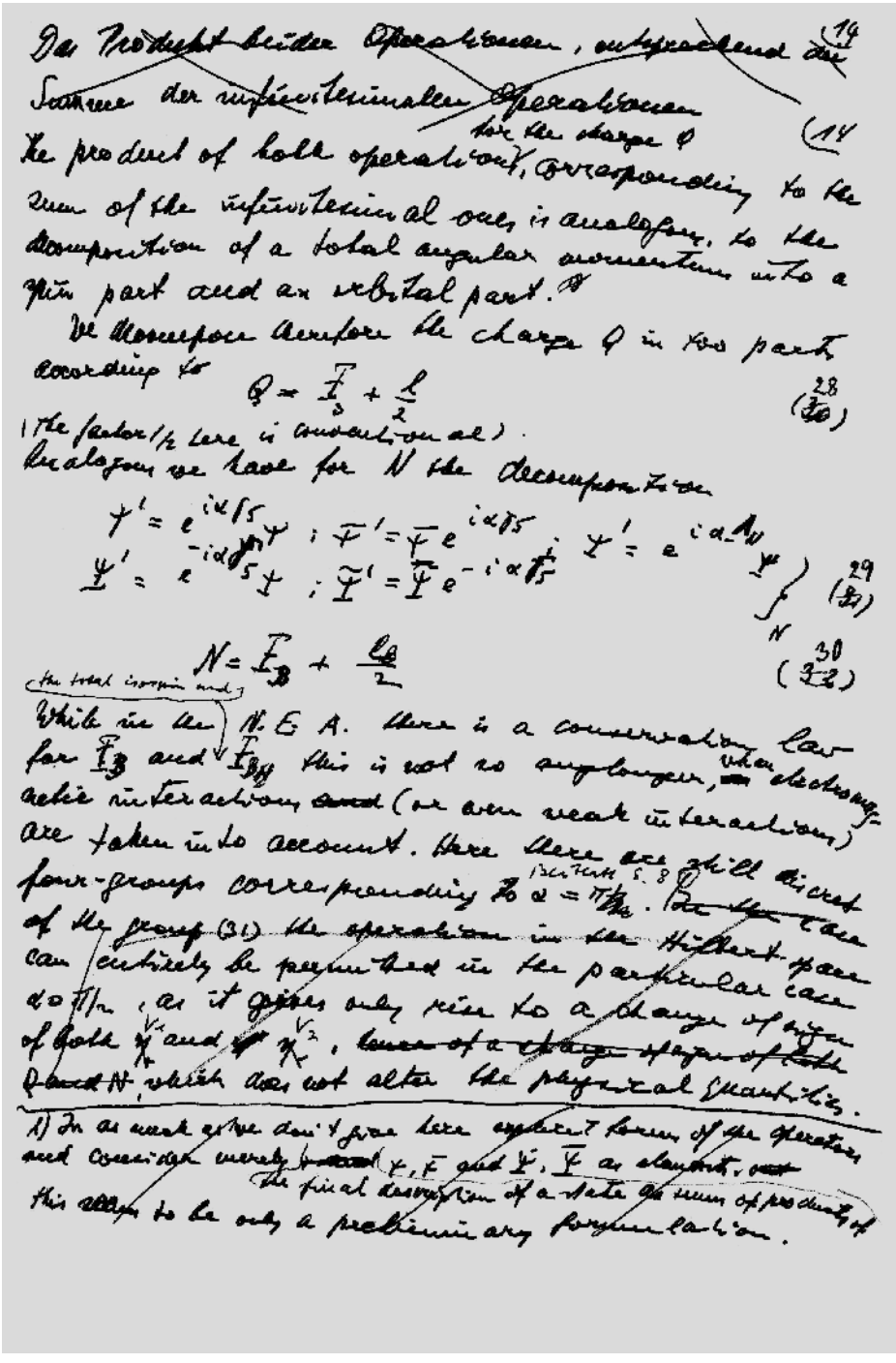
Faksimile der Anlage zum Brief [2836]



Faksimile der Anlage zum Brief [2836]



Faksimile der Anlage zum Brief [2836]



Da Produkt beider Operationen, entsprechend der Summe der infinitesimalen Operationen (14)
the product of both operations, corresponding to the sum of the infinitesimal ones is analogous to the decomposition of a total angular momentum into a spin part and an orbital part.

We decompose further the charge $Q$ in two parts according to

$$Q = \frac{I_3}{2} + \frac{l}{2} \qquad (36)^{28}$$

(the factor 1/2 here is conventional).
Analogous we have for $N$ the decomposition

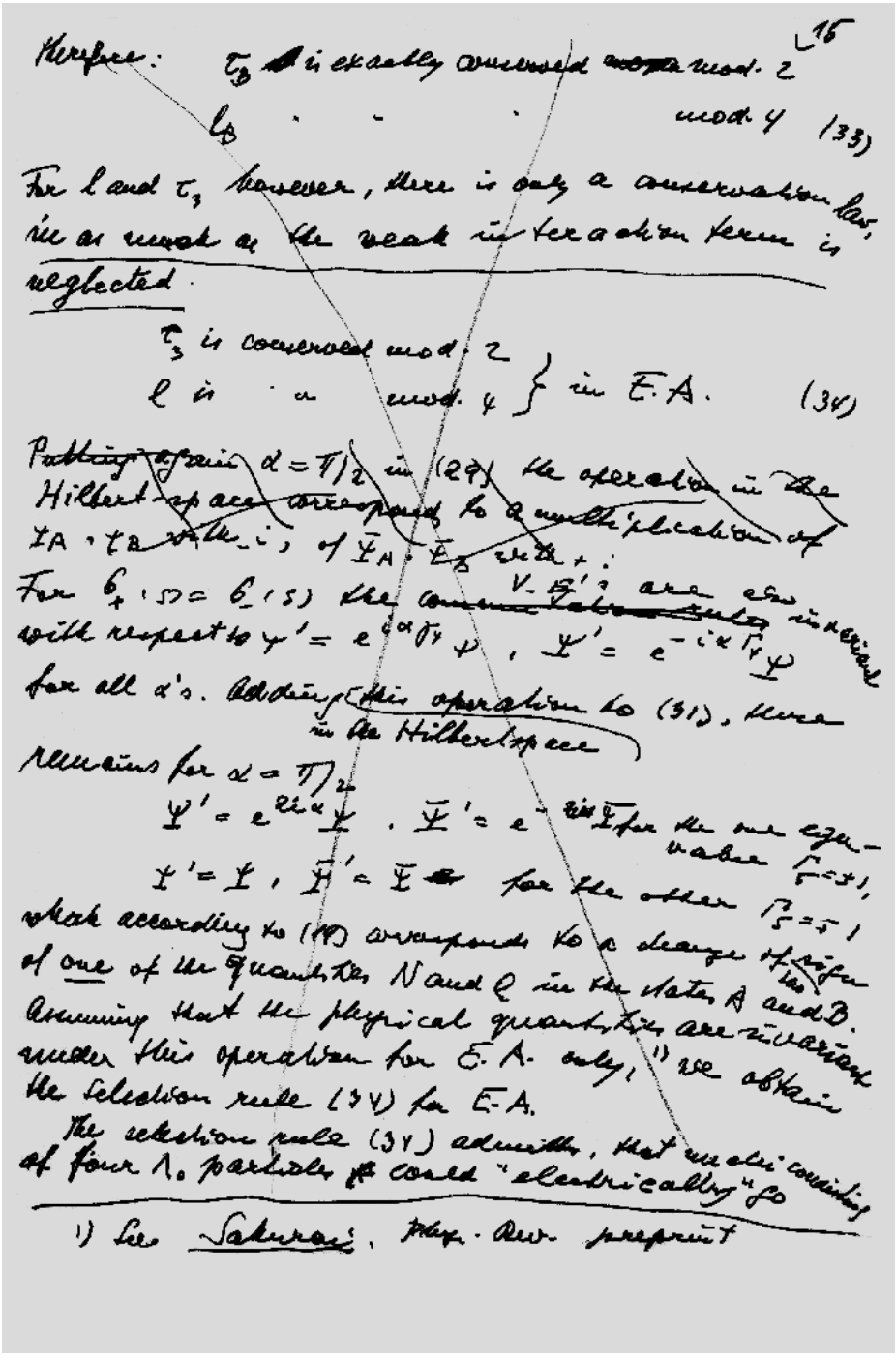
$$\psi' = e^{i\alpha\beta_5}\psi \;;\; \bar\psi' = \bar\psi e^{i\alpha\beta_5} \;;\; \chi' = e^{i\alpha A_N}\chi$$
$$\chi' = e^{-i\alpha\beta_5}\chi \;;\; \bar\chi' = \bar\chi e^{-i\alpha\beta_5} \qquad (37)^{29}$$

$$N = \frac{I_B}{2} + \frac{l_B}{2} \qquad (37a)^{30}$$

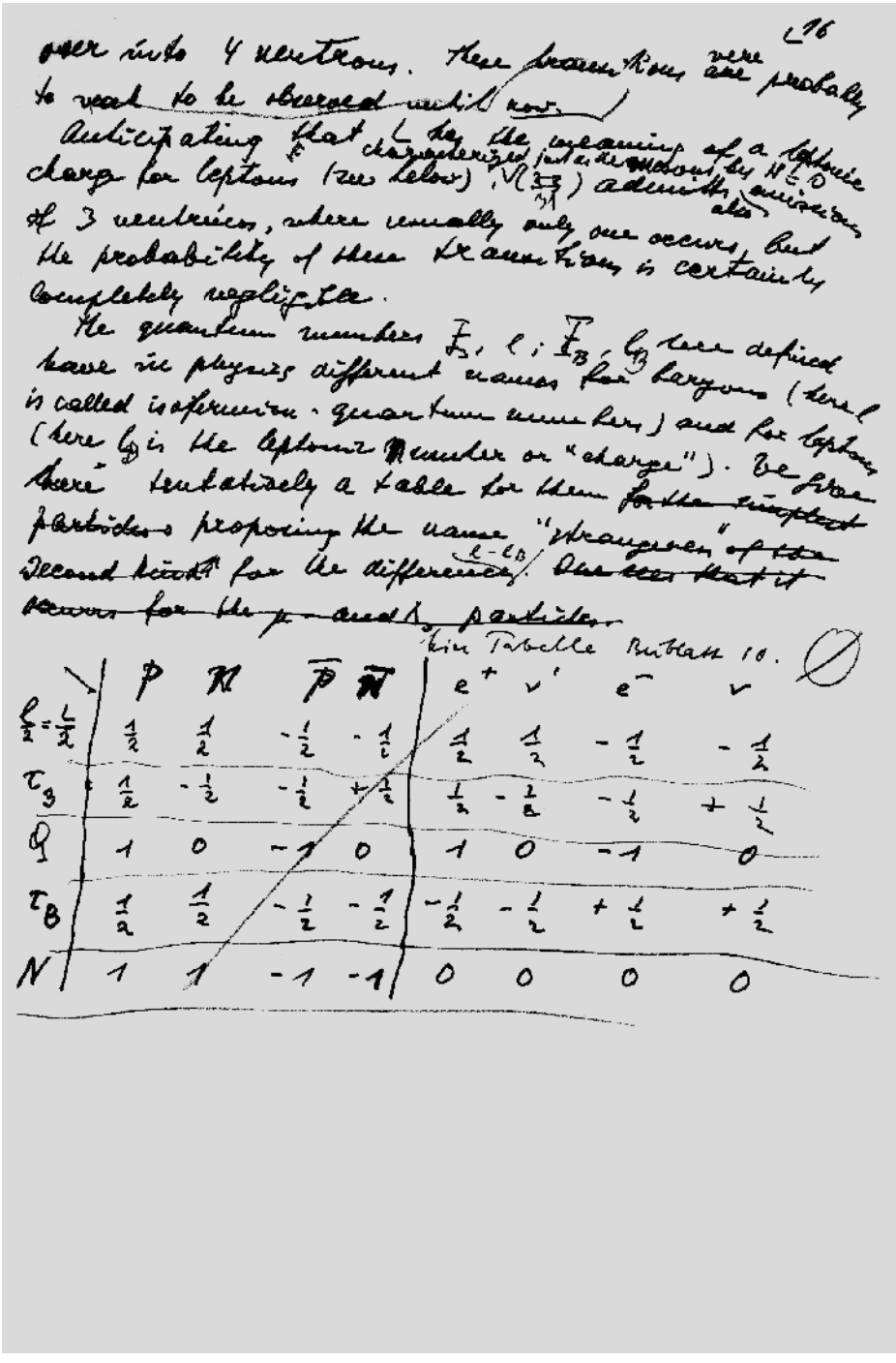
(the total isospin and)
While in the N. E. A. there is a conservation law for $I_3$ and $I_{3\chi}$ this is not so anymore, when electromagnetic interaction and (or even weak interaction) are taken into account. Here there are still discrete four-groups corresponding to $\alpha = \pi/2$ (Bertsch 5. 8). For the case of the group (31) the operation in the Hilbert space can entirely be performed in the particular case $\alpha = \pi/2$, as it gives only rise to a change of sign of both $\psi_n^{V_1}$ and $\psi_n^{V_2}$, hence of a change of sign of both $Q$ and $N$, which does not alter the physical character.

1) In as much as we don't give here explicit forms of the operators and commutation rules, but merely $\psi, \bar\psi$ and $\chi, \bar\chi$ as elements, out the final description of a state as sum of products of this seems to be only a preliminary formulation.

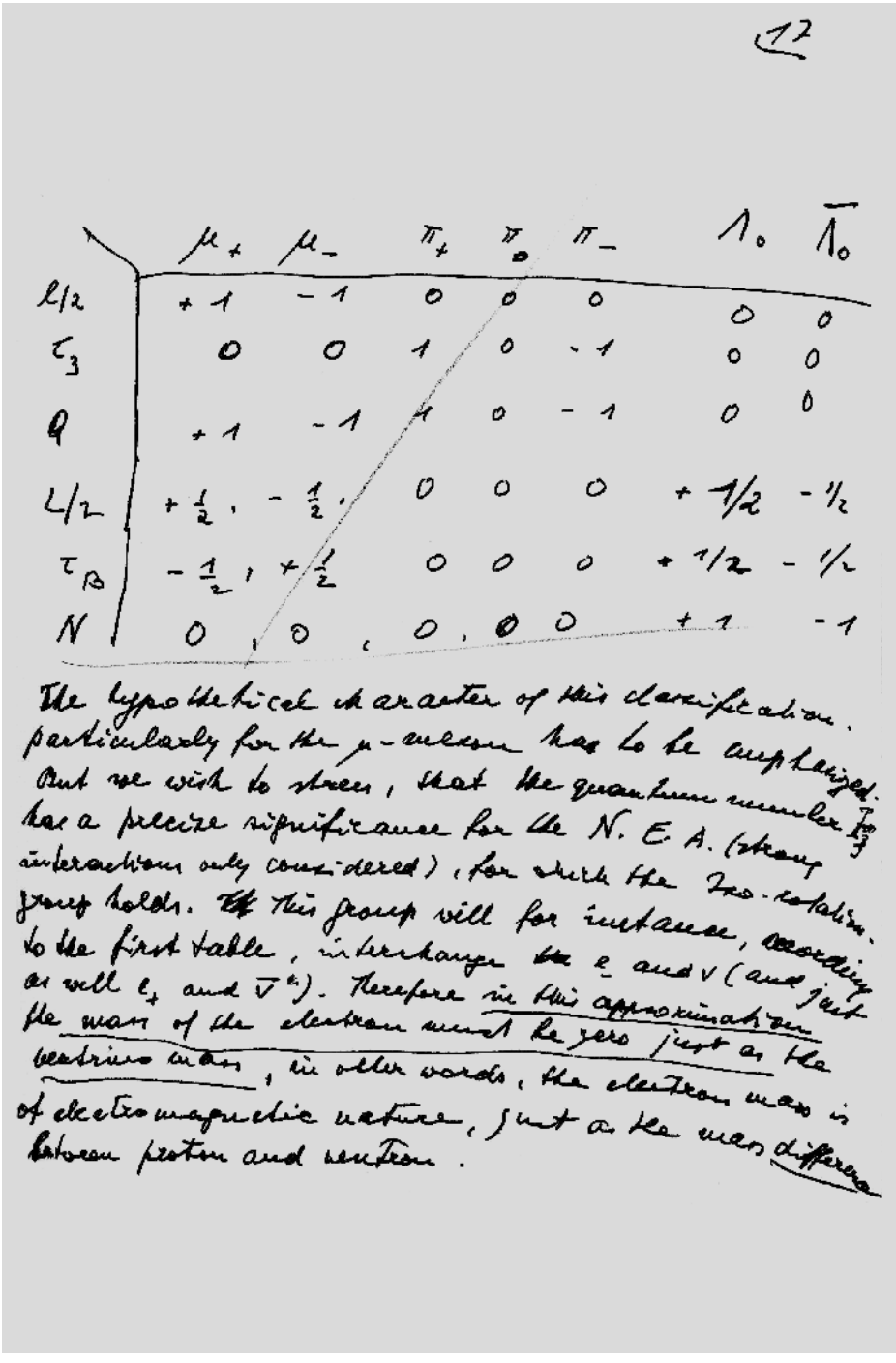
Faksimile der Anlage zum Brief [2836]



Faksimile der Anlage zum Brief [2836]




Faksimile der Anlage zum Brief [2836]

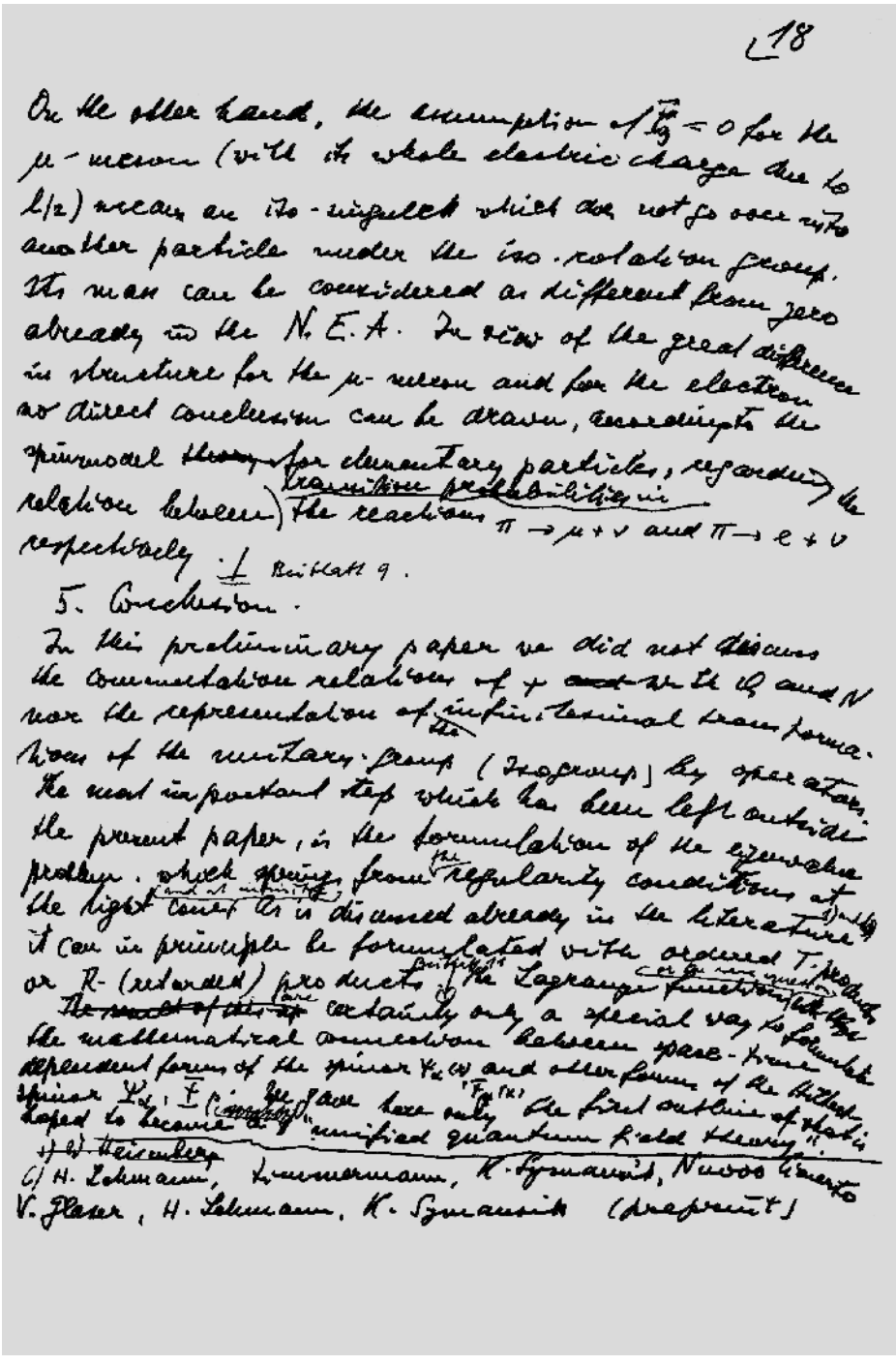


17

| | $\mu_+$ | $\mu_-$ | $\pi_+$ | $\pi_0$ | $\pi_-$ | $\Lambda_0$ | $\bar{\Lambda}_0$ |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| $I/2$ | + 1 | − 1 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 |
| $\tau_3$ | 0 | 0 | 1 | 0 | − 1 | 0 | 0 |
| $Q$ | + 1 | − 1 | 1 | 0 | − 1 | 0 | 0 |
| $L/2$ | + ½ , | − ½ , | 0 | 0 | 0 | + 1/2 | − ½ |
| $\tau_B$ | − ½ , | + ½ | 0 | 0 | 0 | + 1/2 | − ½ |
| $N$ | 0 , | 0 , | 0 , | 0 | 0 | + 1 | − 1 |

The hypothetical character of this classification, particularly for the μ-meson has to be emphasized. But we wish to stress, that the quantum number $I_3$ has a precise significance for the N. E. A. (strong interactions only considered), for which the Iso-rotation group holds. If this group will for instance, according to the first table, interchange the $e_-$ and $\nu$ (and just as well $e_+$ and $\bar{\nu}$ ?). Therefore in this approximation the mass of the electron must be zero just as the neutrino mass, in other words, the electron mass is of electromagnetic nature, just as the mass difference between proton and neutron.

Faksimile der Anlage zum Brief [2836]



18

On the other hand, the assumption of $\bar{\psi}_{\nu}\psi = 0$ for the μ-meson (with its whole electric charge due to l/2) means an iso-multiplet which does not go over into another particle under the iso-rotation group. Its mass can be considered as different from zero already in the N. E. A. In view of the great difference in structure for the μ-meson and for the electron no direct conclusion can be drawn, concerning the spinor-theory for elementary particles, regarding the relation between the transition probabilities for the reactions $\pi \to \mu + \nu$ and $\pi \to e + \nu$ respectively. ↓ Reikart 9.

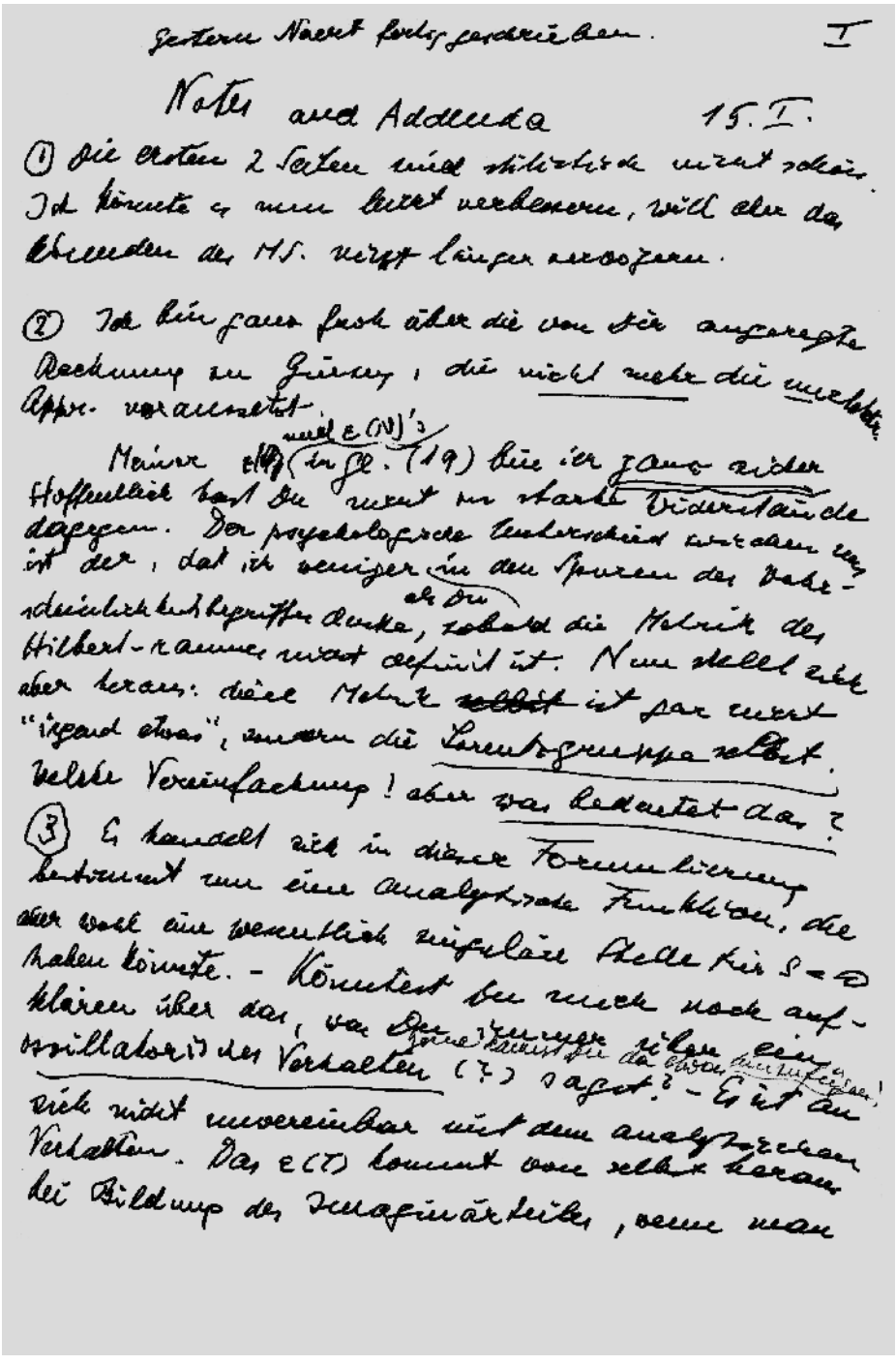
5. Conclusion.

In this preliminary paper we did not discuss the commutation relations of $\psi$ and $\bar{\psi}$ with Q and N nor the representation of the infinitesimal transformations of the unitary group (isogroup) by operators. The most important step which has been left outside the present paper, is the formulation of the eigenvalue problem, which springs from the regularity conditions at the light cone (and at infinity). As is discussed already in the literature it can in principle be formulated with ordered T-products or R- (retarded) products. The Lagrange function with the auxiliary field can be quantized. The result of this is certainly only a special way to formulate the mathematical connection between space-time dependent forms of the spinor $\psi_x(x)$ and other forms of the latter spinor $\psi_p$; $\bar{F}_p(x)$ (momentum). We have only the first outline of that hoped to become a "unified quantum field theory".

+) W. Heisenberg

c) H. Lehmann, Lehmann, K. Symanzik, Nuovo Cimento
V. Glaser, H. Lehmann, K. Symanzik (to be published)

Faksimile der Anlage zum Brief [2836]



gestern Nacht fertig geschrieben. I

Noten und Addenda 15. I.

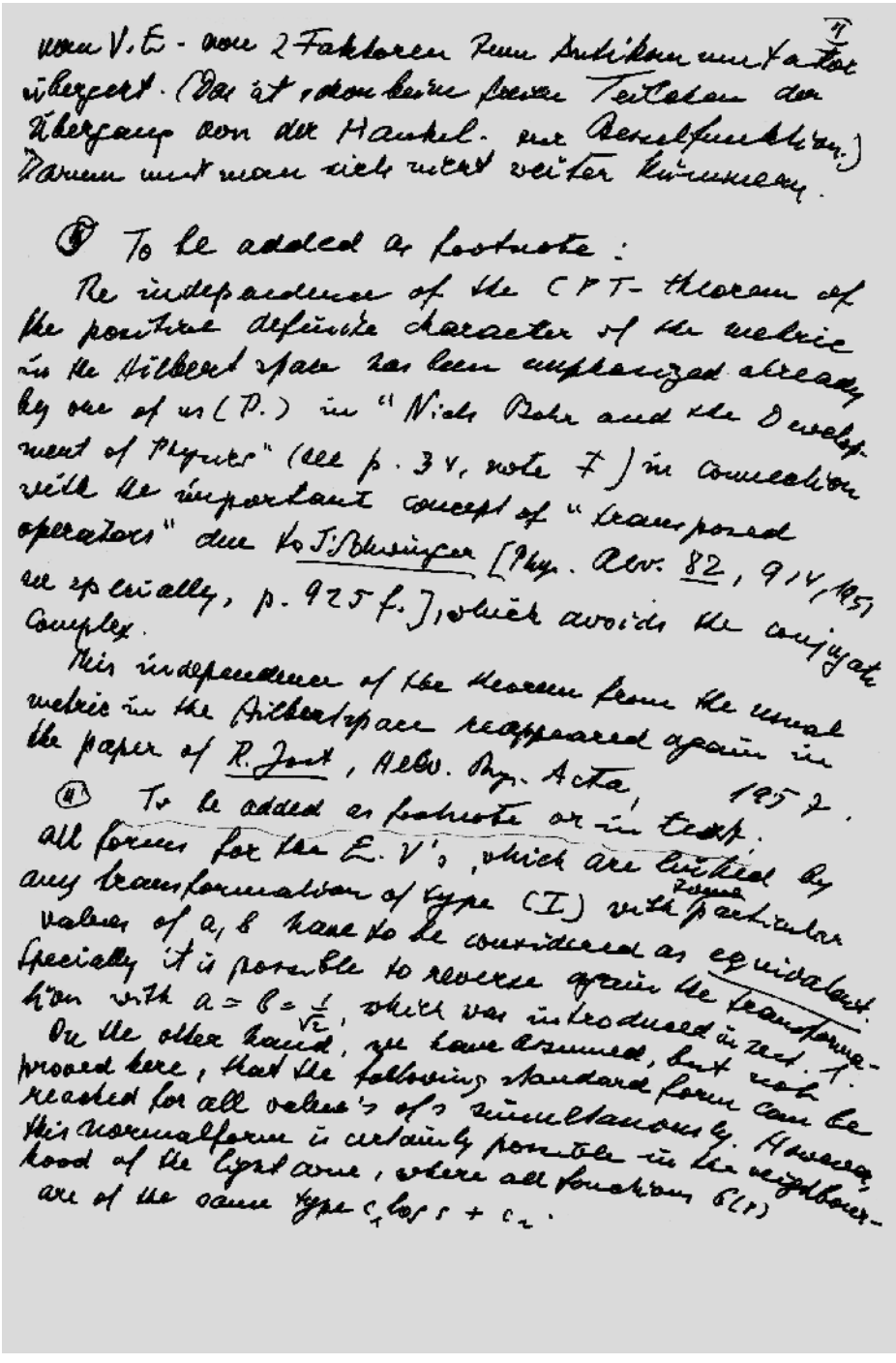
(1) Die ersten 2 Seiten sind stilistisch unrund schön. Ich könnte es nun bitter verbessern, will aber das Erscheinen des MS. nicht länger verzögern.

(2) Ich bin ganz frisch über die von dir angeregte Rechnung zu Gödel, die nicht mehr die unendl. Appr. voraussetzt.

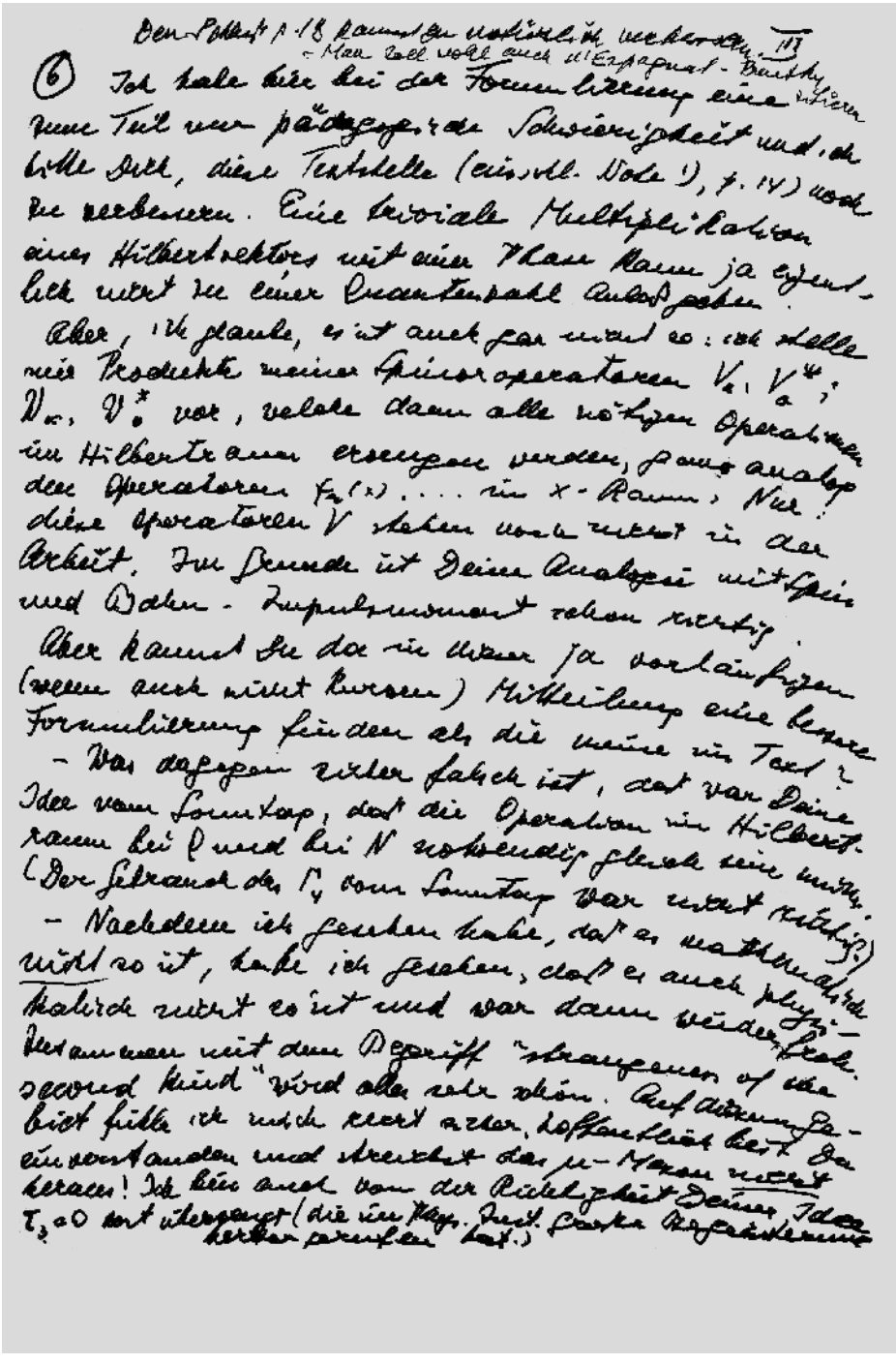
Meine $\varepsilon_{(N)}$'s (in §8. (19)) sind ja ganz wider Hoffentlich hat sie nicht zu starke Widerstände dagegen. Der psychologische Unterschied zwischen uns ist der, daß ich weniger in den Spuren der Vorsokratischen Begriffe denke, als du, während die Mehrheit der Hilbert-Kammer zuviel definiert ist. Nun stellt sich aber heraus: diese Mehrheit selbst ist gar nicht "irgend etwas", sondern die Lemmatisierungsregel selbst. Welche Vereinfachung! aber was bedeutet das?

(3) Es handelt sich in dieser Formulierung bekommt nun eine analytische Funktion, die aber doch eine wesentlich singuläre Stelle bei $s=0$ haben könnte. - Könntest du mich noch aufklären über das, was Spencer-Brown über ein willkürliches Verhalten (?) sagt? - Es ist ja nicht unvereinbar mit dem analytischen Verhalten. Das $\varepsilon(t)$ kommt von selbst heraus bei Bildung der Ungewißheiten, denn man

Faksimile der Anlage zum Brief [2836]



Faksimile der Anlage zum Brief [2836]



Faksimile der Anlage zum Brief [2836]

## Anlage zum Brief [2836]

**[1]**[4]

On the isospin group in the theory of elementary particles

By W. Heisenberg (Göttingen) and W. Pauli (Zürich)

**1**. In the old spinor model discussed by one of us (Heisenberg),[5] which was based on a Lagrangian

$$L' = \bar{\psi}\gamma^{\nu}\frac{\partial}{\partial x^{\nu}}\psi + l^2\left(\bar{\psi}\psi\right)^2 ,$$

the isospin group was not contained.

Therefore, this Lagrangian had been changed into

$$L = \bar{\psi}\gamma^{\nu}\frac{\partial}{\partial x^{\nu}}\psi + l^2\left(\bar{\psi}\frac{1-\gamma_5}{2}\psi\right)\left(\bar{\psi}\frac{1+\gamma_5}{2}\psi\right) , \tag{1}$$

where as normal $\bar{\psi} = \psi^{+}\gamma_4$.

Both parts of it are invariant with respect to the two commuting cyclic groups

$$\psi' = e^{i\alpha}\psi; \quad \bar{\psi}' = \bar{\psi}e^{-i\alpha} \tag{2}$$

and

$$\psi' = e^{i\alpha\gamma_5}\psi; \quad \bar{\psi}' = \bar{\psi}e^{+i\alpha\gamma_5}. \tag{3}$$

which is satisfactory in view of the two exact integrals, electric charge $Q$ and baryon number $N$ for the elementary particles.

Meanwhile *Gürsey* has shown in an important paper* that the transformations given by one of us (Pauli)[6] for the neutrino are isomorphic to the isospin group and the baryon conservation, respectively.

**[2]**

These transformations are

$$\psi' = a\psi + b\gamma_5 C^{-1}\bar{\psi}, \quad \bar{\psi}' = a^*\bar{\psi} + b^*\psi C\gamma_5 \tag{I}$$

with $|a|^2 + |b|^2 = 1$

with

$$\psi^C = C^{-1}\bar{\psi}; \quad \bar{\psi}^C = -\psi C = C\psi. \tag{4}$$

[$C$ is defined by][7]

$$C\gamma_\mu C^{-1} = -\bar{\gamma}_\mu; \quad C\gamma_5 C^{-1} = +\bar{\gamma}_5; \quad \bar{C} = -C, \quad CC^{+} = 1 \tag{5}$$

(where $\bar{A}$ is the transposed matrix of $A$).

[$C$ contains two arbitrary phases $e^{i\alpha+i\beta\gamma_5}$.]

$$\psi' = e^{i\alpha\gamma_5}\psi; \quad \bar{\psi}' = \bar{\psi}e^{+i\alpha\gamma_5}\,. \tag{II}$$

While (2) is contained as a subgroup in (I), the transformations (II), identical with (3), commute with the whole group (I).

As (I) is isomorphic to the group of unitary transformations of two complex variables, with the determinant 1, and hence with the 3-dimensional rotation group, it can be connected with the rotation group of the isospin, while (II) can be connected with the baryonic number. Gürsey also emphasized that the whole group is isomorphic to the unitary group of arbitrary determinant (which has necessarily the absolute value 1).[8]

In the following the approximation of the strong interaction, where the electromagnetic effects are all neglected will have a precise mathematical sense. We shall call it the „non electric approximation".

In this case Gürsey has shown, how the Dirac equation for the system of free neutrons and protons can be written in a nonconventional way in the form

$$\gamma_\mu \frac{\partial \xi}{\partial x^\mu} = i\kappa\gamma_5\chi, \quad \gamma_\mu \frac{\partial \chi}{\partial x^\mu} = -i\kappa\gamma_5\xi\,.$$

**[3]**

We need a generalization of Gürsey's form of the Dirac equation also for the more general case, that the electromagnetic effects and hence the difference of proton and neutron mass are not neglected.[9]

We consider first a single particle with a non vanishing restmass $\kappa$ and its antiparticle.

The new form [is obtained] by applying to the usual spinors the transformation (I) with the particular values

$$a = b = \frac{1}{\sqrt{2}}$$

(an arbitrary phase a being already in $C$). Omitting the dash, we write the Dirac equation for the new spinor[10]

**[3a]**

$$\gamma^\nu \frac{\partial \psi}{\partial x^\nu} + m\gamma_5\psi^C = 0 \tag{6}$$

$$\frac{\partial \psi^C}{\partial x^\nu}\gamma^\nu - m\psi\gamma_5 = 0 \tag{7}$$

$$\frac{\partial \bar{\psi}}{\partial x^\nu}\gamma^\nu + m(\overline{\psi^C})\gamma_5 = 0 \tag{8}$$

$$\gamma^{\nu}\frac{\partial(\overline{\psi^{C}})}{\partial x^{\nu}} - m\gamma_5\bar{\psi} = 0 \tag{9}$$

with the conservation laws[11]

$$\frac{\partial}{\partial x^{\nu}}\left(\psi^{C}\gamma_{\nu}\psi + \bar{\psi}\gamma_{\nu}\bar{\psi}^{C}\right) = 0 \tag{10}$$

$$\frac{\partial}{\partial x^{\nu}}\left(\psi^{C}\gamma_{\nu}\gamma_5\bar{\psi}^{C} - \bar{\psi}\gamma_{\nu}\gamma_5\bar{\psi}\right) = 0. \tag{11}$$

All these equations exhibit the Invariance property

$$\psi \leftrightarrow \gamma_5\psi, \quad \psi^{C} \leftrightarrow -\gamma_5\psi^{C}.$$

The new spinors, however, do not fulfill the second order wave equations.

**[4]**

It is also instructive to write down the vacuum expectation value of products of two such spinors for a free particle with mass m, according to the conventional metric in the Hilbert space.

As usual we put

$$i\Delta_{+}(s) = \frac{1}{2}(\Delta_1 + i\Delta); \quad -i\Delta_{+}(s^{*}) = \frac{1}{2}(\Delta_1 + i\Delta),$$

and consider according to Wightman** $\Delta_{+}(s)$ as an analytic function of the variable

$$\begin{aligned} s &= +\sqrt{r^2 - t^2} && \text{for } r^2 > t^2 && \text{(space-like)} \\ s &= +i\sqrt{t^2 - r^2} && \text{for } t > r && \text{(forward cone)} \\ s &= -i\sqrt{t^2 - r^2} && \text{for } t < -r && \text{(backward cone).} \end{aligned}$$

Then one has

$$-\langle\psi_{\alpha}(x)\bar{\psi}_{\beta}(x')\rangle_0 - \langle\bar{\psi}_{\beta}(x)\psi_{\alpha}(x')\rangle_0 = \gamma^{\nu}\frac{\partial}{\partial x^{\nu}}i\Delta_{+}(s) \tag{12}$$

$$-\langle\psi_{\alpha}(x)\psi_{\rho}(x')\rangle_0 (C\gamma_5)_{\rho\beta} = \delta_{\alpha\beta}mi\Delta_{+}(s) \tag{13}$$

where $m$ is the mass.

**[5]**

Similarly one has

$$\langle\bar{\psi}_{\beta}(x)\bar{\psi}_{\rho}(x')\rangle_0 \left(\gamma_5 C^{-1}\right)_{\rho\alpha} = \delta_{\alpha\beta}mi\Delta_{+}(s). \tag{14}$$

The analyticity of $\Delta_+$ guarantees both the causality of the anticommutators for space-like points and the CPT-theorem. The C-invariance holds formally but both the invariance with respect to the transformations (I) and (II) is destroyed.

In the latter case the left side of (11) and (12) multiplies with $e^{+2i\alpha\gamma_5}$ or $e^{-2i\alpha\gamma_5}$ respectively, while the right side stays invariant. All relations are however invariant with respect to $\psi \leftrightarrow \gamma_5\psi$.

The isomorphism between the free neutrino on the one hand and the isospace- and baryon number groups on the other hand strongly support the idea of a spinor model of the world which was suggested by one of us (Heisenberg).

In the following it will be shown, how the assumption of an indefinite metric which had always been commented with the spinor model fits together with the isogroup.[12]

**[6]**

**2**. For a Lagrangian invariant with respect to the isogroup it seems to be very natural to *connect the isospace with the Hilbertspace* in such a way, that *every state vector bears a spinor index*, which, like a Dirac spinor, has four values.

Moreover we assume, that the „*pseudounitary*“ *transformations of the metric in the Hilbertspace are connected with the Lorentz group* [in such a manner, that they leave] invariant the bilinear forms

$$\bar{\Psi}_A \frac{1+\gamma_5}{2}\Psi_B = \eta^+_{AB}, \quad \bar{\Psi}_A \frac{1-\gamma_5}{2}\Psi_B = \eta^-_{AB} \tag{15}$$

and the *skew* symmetric forms (vector products)[13]

**[7]**

$$\begin{aligned} \Psi_A \frac{1+\gamma_5}{2} C\Psi_B &= \Omega^{AB}_+ = -\Omega^{BA}_+ \\ \Psi_A \frac{1-\gamma_5}{2} C\Psi_B &= \Omega^{AB}_- = -\Omega^{BA}_- . \end{aligned} \tag{16}$$

Here $A, B$ are state indices, the spinor indices are not explicitly written.

Denote with $^\dagger$ the hermitian conjugate one obtains with the reality condition

$$\begin{aligned} \bar{\Psi} &= \Psi^\dagger \Gamma_4 \\ \eta_- &= \eta^\dagger_+, \quad \eta_+ = \eta^\dagger_- \end{aligned} \tag{17}$$

$$\begin{aligned} (\Omega^\dagger_+)_{AB} &= \bar{\Psi}_A C^{-1} \frac{1-\gamma_5}{2}\bar{\Psi}_B \\ (\Omega^\dagger_-)_{AB} &= \bar{\Psi}_A C^{-1} \frac{1+\gamma_5}{2}\bar{\Psi}_B . \end{aligned} \tag{18}$$

One can perform in the Hilbert-space transformations of the state independent of transformations of the ordinary space-time. It is, however, suggestive to link with a Lorentz-transformation of ordinary space-time also a Lorentz-transformation of the Hilbert-space as the matrices $\eta_+$, $\eta_-$, $\Omega_+$, $\Omega_-$ are then scalars.[14]

As *conditions of normalization* we propose the following standard form of these matrices:

$$(\eta_+)_{AB} = \delta_{AB}\,[\varepsilon\,(Q_A) + i\varepsilon\,(N_A)]\,,$$
$$(\eta_-)_{AB} = \delta_{AB}\,[\varepsilon\,(Q_A) - i\varepsilon\,(N_A)]\,.^{15} \tag{19}$$

**[8]**

Here $\varepsilon(Q)$[16] means the sign of the charge $Q$. Similarly $\varepsilon(N)$ is zero for baryon number zero and otherwise means the sign of the baryon number $N$. For the antiparticles both $Q$ and $N$ have the reverse sign. All physical quantities (energies, transition probabilities, etc.) must stay invariant if both $Q$ and $N$, that means the $\eta$'s change their sign.***

*Both $\eta_+$ and $\eta_-$ are zero in a state, where $\Psi$ is a Majorana spinor*. This is in agreement with the description of the neutrino by a Majorana spinor, which is equivalent with the „two component theory." The vanishing of the neutrino restmass follows then from similar symmetry arguments as in this theory: Only a zero vector can be constructed from a Majorana spinor.

Passing now to the normalization of $\Omega$, we use the unique correspondence of a state B with a state A by *particle antiparticle conjugation C*. We normalize

$$\begin{matrix}\Omega_+^{AB}\\ \Omega_-^{AB}\end{matrix} = \begin{cases} 1 & \text{if } A \text{ particle, } B \text{ antiparticle}\\ -1 & \text{if } B \text{ particle, } A \text{ antiparticle}\end{cases} \tag{20$_+$}$$

**[9]**

For $\Omega_-$ a conventional sign occurs.

$$\Omega_-^{AB} = \begin{cases} 1 & \text{if } A \text{ particle, } B \text{ antiparticle}\\ -1 & \text{if } B \text{ particle, } A \text{ antiparticle}\end{cases} \tag{20$_-$}$$

or

$$\Omega_-^{AB} = \begin{cases} -1 & \text{if } A \text{ particle, } B \text{ antiparticle}\\ +1 & \text{if } B \text{ particle, } A \text{ antiparticle}\end{cases} \tag{20$_-'$}$$

This arbitrariness corresponds to the possibility to change by definition the sign of all $N$'s by a given sign of the $Q$'s.

We must [further] assume, that the *unitary restriction* of the Lorentzgroup in the Hilbertspace, which means its reduction to the threedimensional rotation group, *corresponds to the „energy shell"*.

The condition for it is

$$\Psi^\dagger \frac{1+\gamma_5}{2}\Psi = const.\,, \quad \Psi^\dagger \frac{1-\gamma_5}{2}\Psi = const. \tag{21}$$

Our experiences with the Lee-model[†] let us expect, that it will be possible in this way to construct unitary S-matrices on the energy shell (which is always a $Q$- and $N$-shell, too) which can be continued to a macroscopic space-time description. However, the space-time description in the small can only be defined with an indefinite metric, which can not be interpreted in a simple way with the

*physical concept of probability*, which seem to be in some way *complementary to the space-time description in the small*.

**[10]**

**3**. We proceed now to assumptions for the *vacuum* and for[17] *vacuum-expectation values* (V. E.) for products of two field operators at different space-time points. The latter should be considered only as mathematical quantities, which are at first non-physical and are neither connected with the concept of probability nor with a real „expectation".

For the spinor-model here presented, it is fundamental that *the vacuum is degenerated*. We shall assume here at most a four-fold degeneration.

However, we assume further a *gradual upheaval of the degeneration in the vacuum-expectation values*.[18] In the non-electric approximation they can be still considered as completely degenerated.

According to the results of one of us[††] we expect *in this approximation*, where the iso-rotation group holds in the physical world, *regularity of the vacuum-expectation values at the light cone*.

However, this condition can not be fullfilled exactly in a convergent theory with an indefinite metric. The first decrease of the degeneration to a twofold one is assumed to bring forth *logarithmic singularities on the light cone*. A part of the unitary group *will be ‚swallowed' by establishing a standard form for the vacuum and we shall be* **[11]** *left only with the continuous groups corresponding to the conservation of Q and N*. The result of Heisenberg and Ascoli let us expect that these terms correspond to the „electromagnetic order of magnitude".

There seems to be another step, where the vacuum-expectation values split into four different values. The terms in question have the symmetry properties of the weak interaction, but we don't know yet, why they are so small.

A possible assumption on the vacuum-expectation values, which is suggested by the non-conventional way of section 1 of writing the spinors of particles with mass and the corresponding vacuum-expectation values (12), (13), (14) is

$$-\langle\psi_\alpha(x)\bar{\psi}_\beta(x')\rangle_0 = \langle\bar{\psi}_\beta(x)\psi_\alpha(x')\rangle_0 = \gamma^\nu \frac{\partial}{\partial x^\nu} F(s) \tag{22}$$

$$\langle\psi_\alpha(x)\psi_\rho(x')\rangle_0 (C\gamma_5)_{\rho\beta}\Omega_{AB} = \left(\frac{1+\gamma_5}{2}\right)_{\alpha\beta} G_+(s)\eta_+^{AB} + \left(\frac{1-\gamma_5}{2}\right)_{\alpha\beta} G_-(s)\eta_-^{AB} \tag{23}$$

$$\langle\bar{\psi}_\beta(x)\bar{\psi}_\rho(x')\rangle_0 (\gamma_5 C^{-1})_{\rho\alpha}\Omega_{AB}^{-1} = \left(\frac{1+\gamma_5}{2}\right)_{\alpha\beta} G_+^*(s)\eta_+^{AB} + \left(\frac{1-\gamma_5}{2}\right)_{\alpha\beta} G_-^*(s)\eta_-^{AB}\,. \tag{24}$$

The principle of analyticity for $F(s)$, $G(s)$, $G_1(s)$ (Wightman) *is assumed here to hold unrestricted* (with s defined above and correspondingly for vacuum expectation values of products of more than two factors). It expresses the *vanishing of all anticommutators for space-like points* (not only vacuum-expectation values of products of two factors), the so-called ‚micro-causality'.

Moreover it follows the validity of the ‚CPT-theorem'.[19]

**[12]**

One has, however, to be somewhat careful here regarding the meaning of the operations, as one spinors don't correspond to the conventional ones, but merely to the one's considered in section 1. We assume here that *for real s* (space-like points) $F(s)$ *is real,*[20] *and* $G_-(s)$ *is conjugate complex to* $G_+(s)$. This corresponds to a *formal validity of the operation* $C$. But, similarly as in the Majorana-form of the neutrino theory, $C$ means here what is usually called $CP$.

Putting

$$\begin{aligned} G_+(s) &= G(s) + iG_1(s) \\ G_-(s) &= G(s) - iG_1(s) \\ \eta_+ &= \eta + i\eta',\ \ \eta_- = \eta - i\eta' \end{aligned} \tag{25}$$

we can say, however, that *the coexistence of* $G(s)$ *and* $G_1(s)$ (at least apart from a *constant* phase factor) *means a violation of parity* (therefore also of C in the normal sense).

Therfore *the terms with* $G_1(s)$ *give rise to phenomena with the characteristic symmetry properties of the weak interaction*. We assume here (without any justification yet regarding the order of magnitude), that the neglect of $G_1(s)$ corresponds to the neglect of the weak interaction in the world of strong interaction plus electromagnetic phenomena („electromagnetic approximation" = E.A.).[21]

Inserting the eigenvalues

$$\eta = \begin{pmatrix} +1 & & & \\ & -1 & & \\ & & +1 & \\ & & & -1 \end{pmatrix}, \quad \eta' = \begin{pmatrix} +1 & & & \\ & -1 & & \\ & & -1 & \\ & & & +1 \end{pmatrix} \tag{26}[22]$$

**[13]**

one sees for $\gamma_5$ diagonal the upheaval of the 4-fold degeneration of the vacuum expectation values corresponding to

$$\pm\{G(s) + G_1(s)\},\ \pm\{G(s) - G_1(s)\}, \tag{27}$$

with a *2-fold degeneration still left in the electromagnetic approximation*.

Indeed, the case $G_1(s) = 0$ corresponds to the form (12), (13), (14) of the vacuum expectation values in the conventional Hilbert metric. However, we assume here, that $G_+(s)$ and $G_-(s)$ *have logarithmic singularities only*, very different from the former.

Regarding $G_1(s)$ a complex pole in the higher order vacuum expectation values (more than two factors) is not excluded by our assumption. Such a complex pole, rather than a „real boson", could give rise to the deviation of the weak interaction from locality.

**4**.[23] We define now operations corresponding to $Q$ and $N$. In the non-electric approximation[24] we have, according to (2) a quantum number $\frac{1}{2}\tau_3$ (3-component of the isospin) corresponding to the operation

$$\psi' = e^{\frac{i\alpha}{2}}\psi; \quad \Psi' = \Psi e^{-i\alpha I_3} = \bar{\psi} e^{-i\alpha}. \tag{28}$$

While (22) is invariant with respect to this operation, (23) and (24) are not. In order to establish invariance we have to add another operation, acting on the Hilbert-space spinors [of the vacuum],[25] for which we can [formally write]

$$\Psi' = e^{-i\alpha}\Psi; \quad \psi_0' = e^{\frac{i\alpha\Lambda}{2}}\psi_0 \tag{29}_Q$$

$$\Psi' = e^{+i\alpha}\Psi; \quad \Psi' = \Psi e^{-i\alpha}$$

[where $\Psi_0$ is the Hilbertvector of the vacuum.][26]

**[14]**

The product of both operations for the charge $Q$, corresponding to the sum of the infinitesimal ones, is analogous to the decomposition of a total angular momentum into a spin part and an orbital part.[†††]

We decompose therefore the charge $Q$ in two parts according to

$$Q = I_3 + \frac{1}{2}. \tag{30}$$

(The factor 1/2 here is conventional.)

Analogous we have for $N$ the decomposition

$$\psi' = e^{i\alpha\gamma_5}\psi; \quad \bar{\psi}' = \bar{\psi}e^{i\alpha\gamma_5}; \quad \bar{\Psi}' = e^{i\alpha\Lambda_N}\Psi \tag{31}_N$$

$$\Psi' = e^{-i\alpha\Gamma_5}\Psi; \quad \bar{\Psi}' = \bar{\Psi}e^{-i\alpha\Gamma_5}$$

$$N = I_B + \frac{l_B}{2}. \tag{32}$$

While in the non-electric approximation there is a conservation law for $I_3$ and [the total isospin and] $I_B$, this is not so anylonger, when electromagnetic interactions (or even weak interactions) are taken into account. Here there are still discrete four-groups corresponding to $\alpha = \frac{\pi}{2}$.[27] In the case of the group (31) the operation in the Hilbert-space can entirely be permitted in the particular case $\alpha = \frac{\pi}{2}$, as it gives only rise to a change of sign of both $\eta_+$ and $\eta_-$, hence of a change of sign of both $Q$ and $N$, which does not alter the physical quantities.[28]

**[15]**

Therefore

$$\begin{array}{ll} \tau_B & \text{is exactly conserved mod. 2} \\ l_B & \text{is exactly conserved mod. 4} \end{array} \tag{33}$$

For $l$ and $\tau_3$ however, there is only a conservation law, *in as much as the weak interaction term is neglected*.

$$\left.\begin{array}{ll} \tau_3 & \text{is conserved mod. 2} \\ l & \text{is exactly conserved mod. 4} \end{array}\right\} \text{in electromagnetic approximation} \tag{34}$$

For $G_+(s) = G_-(s)$ the vacuum expectation values are also invariant with respect to

$$\psi' = e^{i\alpha\gamma_4}\psi, \quad \Psi' = e^{-i\alpha\Gamma_4}\Psi$$

for all $\alpha$'s. Adding in the Hilbertspace this operation to (31), there remains for $a = \frac{\pi}{2}$

$$\Psi' = e^{2i\alpha}\Psi, \quad \bar{\Psi}' e^{-2i\alpha}\bar{\Psi} \quad \text{for the one eigenvalue } \Gamma_5 = \pm 1,$$

$$\Psi' = \Psi, \quad \bar{\Psi}' = \bar{\Psi} \qquad \text{for the other eigenvalue } \Gamma_5 = \mp 1$$

which according to (19) corresponds to a change of the sign of *one* of the quantities $N$ and $Q$ in the state A and B.

Assuming that the physical quantities are invariant under this operation for electromagnetic approximation only,[§] we obtain the selection rule (34) for electromagnetic approximation.

The selection rule (34) admits that nuclei consisting of four $\Lambda_0$ particles could „electrically" go **[16]** over into 4 neutrons. These transitions were probably too weak to be observed until now.

Anticipating that $L$ has the meaning of a leptonic charge for leptons (see below), characterized just as the mesons by $N = 0$, (33) admits also emissions of 3 neutrinos, where usually only one occurs, but the probability of these transitions is certainly completely negligible.

The quantum numbers $I_3$, $l$, $I_B$, $l_B$ here defined have in physics different names for baryons (here $l$ is called isofermion-quantum number) and for leptons (here $l_B$ is the leptonic number or „charge"). We give here tentatively a table for them [for the simplest particles] proposing the name „strangeness" [of the second kind] for the difference $l - l_B$. [One sees that it occurs for the $\mu$- and $\Lambda_0$ particles.][29]

| | $p$ | $n$ | $\bar{p}$ | $\bar{n}$ | $e^+$ | $\nu'$ | $e^-$ | $\nu$ |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| $\frac{l}{2} = \frac{L}{2}$ | $\frac{1}{2}$ | $\frac{1}{2}$ | $-\frac{1}{2}$ | $-\frac{1}{2}$ | $\frac{1}{2}$ | $\frac{1}{2}$ | $-\frac{1}{2}$ | $-\frac{1}{2}$ |
| $\tau_3$ | $\frac{1}{2}$ | $-\frac{1}{2}$ | $-\frac{1}{2}$ | $\frac{1}{2}$ | $\frac{1}{2}$ | $-\frac{1}{2}$ | $-\frac{1}{2}$ | $\frac{1}{2}$ |
| $Q$ | 1 | 0 | $-1$ | 0 | 1 | 0 | $-1$ | 0 |
| $\tau_B$ | $\frac{1}{2}$ | $\frac{1}{2}$ | $-\frac{1}{2}$ | $-\frac{1}{2}$ | $-\frac{1}{2}$ | $-\frac{1}{2}$ | $\frac{1}{2}$ | $\frac{1}{2}$ |
| $N$ | 1 | 1 | $-1$ | $-1$ | 0 | 0 | 0 | 0 |

**[17]**

| | $\mu_+$ | $\mu_-$ | $\pi_+$ | $\pi_0$ | $\pi_-$ | $\Lambda_0$ | $\bar{\Lambda}_0$ |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| $\frac{l}{2}$ | 1 | $-1$ | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 |
| $\tau_3$ | 0 | 0 | 1 | 0 | $-1$ | 0 | 0 |
| $Q$ | 1 | $-1$ | 1 | 0 | $-1$ | 0 | 0 |
| $\frac{L}{2}$ | $\frac{1}{2}$ | $-\frac{1}{2}$ | 0 | 0 | 0 | $\frac{1}{2}$ | $-\frac{1}{2}$ |
| $\tau_B$ | $-\frac{1}{2}$ | $\frac{1}{2}$ | 0 | 0 | 0 | $\frac{1}{2}$ | $-\frac{1}{2}$ |
| $N$ | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 1 | $-1$ |

The hypothetical character of this classification particularly for the $\mu$-meson has to be emphasized.

But we wish to stress, that the quantum number $I_3$ has a precise significance for the non-electric approximation (strong interactions only considered), for which the iso-rotation group holds. This group will for instance, according to the first table, interchange $e_-$ and $\nu$ and just as well $e_+$ and $\bar{\nu}$). Therefore *in this approximation* the *mass of the electron must be zero just as the neutrino mass*, in other words, the electron mass is of electromagnetic nature, just as the mass *difference* between proton and neutron.

**[18]**

On the other hand, the assumption of $\tau_3 = 0$ for the $\mu$-meson (with its whole electric charge due to $\frac{l}{2}$) means an iso-singulet which does not go over into another particle under the iso-rotation group. Its mass can be considered as different from zero already in the non-electric approximation. In view of the great difference in structure for the $\mu$-meson and for the electron no direct conclusion can be drawn, according to the spin model for elementary particles, regarding the relation between transition probabilities in the reaction $\pi \to \mu + \nu$ and $\pi \to e + \nu$ respectively.[30]

## 5. Conclusion

In this preliminary paper we did not discuss the commutation relation of $\psi$ with $Q$ and $N$ nor the representation of the infinitesimal transformations of the unitary group (isogroup) by operators.

The most important step which has been left outside the present paper, is the formulation of the eigenvalue problem, which springs from the regularity conditions at the light cone.[31] As is discussed already in the literature[§§] it can in principle be formulated with ordered T-products or R- (retarded) products.[32] The Lagrange function[33] are certainly only a special way to formulate the mathematical connection between space-time dependent forms of the spinor $\psi_\alpha(x)$, $\bar{\psi}_\beta(x)$ and other forms of the Hilbert-spinor $\Psi_\alpha$, $\bar{\Psi}_\beta$. We gave here only the first outline of what is hoped to become a „unified quantum field theory".[34]

Gestern Nacht fertig geschrieben.

## Notes and Addenda

15. Januar [1958]

1. Die ersten 2 Seiten sind stilistisch nicht schön. Ich könnte es nun leicht verbessern, will aber das Absenden des Manuskripts nicht länger verzögern.

2. Ich bin ganz froh über die von Dir angeregte Rechnung zu Gürsey, die *nicht mehr* die *un*elektrische Approximation voraussetzt.[35]

Meiner $\varepsilon(Q)$ und $\varepsilon(N)$'s in Gleichung (19) bin ich *ganz sicher*. Hoffentlich hast Du nicht zu starke Widerstände dagegen. Der psychologische Unterschied zwischen uns ist der, daß ich weniger als Du in den Spuren des Wahrscheinlichkeitsbegriffes denke, sobald die Metrik des Hilbert-Raumes nicht definit ist. Nun stellt sich aber heraus: diese Metrik ist gar nicht „irgend etwas", sondern die *Lorentzgruppe selbst*. Welche Vereinfachung! Aber *was bedeutet das*?

3. Es handelt sich in dieser Formulierung bestimmt um eine analytische Funktion, die aber wohl eine wesentlich singuläre Stelle für $s = 0$ haben könnte.

Könntest Du mich noch aufklären über das, was Du immer über ein *oszillatorisches Verhalten* (?) sagst? [36]

Es ist an sich nicht unvereinbar mit dem analytischen Verhalten. Das $\varepsilon(\tau)$ kommt von selbst heraus bei Bildung des Imaginärteiles, wenn man von Vakuum-Erwartungswerten von 2 Faktoren zum Antikommutator übergeht. (Das ist schon beim freien Teilchen der Übergang von der Hankel- zur Besselfunktion.) Darum muß man sich nicht weiter kümmern.

4. To be added as footnote:

The independence of the CPT-Theorem of the positive definite character of the metric in the Hilbertspace has been emphasized already by one of us (Pauli) in „Niels Bohr and the Development of Physics“ (see p. 34, note ‡)[37] in connection with the important concept of „transposed operators“ due to J. *Schwinger* (Physical Review **82**, 914, 1951, see specially, p. 925f.),[38] which avoids the conjugate complex.

This independence of the theorem from the usual metric in the Hilbertspace reappeared again in the paper of R. *Jost*, Helvetica Physica Acta, 1957.[39]

5. To be added as footnote or in text:

All forms for the expectation values,[40] which are linked by any transformation of type (I) with some particular values of $a$, $b$ have to be considered as *equivalent*. Specially it is possible to reverse again the transformation with $a = b = \frac{1}{\sqrt{2}}$, which was introduced in section 1.

On the other hand, we have assumed, but not proved here, that the following standard form can be reached for all values of $s$ simultaneously. However, this normalform is certainly possible in the neighbourhood of the light cone, where all functions $G(s)$ are of the same type $c_1 \log s + c_2$.[41]

6. Ich habe hier bei der Formulierung eine zum Teil nur pädagogische Schwierigkeit und ich bitte Dich, diese Textstelle (einschließlich Note 1, p. 14) noch zu verbessern. Eine triviale Multiplikation eines Hilbertvektors mit einer Phase kann ja eigentlich nicht zu einer Quantenzahl Anlaß geben.

Aber, ich glaube, es ist auch gar nicht so: ich stelle mir Produkte meiner Spinoroperatoren $V_a$, $V_a^*$, $W_a$, $W_a^*$ vor, welche dann alle nötigen Operationen im Hilbertraum erzeugen werden, ganz analog den Operatoren $\varphi_2(x) \ldots$ im $x$-Raum. Nur: diese Operatoren $V$ stehen noch nicht in der Arbeit. Im Grunde ist Deine Analogie mit Spin und Bahn-Impulsmoment schon richtig.

Aber kannst Du da in dieser ja vorläufigen (wenn auch nicht kurzen) Mitteilung eine bessere Formulierung finden als die meine im Text?

Was dagegen sicher falsch ist, das war Deine Idee vom Sonntag, daß die Operation im Hilbert-Raum bei $Q$ und bei $N$ notwenig gleich sein müsse. (Der Gebrauch des $\Gamma_4$ vom Sonntag war nicht richtig.)

Nachdem ich gesehen habe, daß es mathematisch *nicht* so ist, habe ich gesehen, daß es auch physikalisch nicht so ist und war dann wieder froh. Zusammen mit dem Begriff „strangeness of the second kind“ wird alles sehr schön. Auf diesem Gebiet fühle ich mich recht sicher, hoffentlich bist Du einverstanden und streichst das $\mu$-Meson *nicht* heraus! Ich bin auch von der

Richtigkeit Deiner Idee $\tau_3 = 0$ dort überzeugt (die im Physikalischen Institut große Begeisterung hervorgerufen hat).

[1] Dem in der Anlage zum Brief [2836] reproduzierten ersten Entwurf der Arbeit „On the isospingroup in the theory of elementary particles“, den Pauli kurz vor Antritt seiner Amerikareise in der Nacht vom 14. Januar 1958 fertig geschrieben hatte, fügte er noch die in deutscher Sprache abgefaßten und hier in der Anlage ebenfalls wiedergegebenen *Notes and Addenda* bei.
[2] Vgl. hierzu Paulis Bemerkungen in den Briefen [2823 und 2832].
[3] Obwohl Pauli bereits am folgenden Tag nach Genua abreisen mußte, schrieb er am 17. Januar Heisenberg nochmals einen Brief.
[4] Das folgende 18 Seiten umfassende handschriftliche Manuskript von Pauli wurde in Heisenbergs Münchener Nachlaß gefunden. Die Numerierung der einzelnen Blätter ist in eckigen Klammern hinzugefügt. Diese Fassung entspricht weitgehend dem *ersten* Maschinenskript, das Heisenberg daraufhin in seinem Sekretariat anfertigen ließ und das wir im Folgenden mit *Heisenberg-Pauli* ***I*** bezeichnen werden. Eine Kopie dieser *Fassung* ***I*** befindet sich auch im Genfer *Pauli-Nachlaß* 1/41-53. Die Handschrift trägt am Kopf Heisenbergs Vermerk: „Statt dessen S. 1 der Beiblätter.“
[5] Vgl. z. B. Heisenberg (1957a).
* F. Gürsey, Relation of charge independence and baryon conservation to Pauli’s transformation, Preprint, Il Nuovo Cimento. [Vgl. Gürsey (1958a).]
[6] Vgl. Pauli (1957d).
[7] Die Texte in eckigen Klammern wurden von Heisenberg hinzugefügt.
[8] Hier folgt ein von Pauli durchgestrichener Text: „It is easily seen, that (1) is invariant with respect to the full group (I) and (II).“
[9] Von Pauli gestrichener Text: „Moreover there exist neutral particles (Q = 0) like for instance $\Lambda_0$, which are different from their antiparticle ($N \rightarrow -N$). It is therefore sufficient to …“
[10] Die folgenden Formeln (6)–(11) wurden von Pauli durchgestrichen und durch neue auf einem eingefügten Blatt 3a geschriebene ersetzt.
[11] Zusatz von Pauli: „Bitte hier Vorzeichen kontrollieren.“
** A. S. Wightman, *Physical Review* **101**, 860 (1956). [Vgl. Wightman (1956).]
[12] Zusatz von Heisenberg: „Siehe Beiblatt 3!“ (Diese Beiblätter sind offenbar nicht mehr erhalten!) Zusatz von Pauli: „Follows p. 6.“
[13] Hier folgt die Streichung einiger Formeln.
[14] Zusatz von Heisenberg: „Beiblatt 4.“
[15] Durch Ausradierungen z. T. unleserlich gewordener Zusatz: „Moreover new operations will be required instead of the usual volume integrals, which are not anylonger admissible with an indefinite metric.“
[16] Zusatz von Pauli: „is zero, if $Q$ is zero and otherwise.“
*** Compare Sakurai, *Physical Review* preprint. [Vgl. Sakurai (1957a).]
† W. Heisenberg, Nuclear Physics. W. Pauli and G. Källén. [Vgl. Heisenberg (1957b) und Källén und Pauli (1955h).]
[17] Zusatz von Heisenberg: „those quantities which in an indefinite metric correspond to the.“
[18] Zusatz von Heisenberg: „Beiblatt 4.“
†† W. Heisenberg and Ascoli. [Vgl. Ascoli und Heisenberg (1957).]
[19] Zusatz von Heisenberg: „Hier Fußnote von Seite II.“
[20] „$F(s)$ is real“ wurde von Heisenberg durch „$F(s)$, $G(s)$ and $G_1(s)$ are real“ ersetzt und der Rest des Satzes gestrichen.
[21] Im folgenden Text wurde diese Abkürzung stets ausgeschrieben.
[22] Heisenberg fügte an dieser Stelle zwei Fragezeichen hinzu.
[23] Zusatz von Pauli: „Note 6.“
[24] Pauli benutzte dafür die Abkürzung „N.E.A.“, die wir im Folgenden stets ausschreiben.
[25] Zusätze von Heisenberg.
[26] Zusatz von Heisenberg: „Beiblatt 8 $\rightarrow$ .“
††† In as much as we don’t give here explicit forms of the operators and consider merely the final description of a state as sums of products of $\psi$, $\bar{\psi}$ and $\Psi$, $\bar{\Psi}$ as [elements], this seems to be only a preliminary formulation. [Diese Fußnote ist im Manuskript gestrichen.]

[27] Zusatz von Heisenberg: „Beiblatt S. 8."
[28] Heisenberg ersetzte $\eta_+$ und $\eta_-$ durch $V_1$ und $V_2$ und strich „hence of a change of sign of both $Q$ and $N$" durch.
§ See *Sakurai*, Physical Review preprint.
[29] Die in eckigen Klammern eingefügten Texte sind im Manuskript durchgestrichen. Zusatz von Heisenberg: „Hier Tabelle Beiblatt 10."
[30] Zusatz von Heisenberg: „Beiblatt 9."
[31] Zusatz von Heisenberg: „and at infinity."
§§ W. Heisenberg; H. Lehmann, Zimmermann, K. Symanzik, Nuovo Cimento; V. Glaser, H. Lehmann, K. Symanzik (preprint). [Vgl. Heisenberg (1957b), Lehmann, Symanzik und Zimmermann (1957) und Glaser, Lehmann und Symanzik (1957).]
[32] Zusatz von Heisenberg: „Beiblatt 11."
[33] Zusatz von Heisenberg: „or the wave equation."
[34] Zusatz von Heisenberg auf der Rückseite: „Letztes Blatt zum Entwurf der Arbeit."
[35] Vgl. Heisenbergs Brief [2826].
[36] Zusatz von Pauli: „Gerne kannst Du da etwas hinzufügen."
[37] Pauli (1955d, S. 34).
[38] Schwinger (1951c).
[39] Jost (1957a).
[40] Pauli schrieb „E. V's".
[41] Zusatz von Pauli: „Den Schluß p. 18 kannst du natürlich verbessern. Man soll wohl auch d'Espagnat-Prentki zitieren."

## [2837] Pauli an Källén

[Zürich], 16. Januar 1958

System

$$\psi^C = C^{-1}\bar{\psi}_5 = -\psi^\dagger \gamma_4 C^{-1}$$

$$\gamma' \frac{\partial \psi}{\partial x^\nu} + m\gamma_5 \psi^C = 0 \qquad \text{ist } \textit{exakt } \gamma_5 \text{ invariant}$$

$$\frac{\partial \psi^C}{\partial x^\nu}\gamma^\nu - m\psi\gamma_5 = 0.$$

{d. h. für $\psi' = \gamma_5\psi$, $(\psi')^C = -\gamma_5\psi^C$}

Hier wird ruhig Verschiedenheit von Proton- und Neutronmasse sowie $\Lambda_0$-Teilchen etc. zugelassen.

{Man erhält diese $\psi$ aus den gewöhnlichen durch $\frac{1}{\sqrt{2}}/(\psi + \gamma_5\psi^C) \rightarrow$ dieses $\psi$. Letzteres genügt *nicht* einer gewöhnlichen Gleichung 2. Ordnung.}

Dadurch ist aber die Vereinbarkeit eines $\gamma_5$-invarianten Spinormodells mit der *exakten* Welt gezeigt.[1]

Viele Grüße Ihr W. Pauli
in Eile

[1] Vgl. hierzu Källéns Kommentar in seinem Brief [2882].

## [2838] Pauli an Heisenberg

Zollikon-Zürich, 17. Januar 1958

Lieber Heisenberg!

Ich bin sehr froh, daß Du gestern abend am Telephon sagtest, Du wollest das preprint jetzt noch nicht zum Druck schicken. Denn es kommen mir immerzu noch neue Ideen.

Den nur aus äußeren Gründen gestern nachmittag abgebrochenen Brief[1] kann ich nun fortsetzen.

$$\Psi_A C \frac{1+\Gamma_5}{2} \Psi_B = \Omega^+_{AB}; \quad \Psi_A C \frac{1-\Gamma_5}{2} \Psi_B = \Omega^-_{AB}$$

mit $\Omega^{\pm}_{AB} = 0$, außer wenn $A$ Teilchen, $B$ Antiteilchen (es ist wohl konventionell, which is which).
Entsprechend

$$\bar{\Psi}_A \frac{1-\Gamma_5}{2} C^{-1} \bar{\Psi}_A = \left(\Omega^+_{AB}\right)^*; \qquad \bar{\Psi}_B \frac{1+\Gamma_5}{2} C^{-1} \bar{\Psi}_B = \left(\Omega^-_{AB}\right)^*.$$

(Achtung: Vorzeichen!)

$C$ ist durch die Definition

$$\bar{C} = -C, \quad CC^* = 1,$$

$$C\gamma_\mu C^{-1} = -\bar{\gamma}_\mu; \; C\gamma_5 C^{-1} = +\bar{\gamma}_5$$

nur bis auf zwei Phasen

$$e^{i\alpha_+ \frac{1+\gamma_5}{2} - i\alpha_- \frac{1-\gamma_5}{2}}$$

definiert und entsprechend, aber mit $C$ verbunden, ist es bei $\Omega^+$, $\Omega^-$.

Nun zum Hilbertraum: ich glaube (siehe frühere Briefe),[2] daß man bei der antisymmetrischen Metrik nicht die Yang-Lee-Spiegelwelt einführen soll.

Dann ist mit $\varepsilon(x) = 0$ für $x > 0$, $\varepsilon(x) = +1$ für $x > 0$, $\varepsilon(x) = -1$ für $x < 0$

$$\varepsilon(Q)\varepsilon(N) \geqq 0.$$

Etwas anderes gibt es nicht in der Natur.

Und man hat

$$\bar{\psi}_A \frac{1+\Gamma_5}{2} \Psi_B = \Omega^-_{AB}[\underbrace{-\varepsilon(Q_A)\varepsilon(Q_B)}_{\substack{0 \text{ oder } +1 \\ \eta}} + i(\underbrace{-\varepsilon(N_A)\varepsilon(N_B)}_{\substack{0 \text{ oder } +1 \\ +i\eta'}})]$$

$$\bar{\psi}_A \frac{1-\Gamma_5}{2} \Psi_B = \Omega^+_{AB} = (\eta - i\eta').$$

Die Operation

$$\psi' = i\gamma_5\psi, \quad \bar{\psi}' = +\bar{\psi}i\gamma_5 \qquad \text{im } x\text{-Raum}$$

gehört zu

$$\Omega^+_{AB} \to -\Omega^+_{AB}, \quad \Omega^-_{AB} \to -\Omega^-_{AB}.$$

Dies entspricht

$$\Psi_A \rightleftarrows \bar{\Psi}_B \qquad \text{(Teilchen } \rightleftarrows \text{ Antiteilchen)}$$

und man soll exakte Invarianz der physikalischen Größen hierfür verlangen.

Es entspricht

$$\psi \to i\psi, \quad \bar{\psi} \to -i\bar{\psi}$$

$$\Omega_+ \leftarrow \Omega_+; \quad \Omega_- \to -\Omega_-$$

$$\Psi_A \to \bar{\Psi}_B i\gamma_5, \quad \bar{\Psi}_A \to \Psi_B i\gamma_5,$$

was der nur annähernden Invarianz ohne schwache Wechselwirkung entspricht.

*Zwischenbemerkung*

Ich weiß nicht, wie geschickt die Transformation $\psi \to \frac{1}{\sqrt{2}}(\psi + \gamma_5\psi^C)$ meines Briefes[3] ist. Es ist diese, welche in alter Bezeichnung $G = 0$, $H \neq 0$ bewirkt. Macht man sie rückgängig, so kommt wieder $G \neq 0$, $H = 0$, was auch schön ist.

Was meinst Du?

Bei Parität P, Charge-Konjugation C muß man in insoferne acht gehen, als die → Transformation diese Operationen ändert. Bei $G \neq 0$, $H = 0$ sind es aber die gewohnten.

Zu P und C als Antwort auf Deine Frage am Telephon: Für $G(s)$ reell bleibt $\gamma_5$ in der Form

$$\frac{1+\gamma_5}{2}\eta_+ + \frac{1-\gamma_5}{2}\eta_-$$

stehen. Das ist aber *sogar gut!* Es ist nicht nur die Multiplikation mit $\gamma_4$, sondern *auch* die Vertauschung $\eta_+ \rightleftarrows -\eta_-$ ein Teil der Paritätsoperation. Das ist dieselbe, die bei der Diskussion von $\alpha = \pi/2$ (Erhaltung von $\frac{1}{2}$ mod. 4 ohne schwache Welselwirkung) auftrat. Die „Operation P“ besteht aus der Komposition *beider* Operationen.

Ähnlich bei C (ohne P), die $\varepsilon$ passen.

Wie gesagt, da sind merkwürdige Rollenvertauschungen (mit vielen Vorzeichen) im gewöhnlichen und im Isoraum, und für $G = 0$, $H \neq 0$ ist es auch wieder anders als für $G \neq 0$, $H = 0$. Dann gibt es auch noch Rollentausche von P und C und solche Witze!

Aber immer ist es so, daß der Imaginärteil von $G(s)$ einen ganz bestimmten Teil der Invarianzoperationen unmöglich macht; und es scheint mir, gerade den *richtigen!*

Nun noch mehr Prinzipielles: Ich hatte schon gestern eine bestimmte Vermutung, dann wieder Zweifel, heute kam sie aber wieder – betreffend die

indefinite Metrik. Diese würde sie viel harmloser machen: Daß die Produkte einer geraden Anzahl von Spinoren von selbst immer physikalische Größen sind (d. h., bei der antisymmetrischen Metrik gleich sind $\Omega_{AB}$ real *gerader* Funktion der $Q$ und $N$ – wie $\eta$ und $\eta'$ – natürlich müssen es nicht $\varepsilon$'s sein). Bei der anderen Metrik würden diese geraden Produkte *nicht* aus der richtigen in die Spiegelwelt führen: umgekehrt die ungeraden Produkte *stets*.

Das würde aber heißen, daß auf die *geraden Produkte der Wahrscheinlichkeitsbegriff anwendbar ist*.

Das wäre ja alles, was man braucht. Es scheint mir auch für die Konvergenz genug. Denn die $\psi$ selbst sind Träger des *In*definiten, was für die Endlichkeit der Vertauschungs-Relationen ausreicht. Daß man aber Spinoren selbst nicht messen kann, ist ohnehin klar! *Was meinst Du?*

Es scheint mir wichtig.

Noch eine Vermutung zum Eigenwertproblem: Erinnerst Du Dich an unsere alten Diskussionen (1930) bei der Quantenelektrodynamik über die „kleine" und die „große" Eichinvarianz?[4] Letztere mit $q$-Zahlen $\lambda(x)$ in $e^{i\lambda}$.

Nun, ich glaube, das Eigenwertproblem *ist* die „*große* Eichinvarianz" für die $Q$- *und* die $N$-Gruppe.

Werde in Berkeley darüber weiter nachdenken!

Viele Grüße. Schreib', bitte, nach Gibraltar. Dein W. Pauli

[1] Vgl. den Brief [2836].
[2] Vgl. insbesondere die Briefe [2808 und 2823].
[3] Vgl. den Brief [2836].
[4] Vgl. hierzu auch das in Band **IV**/2, S. 796ff. abgedruckte Manuskript von Källén über *Die große Eichinvarianz*.

## [2839] Pauli an Heisenberg

Mailand, 18. Januar 1958

Lieber Heisenberg!

Die Leute hier sind sehr nett und sagten, sie könnten ein paper wie unseres sogar *in 14 Tagen* im Nuovo Cimento drucken (dieses wird von nun an alle 2 Wochen erscheinen, nicht nur 1mal monatlich).[1]

Habe natürlich nichts versprochen.

Im Moment bin ich müde, am Schiff hoffe ich, mich gründlich zu regenerieren. Vielleicht war der Ausdruck für $\eta$, $\eta'$ (ohne den Faktor $\Omega$) im Manuskript doch richtig (und meine späteren Korrekturen falsch). Im Moment geht mir alles ein wenig durcheinander.

Kann man einen beliebigen Zustand formal darstellen (d. h. den Hilbertraum aufspannen) durch

$$\psi^*_{\alpha_1}(x_1)\psi^*_{\alpha_2}(x_2)\ldots\psi^*_{\alpha_N}(x_N)|\Omega_{\alpha 0}\rangle$$

Was geschieht dann bei Bosons?

mit den vier Vakua $\alpha_0$ (und deren Superpositionen) und Entsprechendem für die bra's.

Die Teile $\frac{l}{2}$ und $\frac{L}{2}$ für Q und N respektive sind dann gegeben durch

$$\frac{1}{2}\Sigma_3|\Omega \text{ und } \frac{1}{2}\Gamma_5\Sigma_3|\Omega$$

respektive entsprechend für ket's.

Das kommt mir vernünftig vor.

Könntet Ihr das in Göttingen nachkontrollieren sowie auch meine Ausdrücke für $\eta$ und $\eta'$?

Die $\gamma_5$ enthaltende Form der Vakuumerwartungswerte, auch bei $G(s)$ reell, erscheint mir *überaus befriedigend*, ebenso die zusätzliche P-Operation $\eta_+ \rightleftarrows \eta_-$ (d. h. $\eta' \to -\eta'$) im Hilbertraum.

Das mit dem Wahrscheinlichkeitsbegriff kann noch komplizierter sein. Das elektromagnetische Bosonfeld (Licht) könnte wesentlich sein für Raum-Zeitmessungen.

Viele Grüße Dein W. Pauli

[1] Pauli hatte während seiner Durchreise durch Mailand vor einem kleineren Kreis über die neue Spinortheorie vorgetragen (vgl. auch den Hinweis im Brief [2873]).

## [2840] Heisenberg an Pauli

Göttingen, 19. Januar 1958

Lieber Pauli!

Leider habe ich mit unserem Manuskript noch große Schwierigkeiten, da ich aus Deinem letzten Brief[1] sehe, daß ich offenbar einiges Wesentliche noch nicht verstanden habe. Ich muß ja schließlich so weit kommen, daß auch mir Deine Formeln zwangsläufig scheinen. So weit bin ich aber noch nicht, und ich habe aus Deiner Änderung mit $\Omega$ den Eindruck, daß Du auch noch nicht ganz sicher bist.

Zunächst glaube ich Folgendes verstanden zu haben: Du willst die Entartung des Vakuums, die wir sicher brauchen, ausdrücken durch einen Spinindex, der aber dann an *allen* Zustandsvektoren (nicht nur denen des Vakuums) anzubringen ist.

Du willst ferner einige Haupttransformationen wie Lorentzgruppe und Isogruppe durch Transformationen an diesem Hilbert-Spin ausdrücken. Du läßt also als pseudounitäre Transformationen des Hilbertraumes nur solche zu, die jene Formen invariant lassen, die auch bei Lorentzgruppe und Isogruppe invariant bleiben. Aber halt, das ist schon Unsinn; Deine vier Bilinearformen sind ja gar nicht mehr invariant für die Isogruppe, auch nicht für die beiden Haupttransformationen

$$\psi \to e^{i\alpha}\psi \text{ und } \psi \to e^{i\alpha\Gamma_5}\psi.$$

Also, Du zeichnest die Lorentzgruppe vor der Isogruppe und den beiden Haupttransformationen aus und willst Invarianz zu den *vier* metrischen Grundformen der Lorentzgruppe auch für die viel allgemeineren Transformationen des Hilbertraums fordern.

Dann diskutierst Du die Einschränkung, die durch die Forderung der Unitarität entsteht. Dabei reduziert sich die Lorentzgruppe auf die dreidimensionalen Drehungen, und man erhält die neuen Invarianten

$$\psi^* \frac{1+\Gamma_5}{2}\psi \text{ und } \psi^* \frac{1-\Gamma_5}{2}\psi, \tag{1}$$

die positiv definiert sind und sich daher zur Einführung des Wahrscheinlichkeitsbegriffs eignen. Dieser Gedanke, die unitären Transformationen zunächst nur auf der Energieschale sicherzustellen, leuchtet mir sehr ein.

Jetzt aber kommen die Schwierigkeiten. Wir wollen ja Physik, und nicht Mathematik machen. Physik aber heißt a) Eigenwerte, b) Wahrscheinlichkeiten, d. h. S-Matrixelemente (sonst zunächst *nichts!*). Was braucht man dazu? Zunächst braucht man, das scheint mir wichtig, für die Eigenwerte *keine* Metrik. Denn Eigenwertgleichungen lauten in einer indefiniten Metrik immer etwa

$$\Phi_m{}^m H_n = \text{const.}\Phi_n, \tag{2}$$

d. h., es kommen nur die Komponenten von Operatoren vor, die links einen oberen Index haben (d. h. kontravariant transformieren), rechts einen unteren (d. h. kovariant transformieren). Die zugehörige Normalform ist dann $\delta_i^k$. Die Metrik würde erst gebraucht, wenn man Indizes herauf- oder herunterziehen muß. Das scheint mir aber im Eigenwertproblem *unnötig*. In der Tamm-Dancoff-Methode ist es speziell noch so einfach eingerichtet, daß man nur die Matrixelemente (von Produkten zweier Feldoperatoren) braucht, die vom Vakuum (oberer Index) zum Vakuum (unterer Index) gehen. Wenn das Vakuum entartet ist, etwa aus vier Zuständen besteht, die man durch $A = 1, 2, 3, 4$ numerieren kann, so braucht man also die Größen

$${}^A(\text{V.E.})_{A'} = \langle 0^A | \bar{\psi}_\alpha \psi_\beta | 0_{A'} \rangle. \tag{3}$$

Die Bezeichnung V.E.[2] auf der linken Seite ist dabei willkürlich und eigentlich *inkorrekt*; denn ein Erwartungswert bezieht sich per definitionem auf *einen* Zustand und muß vernünftigerweise so definiert werden:

Erwartungswert von Operator $U$ im Zustand

$$\psi = \frac{\langle \psi | U | \psi \rangle}{\langle \psi | \psi \rangle}. \tag{4}$$

Ich nehme aber bisher an, daß wir mit unserem Vakuum-Erwartungswerte in der Arbeit die vorhin genannten Matrixelemente (3) meinen. Eine direkte physikalische Bedeutung haben sie ohnehin nicht; jedenfalls hatte ich die Gleichung bisher so schreiben wollen.

Nun enthalten aber Deine Gleichungen für Vakuum-Erwartungswerte die von Dir für die Metrik gewählten Größen $\eta_{\pm}$ und $\Omega_{\pm}$. Das könnte ich dann, und *nur* dann, verstehen, wenn Du die Matrixelemente

$$\langle 0_A | \bar{\psi} \psi | 0_{A'} \rangle \tag{5}$$

gemeint hättest. Diese sind zwar auch nicht eigentlich Vakuum-Erwartungswerte, aber man kann sie statt (3) angeben, und dann kommen natürlich die $\eta$ und $\Omega$, d. h. die $g_{ik,}$ vor.

Mein Vorschlag geht aber jetzt dahin, daß wir die Gleichung für die sogenannten Vakuum-Erwartungswerte von der Metrik völlig lösen und sie im Sinne der Gleichung (3) schreiben.

Bevor ich einen Vorschlag für diese Form mache, muß ich aber noch etwas über Deine Metrik (die mir für das Eigenwertproblem unnötig scheint) anmerken. Du hattest gesagt:[3] Für Zustände mit $Q = 0$ soll auch $\eta = \varepsilon(Q) = 0$ sein, entsprechend für N. Dem widerspricht aber Deine spätere Charakterisierung des Vakuums durch die Wertepaare

| $A$ | $\eta$ | $\eta'$ |
|---|---|---|
| 1 | $+1$ | $+1$ |
| 2 | $-1$ | $-1$ |
| 3 | $+1$ | $-1$ |
| 4 | $-1$ | $+1$ |

(6)

Du meinst also offenbar: Bei Entartung genügt es, wenn die Summe von $\eta$ bzw. $\eta'$ über die miteinander entarteten Zustände verschwindet. Denn jedenfalls ist ja fürs Vakuum $N = Q = 0$.

Dann taucht aber sofort die Frage auf: Sind auch die Zustände von Neutrino und Lichtquant entartet? Wenn ja: wie hoch entartet? Ein Zustand, der aus mehreren Lichtquanten und Neutrinos besteht: ist er entartet? Habe ich hier Deine Ansicht über das „Verschwinden von $\eta$ und $\eta'$ " richtig interpretiert?

Man kann ja hoffen, daß die richtige Entartung für $h\nu$ und Neutrino aus dem Eigenwertproblem später herauskommt.

Nun mein Vorschlag für die Vakuum-Erwartungswerte oder richtiger für die Gleichung (3): Man führe etwa die beiden Matrizen ein:

$$M = \begin{array}{c|cccc} \to & 1 & 2 & 3 & 4 \\ \hline 1 & & 1 & & \\ 2 & 1 & & & \\ 3 & & & & 1 \\ 4 & & & 1 & \end{array}, \qquad N = \begin{array}{c|cccc} \to & 1 & 2 & 3 & 4 \\ \hline 1 & & & i & \\ 2 & & & & -i \\ 3 & -i & & & \\ 4 & & i & & \end{array} \tag{7}$$

Ferner

$$O_{\pm}(s) = G(s) \pm i G_1(s).$$

Dann soll gelten:

$$\langle 0^A|\psi_\alpha(x)\bar{\psi}_\beta(x')|0_{A'}\rangle = -\gamma^\nu_{\alpha\beta}\frac{\partial}{\partial x_\nu}F(s)\delta^A_{A'}$$

$$\langle 0^A|\psi_\alpha(x)\psi_\beta(x')(C\gamma_5)_{\rho\beta}|0_{A'}\rangle$$

$$= \left(\frac{1+\gamma_5}{2}\right)_{\alpha\beta}(G^A(s)M_{A'}+G_1(s)^A N)_{A'} + \left(\frac{1-\gamma_5}{2}\right)_{\alpha\beta}(G^A(s)M_{A'}-G_1(s)^A N)_{A'}. \tag{8}$$

Entsprechend hermitesch konjugiert.

Ich bin nicht ganz sicher, daß die Vorzeichen hier schon in Ordnung sind. Jedenfalls sollte bis hierher alles *ohne* Metrik gehen. Natürlich gibt es für das, was wir wollen, *sehr viele* äquivalente Darstellungen. Aber mir ist es wichtig, daß man für die Gleichung (3) *ohne* die Metrik auskommt, und ich möchte, wenn Du das billigst, sie auch so schreiben.

Nun zurück zur Physik. Außer den Eigenwerten braucht man noch Wahrscheinlichkeiten, d. h. S-Matrixelemente. *Nur* an dieser Stelle braucht man eine Metrik. Für diesen Zweck genügen die Relationen auf der Energieschale, und es scheint mir völlig ausreichend, nun etwa als Normierung zu fordern

$$\psi^*\psi = 1, \quad \psi^*\gamma_5\psi = 0\,. \tag{9}$$

Natürlich könnte man die beiden Ausdrücke auch vertauschen. Erfreulicherweise sind diese Ausdrücke auch für die Transformationen $\psi \to e^{i\alpha}\psi$ und $\psi \to e^{i\alpha\Gamma_5}\psi$ invariant, aber ich weiß nicht, ob man damit viel anfangen kann, da ja Deine vier Grundformen doch nicht invariant sind.

Gegen die allgemeine Metrik mit den Ausdrücken $\bar{\psi}_A\psi_B$ und $\bar{\psi}_A\Gamma_5\psi_B$ usw. habe ich übrigens *nichts einzuwenden*, aber ich weiß einfach noch nicht, wozu man sie eigentlich brauchen kann.

Schließlich noch eine Bemerkung zu den Transformationen mit den Quantenzahlen $l$ und $L$. Ich gebe Dir darin recht, daß die beiden Zahlen nicht notwendig gleich sein müssen; da hatte ich am Sonntag falsch geraten. Aber mir fällt jetzt auf, daß das $L$ reichlich überflüssig scheint, jedenfalls wäre man aus der Empirie schwerlich darauf gekommen.[4] Das liegt wohl daran, daß die Gruppe $e^{i\alpha\gamma_5}$ eben nur dieses eine Element hat, im Gegensatz zu $e^{i\alpha}$, das zur Isogruppe gehört.

Die zu $l$ und $L$ gehörigen Transformationen sehen natürlich kompliziert aus, wenn man etwa durch (7) eine bestimmte Darstellung festgelegt hat. Sie sind *nicht* einfach $e^{i\alpha}$ und $e^{i\alpha\Gamma_5}$ im Hilbertraum. Ganz zufrieden wäre ich aber erst, wenn wir diese Transformationen explizite anschreiben könnten, ebenso die Gleichung (3) nicht mit den willkürlichen Matrizen (7), sondern in einer mehr naturgemäßen Form.

Alles in allem: ich bin mit dem jetzigen Stand noch nicht ganz zufrieden, weil ich wahrscheinlich einiges von Deiner Mathematik noch nicht richtig verstanden habe, weil aber insbesondere der Formalismus noch nicht hinreichend durchsichtig ist. Was soll ich jetzt machen? Ich kann versuchen, das Manuskript so zu verändern und zu ergänzen, daß es meinem Verständnis der Dinge entspricht. Aber damit bist Du vielleicht nicht einverstanden. Oder ich kann

auf weitere Nachricht von Dir warten. Gib’ mir bitte von Gibraltar oder vom Schiff aus telegraphisch (oder auch anders) Nachricht, was ich tun soll.

Sonst gute Fahrt und Dir und Deiner Frau viele herzliche Grüße!

Dein W. Heisenberg

[1] Vgl. den Brief [2838].
[2] Wir haben diese Abkürzung im Text immer mit *Vakuum-Erwartungswerte* ausgeschrieben.
[3] Vgl. den Brief [2838].
[4] Dieser Behauptung hat Pauli in seinem Brief [2847] widersprochen.

## *Der Antritt der letzten USA-Reise und Paulis „New-York-talk“ vom 1. Februar 1958*

Schon am 28. Oktober 1957 hatte Pauli folgendes Urlaubsgesuch an den Schulratspräsidenten gerichtet:

### Pauli an Pallmann

Zürich, 28. Oktober 1957[1]
[Maschinenschrift]

Sehr geehrter Herr Präsident!

Hiermit möchte ich um einen Urlaub ansuchen für die Zeit vom 15. Januar bis 1. Juni 1958, um als visiting professor an die University of California in Berkeley zu gehen. Hierfür habe ich das Frühlingssemester dieser Universität gewählt, weil es z. T. mit unseren Sommerferien zusammenfällt, wodurch sich die Zeitdauer, für welche hier eine Vertretung für mich erforderlich ist, verkürzt.

Für diese möchte ich folgende Anträge stellen, die ich auf Wunsch auch gerne der Konferenz der Abteilung IX unterbreiten würde:

1. Die Schlußdiplomprüfungen in theoretischer Physik am Beginn des Sommersemesters 1958 werden von Prof. Jost abgehalten.[2] Dieser hat sich hiermit einverstanden erklärt.

2. Meine Kursvorlesung in theoretischer Physik übernimmt während meiner Abwesenheit vertretungsweise mein Assistent Dr. Ch. Enz. Dies betrifft für das Ende des Wintersemesters die Vorlesung Optik, für den Anfang des Sommersemesters die Vorlesung Thermodynamik, die ich nach meiner Rückkehr wieder selbst übernehmen würde.

3. Meine kleine Vorlesung „Theorie der schwachen Wechselwirkungen“[3] fällt während meiner Abwesenheit am Ende dieses Wintersemesters aus.

Auch möchte ich vorschlagen, daß ich im Sommersemester 1958 ausnahmsweise keine kleine Vorlesung ankündige. Es würde sich kaum lohnen, im Juni eine *neue* Vorlesung anzufangen, zumal während des Sommersemesters im Juni der Solvay-Kongreß in Brüssel über Evolution des Universums[4] und Anfang

Juli ein Kongreß über Kernphysik in Genf (CERN)[5] stattfindet, die ich beide gerne besuchen möchte. Vorträge über spezielle aktuelle Themen könnte ich in der Zeit zwischen 1. Juni und Semesterende statt dessen in unserem Seminar für theoretische Physik oder sonst separat abhalten.

Mit vorzüglicher Hochachtung W. Pauli

Dieses Gesuch wurde am 9. November bei der nächsten Schulratssitzung genehmigt, wobei allerdings die Lehrauftragsentschädigung für Enz von Paulis Besoldung abgezogen werden sollte.[6]

Nachdem Pauli an dem Wochenende vom 11.–12. Januar – noch vor Antritt seiner Amerikareise – nochmals ausführlich in seiner Wohnung mit Heisenberg an ihrer „*voreiligen* gemeinsamen Mitteilung" zur Isospingruppe der Elementarteilchentheorie gearbeitet [2833] und in der anschließenden Nacht vom 13. auf den 14. Januar ein erstes Manuskript derselben fertiggestellt hatte, reiste er am 17. Januar zusammen mit Franca über Mailand [2839] nach Genua, um dort am 19. an Bord der Motonave *Giulio Cesare* zu steigen. Das Schiff machte in Neapel und in Gibraltar noch einen Zwischenstopp [2841 und 2842], bevor es am 30. Januar in New York eintraf. Dort hatte er sich durch C. S. Wu in der New Yorker Innenstadt ein Zimmer im Hotel *Gladstone* reservieren lassen [2820]. Am 2. Februar wollte er dann mit dem Nachtzug nach Chicago weiterfahren und dort am 3. Februar Abends den Zug „City of San Francisco" zur Weiterfahrt nach Kalifornien besteigen.

In New York wollte Pauli vor einem kleineren Kreise, in dem er auch Yang, Lee, Gürsey, Dyson, Lehmann, Oppenheimer und andere anzutreffen hoffte, über die dort schon mit großer Spannung erwarteten Ergebnisse der neuen mit Heisenberg formulierten Elementarteilchentheorie vortragen.

C. S. Wu bereitete daraufhin die Einladungen vor und verschickte diese an ausgewählte Gäste, wie z. B. Oppenheimer:

### Wu an Oppenheimer

New York, 21. Januar 1958[7]

Dear Prof. Oppenheimer!

Enclosed please find a few copies of the announcement for Pauli's meeting. I am including a few extra copies for your use.

Prof. and Mrs. Pauli will stay at the Gladstone, 114 East, 52nd Street, from January 30 to February 2nd.

Looking forward to see you in New York

Sincerely C. S. Wu

---

Der Vortrag selbst fand am Nachmittag des 1. Februar – trotz des von Pauli gewünschten engeren Kreises – in einem überfüllten Hörsaal des *Physics Departments* der *Columbia University* statt. Pauli selbst hatte dazu einige Aufzeichnungen angefertigt, die wir hier wiedergeben.

*New-York-talk*[8]

Question of consistency not settled. – Possibility, what cut-off with destruction of relativistic invariance necessary. Renormalization and [invariant renormalisability][9] illusory.

1. Lee-model, pair theory

Formulas. Remarks on non-linear spinor fields. Heisenberg

2. The Landau-inequality for quantum-electrodynamics.[10] Difference from previous models, *two* fields

Loopholes in the proofs

Taylor, Bogoljubov.[11]

3. More general attack on problem on relativistic lines

Assume: Hilbert-space. Field operators

(Unitarity)

Inhomogeneous Lorentz group

Commutability in space-like pairs of points

3a. Possibility of restriction to *S*-Matrix

Difficulty to define „causality condition“

Joke on volume 1 and 2

Not suited as starting point

If postulates are weakened in field concept, they would be not fulfilled in *S*-Matrix either

4. The General Relativity view. Landau-Klein[12]

His difficulties – mesons

Über die Organisation und den Verlauf dieser schon häufig in der historischen Literatur[13] beschriebenen Veranstaltung berichtet C. N. Yang folgendes:[14]

The next interaction with Pauli that I remember was the rather sad experience in early 1958. He had asked C. S. Wu to organize a small group to hear from him about his work with Heisenberg. After his arrival in New York city Wu first arranged a lunch at Columbia's faculty club on 116-th street. Present at the lunch were, I remember, Oppenheimer, Serber, Kroll, Wu, Lee, Gürsey, me, and maybe Pais and a few others. We were all polite, but Pauli was evidently discouraged. – That afternoon Pauli gave a talk to an audience that grew to be several hundred. It was obvious that his heart was no longer with their work. After the talk, Lee drove him, Wu, and me to the Shuen-Lee restaurant downtown for dinner with a small group. Pauli sat next to Lee, Wu and I were in the back seat. We were all quiet. And Pauli oscillated back and forth in his seat and murmured some thing which I thought was ‚As I talked more and more, I believed in it less and less.‘ I was greatly saddened.

Yangs Beschreibung über den Verlauf des Vortrages und Paulis Empfindungen befinden sich in vollständiger Übereinstimmung mit Paulis eigenem Urteil, das er noch am gleichen Tage an Heisenberg weiterleitete [2849]:

Bohr war anwesend (ich sah ihn nur kurz), und er hatte Bedenken, daß unsere Grundannahmen (wie indefinite Metrik) zu *wenig* radikale Änderungen sind, um wirklich genügend viele neue Elemente für die Lösung aller Probleme enthalten zu können.[15]

Die meisten (wie auch Yang und Lee) waren abwartend, weil die Sache noch zu vage ist. Am skeptischsten waren Deine Schüler Lehmann, Zimmermann sowie Dyson. … Während meines eigenen informalen Vortrages wurde ich sehr skeptisch, vielleicht glaubte ich am Ende desselben überhaupt nichts mehr. Aber meine Stimmungen sind stark schwankend, und viel wird auch von Deinen nächsten Briefen abhängen.

Doch Paulis definitive Abkehr von dem Heisenbergschen Programm einer Spinortheorie der Elementarteilchen sollte erst Anfang März – nach einer vorangehenden Aussprache in Stanford mit Feynman und Gell-Mann[16] – während seines Aufenthaltes in Berkeley erfolgen [2959].

[1] Auch abgedruckt in Enz, Glaus und Oberkofler [1997, S. 301f.]).
[2] Res Jost hatte sich vom Oktober bis zum Dezember 1957 nach Princeton beurlauben lassen und konnte seit Januar wieder die Vorlesungen an der ETH übernehmen (vgl. den Kommentar zum Brief [2620]).
[3] Vgl. Pauli (1957/58).
[4] Vgl. den Kommentar zum Brief [3011].
[5] Vgl. den Kommentar zum Brief [3024].
[6] Vgl. Enz, Glaus und Oberkofler [1997, S. 306f.]).
[7] Oppenheimer-Nachlaß, *Library of Congress*, Washington D. C.
[8] Manuskript aus dem *Pauli-Nachlaß* 1/541.
[9] Unleserliche Textstelle.
[10] Vgl. die in Band **IV**/3, S. 217ff., 251f. näher erläuterte „Conjecture (both of Landau and me)“ über eine Konvergenzbedingung in der Quantenelektrodynamik.
[11] Im Brief [2706] bemerkte Pauli, er habe „gehört, daß sowohl Taylor in Princeton als auch Bogoljubov die Dispersionsrelationen bei Nukleon-Nukleon-Streuung für beliebig kleine Mesonmassen bewiesen haben (was Jost für unmöglich gehalten hat).“
[12] Vgl. hierzu Landau (1955) und Klein (1955a, b).
[13] Z. B. durch J. Bernstein und A. Pais (siehe unten).
[14] In einem Brief vom 27. August 2002 an den Herausgeber.
[15] Freeman Dyson erklärt hierzu in einem Schreiben an den Herausgeber vom 20. Dezember 2001: „I was present at the Pauli lecture at Columbia in 1958, but unfortunately I cannot find any reference to it in my letters. I have only my unreliable memory of the event, which agrees with the description written by Pais. The only addition I would make to Pais's account is the following. I remember at the end of the lecture, Pauli and Bohr chasing each other around the long table at the front of the audience. Each time when Bohr appeared at the front of the table he said ‚It is not crazy enough', and each time when Pauli appeared he said ‚It is crazy enough'. After this had been repeated several times, the audience burst into applause. – The letter from Pauli to Heisenberg is highly illuminating, and explains why Pais wrote: ‚This was not the Pauli I had known for so many years'. As Pauli writes, he felt the ground shifting under his feet while he was talking.“ Vgl. auch Paulis Kommentar in seinem Schreiben [3111] an Wu.
[16] Siehe den Kommentar zum Brief [2956].

## [2841] Pauli an Enz

Gibraltar, 20. Januar [1958]
Motonave *Giulio Cesare*[1]
[Postkarte]

Lieber Herr Enz!

Ich erhielt eben hier in Neapel einen Brief von Bargmann mit allen Strahldarstellungen von $U$.[2] Sie enthalten eine neue Quantenzahl, die unser $C_B$ ist („nicht-elektrische Welt“).

Der „preliminary report“, den Göttingen nun verschickt, soll *so* noch nicht gedruckt werden. Sicher enthält er viele Fehler im Detail.

Viele Grüße an alle Ihr W. Pauli

[1] Die Karte trägt einen Poststempel von Gibraltar vom 23. Januar 1958.
[2] Vgl. den Brief [2835] und die Anlage.

## [2842] Pauli an Heisenberg

Motonave *Giulio Cesare*, 21. Januar 1958

Lieber Heisenberg!

Morgen abend Gibraltar, da wird wohl etwas von Dir kommen. Ich glaube jetzt aber, meine Formeln für $\bar{\Psi}\frac{1\pm\gamma_5}{2}\Psi$ im Manuskript waren schon richtig, aber diese Formen sind es gar nicht, welche in die Vakuumerwartungswerte eingehen. Dort dürfte eher $\Omega\Sigma_3$ und $\Omega'\Sigma_3\Gamma_5$ zu stehen kommen. Das $\Sigma_3$ in $Q$ paßt gut zu $\tau_3$ und $\Sigma_3\Gamma_5$ in $N$ zu $\tau_B$.

Was mir wirklich Sorge macht, ist das Eigenwertproblem. Die Graphs sind ganz schrecklich und lassen das Wesentliche an der logarithmischen Singularität gar nicht erkennen. Hoffentlich hat da einer von uns noch eine gute Idee.

Inzwischen ruhe ich mich aus.

Viele Grüße Dein W. Pauli

## [2843] Pauli an Jensen

Motonave *Giulio Cesare*, 22. Januar [1958]
[Postkarte][1]

Lieber Herr Jensen!

Dank für Nachricht aus USA. Bin selbst auf dem Weg nach Berkeley. „Wotan" wollte nicht ein zweites Auge riskieren.[2] Realteil erschien rasch.[3]

Nun Zusammenarbeit mit Heisenberg sehr intensiv; wir hoffen, es wird noch mehr herauskommen.

Ein schöner „Indian Summer" für uns!

Herzliche Grüße! Ihr W. Pauli

[1] Auf der Postkarte ist der Dampfer *Giulio Cesare* der Schiffahrtsgesellschaft *Italia* abgebildet.
[2] Vgl. hierzu die Bemerkungen zum Brief [2744].
[3] Pauli bezog sich auf den soeben erschienenen Band **V**, Teil 1 des Springerschen Handbuches, in dem sein und Källéns Artikel enthalten waren.

## [2844] Gürsey an Pauli

Upton, 22. Januar 1958

Dear Prof. Pauli!

A few days ago Dr. Yuan[1] told me that you had been interested in my Nuovo Cimento note about your canonical transformations.[2] I felt greatly honoured to learn that I was of any help to you in your recent contributions to the theory

of particles. Dr. Yuan also said that you were wondering whether I realize the meaning of what I am doing. Therefore I feel encouraged to write a few words about the purpose of my work and how I came to think along these lines.

Before coming to Brookhaven I had been trying to understand Heisenberg's unitary theory.[3] Prompted by his remarks about the need to introduce isotopic spin and other quantum numbers in a more realistic theory of matter, I started looking for an equation of Heisenberg's type but with new invariance properties besides Lorentz invariance. I published two papers on the subject: Nuovo Cimento **3**, 988 (1956) and **5**, 154 (1957).[4] In the first I proposed the possible equations and Lagrangians:

$$i\gamma_\mu \partial_\mu \psi = \lambda(\bar{\psi}\psi)^{1/3}\psi$$

with Lagrangian

$$L = i\bar{\psi}\gamma_\mu \partial_\mu \psi + \lambda'(\bar{\psi}\psi)^{4/3} \tag{1}$$

$$L = \bar{\psi} i\gamma_\mu \partial_\mu \psi + \lambda'[(\bar{\psi}\psi)^2 + (\bar{\psi} i\gamma_5 \psi)^2]^{2/3} \tag{2}$$

both of which are conformal invariant. The Lagrangian (2) has an additional invariance property under $\psi \to e^{i\gamma_5\alpha}\psi$ (in my old notations $\gamma_5$ meant $i\gamma_5$). That is how I was led to consider your transformations I in 1955.[5]

In these equations $\lambda$ (or $\lambda'$) are dimensionless, so that, unlike Heisenberg's case the self interaction of the field is of the type suggested by Schwinger who only uses dimensionless interaction constants.[6] Such theories have a chance of being renormalizable and I heard that Lehmann was experimenting with just such interactions in his attempts to find a renormalizable non linear spinor equation.

In my second paper I felt that a theory of matter should, in the $c$-number approximation, determine the metric of space-time and therefore the above equations might be thought of as describing the geometrical structure of the physical universe. My idea was based on the observation (published separately in a Turkish journal)[7] that the four 4-vectors

$$\begin{aligned} U_\mu^{(0)} &= \bar{\psi}\gamma_\mu\psi \\ U_\mu^{(3)} &= \bar{\psi}\gamma_5\gamma_\mu\psi \\ U_\mu^{(1)} &= \mathrm{Re}\{\bar{\psi}\gamma_\mu\psi^C\} \\ U_\mu^{(2)} &= \mathrm{Im}\{\bar{\psi}\gamma_\mu\psi^C\} \end{aligned} \tag{3}$$

the first of which is time like and the other 3 space like, form an orthogonal set of vectors (with same length) at each point of space-time. This set can be used as a local coordinate system. Such a system is determined by 7 real functions as we get the same set if $\psi \to e^{i\gamma_5\alpha}\psi$ (Pauli's transformation I). So that knowing the vectors $U^{(k)}$ we can determine $\psi$ up to a factor $e^{i\gamma_5\alpha}$. Therefore, giving a local orthogonal coordinate system is equivalent to giving a spinor field $\psi(\boldsymbol{x}, t)$.

Then I was able to show that the equations obtained from Lagrangian (2), not (1), define the structure of a special affine space-time, the metric being

$$ds^2 = f^2(c^2dt^2 - dr^2)$$

where

$$f^2 = [(\bar{\psi}\psi)^2 + (\bar{\psi}\gamma_5\psi)^2]^{2/3}.$$

This $f$ satisfies $\Box f = Rf^3$ where $R$ is the contracted curvature tensor.

Now a word about the relation of your canonical transformations II to the transformations of the above tetrad. In a Lorentz transformation

$$U_\mu^{(k)} \to a_\mu^\nu U_\nu^{(k)}$$

only the covariant indices $\mu$ are affected. The index $(k)$ is simply a label for the different vectors. Therefore a transformation like

$$U_\mu^{(k)} \to U_\mu^{(\lambda)} \omega_{(\lambda)}^{(k)}$$

is Lorentz invariant and affects only the bracketted indices. In the special case where $\omega$ is the 3-dimensional rotation matrix, the time-like vector $U_\mu^{(0)}$ is not changed, only $U_\mu^{(1)}$, $U_\mu^{(2)}$ and $U_\mu^{(3)}$ are transformed into each other. In other words you are just applying a rotation in the rest frame of the system. Now the Lorentz transformation induces on $\psi$ the transformation $\psi \to L\psi$ where $\psi$ is the familiar Lorentz matrix whereas the transformation induced by (4) is

$$\psi \to a\psi + b\gamma_5\psi^C, \quad \text{with } (a)^2 + (b)^2 = 1 \tag{4'}$$

which is just Pauli's transformation II. As the set is also invariant under the transformation I we obtain a geometrical picture of these Lorentz invariant gauge transformations by just constructing the vectors $U$ in (3). As a special case if $b = 0$ we have interpretation of the gauge transformation as a rest frame rotation round the third axis which leaves the vectors $U_\mu^{(0)}$ and $U_\mu^{(3)}$ invariant. The postulate of gauge invariance means that the directions $U_\mu^{(1)}$ and $U_\mu^{(2)}$ are not directly measurable. Yang also pointed out to me that rotations round $U^{(1)}$ and $U^{(2)}$ have no meaning in quantum theory as they would imply a mixing of positive and negative energy states (which occurs in Zitterbewegung) corresponding to different eigenvalues of the charge operator.

After that, following Heisenberg's remark (in his review article)[8] that isotopic spin might be better understood by means of charge conjugation I tried to relate your transformations (which include both charge conjugation and rotational structure) to isotopic spin which exhibited the same character, and that was the subject of my Nuovo Cimento note.

Since then I have been trying to extend your gauge transformations as to include the strangeness, or rather the isospinor number gauge transformation discovered by d'Espagnat and Prentki.[9]

I am also trying to see if isotopic spin reflections could be introduced in a natural manner since there must be a deep connection between strangeness conservation and separate conservation of $C$ and $P$. To this end I have found convenient to use the algebra of the $4 \times 4$ matrices ($\gamma$ algebra) as I found that $2 \times 2$ matrices were sufficient to account for your transformations but could not contain an enlargement of your unitary group. Here is a sketch of what I have found so far:

To represent isotopic multiplets of spinor fields I use $4 \times 4$ matrices $\Psi_{\mu\nu}$ where $\mu$ refers to the spin coordinates (classified according to the eigenvalues of $\gamma_5$ and $\sigma_3$ in a representation in which both these matrices are diagonal: $\gamma_5 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$, $\boldsymbol{\sigma}_3 = \begin{pmatrix} \sigma_3 & 0 \\ 0 & \sigma_3 \end{pmatrix}$ and the index $\nu$ refers to charge states $e^+$, $0^{(+)}$, $0^{(-)}$, $e^-$ where $0^{(+)}$ and $0^{(-)}$ correspond to zero charge particles with different transformation properties. For instance the $(N, \Xi)$ system is represented by $\Psi = (p, n, \Xi^0, \Xi^-)$ where each letter stands for a column 4-spinor. The $(\Lambda, \boldsymbol{\Sigma})$ system is represented by

$$\Phi = \left( \Sigma^+, \frac{\Sigma^0 - i\Lambda^0}{\sqrt{2}}, \frac{\Sigma^0 + i\Lambda^0}{\sqrt{2}}, \Sigma^- \right).$$

The charge gauge transformation for both fields is

$$\Psi \to \Psi e^{i\frac{\gamma_5+\sigma_3}{2}q}, \quad \Phi \to \Phi e^{i\frac{\gamma_5+\sigma_3}{2}q}.$$

Now $\sigma_3$ belongs to the triad $\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3$ and $\gamma_5$ to the triad $\zeta_1 = \gamma_0$, $\zeta_2 = i\gamma_0\gamma_5$, $\zeta_3 = \gamma_5$. $\boldsymbol{\sigma}$ and $\boldsymbol{\xi}$ commute. Also $\sigma_1\sigma_2 = i\sigma_3$, $\zeta_1\zeta_2 = i\zeta_3$, etc.

For a doublet-doublet field the isospin rotation is

$$\Psi \to \Psi e^{\frac{i}{2}\sigma\cdot t}$$

and for the isoscalar-triplet field it is

$$\Phi \to \Phi e^{\frac{i}{2}(\sigma+\xi)\cdot t}.$$

The $\boldsymbol{\Pi}$ meson is represented by the matrix

$$\Pi = i\boldsymbol{\Pi}\cdot\boldsymbol{\sigma}$$

while the $K$ meson with components

$$K^0 = \frac{K_1^0 + iK_2^0}{\sqrt{2}}, \quad K^+ = \frac{K_1 + iK_2}{\sqrt{2}}$$

is represented by

$$K = K_1^0 + i\boldsymbol{K}\cdot\boldsymbol{\xi}$$

where

$$\boldsymbol{K} = (K_1, K_2, K_3 = K_2^0).$$

Under charge gauge transformation we have

$$\Pi \to e^{-i\frac{\gamma_5+\sigma_3}{2}q}\Pi e^{i\frac{\gamma_5+\sigma_3}{2}q} = e^{-i\frac{\sigma_3}{2}q}\Pi e^{i\frac{\sigma_3}{2}q}$$

$$K \to e^{-i\frac{\gamma_5+\sigma_3}{2}q}K e^{i\frac{\gamma_5+\sigma_3}{2}q} = e^{-i\frac{\gamma_5}{2}q}K e^{i\frac{\gamma_5}{2}q}\,.$$

Under isospin rotations we have

$$\Pi \to e^{-\frac{i}{2}\boldsymbol{\sigma}\cdot\boldsymbol{t}}\Pi e^{i\boldsymbol{\sigma}\cdot\boldsymbol{t}}$$

$$K \to e^{-i\frac{i}{2}\boldsymbol{\xi}\cdot\boldsymbol{t}}K.$$

Now the equation of motion for the doublet-doublet field may be written as

$$i\gamma_\mu\partial_\mu\Psi = m\Psi + \gamma_5\Psi\Pi(g_1 + \gamma_5 g_2) + \Phi(f_1 + f_2\boldsymbol{\sigma}\cdot\boldsymbol{\xi})K.$$

This admits the transformation

$$\Psi \to \Psi e^{i\gamma_5 u}, \quad K \to K e^{i\gamma_5 u}, \quad \Phi \to \Phi, \quad \Pi \to \Pi$$

which is d'Espagnat's isofermion number transformation.

Now a remark about charge conjugation. Take the nucleon wave function

$$N = (p, n, 0, 0) = \Psi\frac{1+\gamma_5}{2}.$$

If we define $\Psi^C = \gamma_2\Psi^*$, then $N^C = (p^C, n^C, 0, 0)$ and $p^C$ is a solution corresponding to positive charge and negative energy. To put $p^C$ in the correct column for charge $-e$, that is the correct charge state of the antiparticle, we can use a device which parallels the one used in quantized field theory and define the charge conjugate as

$$\Psi^{C'} = \gamma_2\Psi^*\gamma_2^{-1}.$$

Then

$$(p, n, 0, 0) \to (0, 0, -n^C, p^C) = N^{C'}$$

and $N^{C'}$ belongs to the right eigenvalue of the charge operator $(\,)\frac{\gamma_5+\sigma_3}{2}$. But this is just essentially the product of ordinary charge conjugation $C$ with an isotopic spin rotation of 180° round the second axis in isospace. So that if we conserve $C'$ we also conserve isotopic parity. This seems to give a clue to the relation between invariance under isotopic spin reflection (conservation of strangeness) and conservation of particle-antiparticle conjugation.

But such considerations are very tentative and they may not make sense to you. In that case I will rely on your indulgence and will be very grateful to have the opportunity to speak to you in New York and be put on the right track

again if I am deviating too far from it. I am also sending you the abstract of the application of your gauge transformations to weak interactions where it seems to give a justification of the $A\,V$ interaction.[10] This is an extension of Yang and Mills' method.

Sincerely yours

Feza Gürsey
„The Brookhaven Turk"

## Anhang zum Brief [2844]

### Aufzeichnungen von Gürsey[11]

Take the fundamental field as a $4 \times 4$ matrix $\Psi$. Assume a Lagrangian invariant against the transformation

$$\Psi \to e^{if} L \Psi \Omega \tag{1}$$

where $L$ is the Lorentz matrix:

$$L = e^{(\lambda\gamma_5 + i\mu)\cdot\boldsymbol{\sigma}}$$

and $\Omega$ is isomorphic with the $2 \times 2$ unitary group

$$\Omega = e^{i\gamma_5 u} e^{i\boldsymbol{\sigma}\cdot\boldsymbol{t}}. \tag{2}$$

Such invariant Lagrangians can easily be constructed.
We define

$$\bar{\Psi} = \Psi^{\dagger}\gamma_0 .$$

$\bar{\Psi}$ transforms under (1) as

$$\bar{\Psi} \to e^{-if}\Omega^{-1}\bar{\Psi}L^{-1} .$$

Again define

$$\Psi^k = \Psi^C \gamma_2^{-1} = \gamma_2 \Psi^* \gamma_2^{-1} = C\Psi^* C^{-1}.$$

We have

$$\Psi^k \to e^{-if} L \Psi^* \Omega,$$

and also

$$C\Psi^T C^{-1}\gamma_0 = \bar{\Psi}^k \to e^{if}\Omega^{-1}\bar{\Psi}^k L^{-1}.$$

Hence the Lorentz invariant

$$\mathrm{Tr}\left\{a_1\Psi\frac{1+\gamma_5}{2}\bar{\Psi} + a_2\Psi\frac{1-\gamma_5}{2}\bar{\Psi} + b_1\Psi^k\frac{1+\gamma_5}{2}\bar{\Psi}^k + b_2\Psi^k\frac{1-\gamma_5}{2}\bar{\Psi}^k\right\}$$

is also invariant under the 5 parameter group $(f, u, \boldsymbol{t})$ and so is its square.

In the following $f$ will be interpreted as the fermion number, $u$ as the isofermion number and $\boldsymbol{t}$ as the isotopic spin parameter.

Now consider the destruction operator $\Psi$

$$\Psi|\Phi_0\rangle.$$

This means

$$\Psi_{iA}|\Phi_0\rangle,$$

where the first index refers to the space components and the second to the internal degrees of freedom connected with electric and baryonic charges and isotopic spin. This means one fermion has been destroyed in any of its 16 states.

Now we can classify the columns of $\Psi$ according to the baryon number $N$ and the charge $Q$.

| | 1st column | 2nd column | 3rd column | 4th column |
|---|---|---|---|---|
| $\Psi\|\Phi_0\rangle$ | $Q = N = +1$ positive baryon | $Q = 0, N = 1$ neutral baryon | $N = 0, Q = 0$ neutral lepton | $N = 0, Q = -1$ negative lepton |

We also have the antiparticle state.

With the above interpretation of the second index in $\Psi_{iA}$ we can find explicit operators for $N$ and $Q$:

| | |
|---|---|
| baryon gauge transformation | $\Psi \to \Psi e^{i\frac{1+\gamma_5}{2}N}$ |
| lepton gauge transformation (we take $\gamma_5$ diagonal) | $\Psi \to \Psi e^{i\frac{1-\gamma_5}{2}L}$ |
| charge gauge transformation | $\Psi \to \Psi e^{i\frac{\gamma_5+\sigma_3}{2}Q}$. |

The projection operators for the baryon and charged states are

$$(\ldots)\frac{1+\gamma_5}{2} \text{ and } (\ldots)\frac{\gamma_5+\sigma_3}{2} \qquad L = \frac{-u+f}{2}.$$

Hence, comparing with (1) and (2) we get

$$Q = \frac{u + t_3}{2}$$

$$N = \frac{u+f}{2}.$$

Boson states are created by the double application of the operator $\Psi$:

$$\Psi\frac{1+\gamma_5}{2}\bar{\Psi} \to L\Psi\frac{1+\gamma_5}{2}\Psi^{-1}L^{-1}$$

also

$$\Psi \frac{1-\gamma_5}{2}\bar{\Psi} \to L\Psi \frac{1-\gamma_5}{2}\bar{\Psi}L^{-1} \quad \text{Fermion number 0 neutral}$$

and

$$\Psi \frac{1\pm\gamma_5}{2}\bar{\Psi}^k \to e^{2if} L\Psi \frac{1\pm\gamma_5}{2}\bar{\Psi}^k L^{-1}.$$

This latter can also be written

$$\Psi \frac{1\pm\gamma_5}{2} C\Psi^T C^{-1}\gamma_0$$

($T$: transposed, no complex conjugation)

Such matrices can be decomposed into $2\times 2$ submatrices

$$\begin{pmatrix} T & V \\ V' & T' \end{pmatrix} \to L(\ )L^{-1} \text{ under Lorentz transformation.}$$

$V$ and $V'$ are of the form

$$V = a_0 + \boldsymbol{\sigma}\cdot\boldsymbol{a} + ib_0 + i\boldsymbol{\sigma}\cdot\boldsymbol{b},$$

where $a_\mu$ and $b_\mu$ are respectively vector and pseudovector.

$T$ and $T'$ can likewise be decomposed into scalar, pseudoscalar and tensor components.

To isolate $V$ and $V'$ for instance, we form

$$\Psi \frac{1+\gamma_5}{2}\bar{\Psi} - \gamma_5\Psi \frac{1+\gamma_5}{2}\bar{\Psi}\gamma_5 = \begin{pmatrix} 0 & V \\ V' & 0 \end{pmatrix},$$

the same with the other 3 matrices.

We have also the Lorentz invariant boson operators:

$$\bar{\Psi} \frac{1\pm\gamma_5}{2}\Psi \to \Omega^{-1}\bar{\Psi} \frac{1\pm\gamma_5}{2}\Psi\Omega$$

(isovectors and scalars fermion number = 0)

$$\bar{\Psi}_k \frac{1\pm\gamma_5}{2}\Psi \to e^{2if}\Omega^{-1}\bar{\Psi}^k \frac{1\pm\gamma_5}{2}\Psi\Omega.$$

(fermion number = 2)

The same thing can be done with trilinear operators like $\Psi\bar{\Psi}\Psi$ (at the same or different space-time points).

In this way one can construct $4\times 4$ matrices corresponding to a given fermion, isofermion or isotopic spin number.

Commutation relations will probably be written as $4\times 4$ matrix relations like

$$\Psi(x)\frac{1\pm\gamma_5}{2}\bar{\Psi}(x') - \Psi(x')\frac{1\pm\gamma_5}{2}\bar{\Psi}(x) = \gamma_\mu\partial_\mu F$$

$$\Psi(x)\frac{1\pm\gamma_5}{2}C\Psi^T(x')C^{-1}-\Psi(x')\frac{1\pm\gamma_5}{2}\bar{\Psi}(x')=G(s)V_1+G_1(s)V_2$$
$$s^2=(x'-x)^2,$$

where $V_1$ and $V_2$ are matrices, but I have not found the right form yet. They have the same structure as Equations 22–24.[12]

[1] Der mit Chien-Shiung Wu verheiratete Hochenergiephysiker Luke C. L. Yuan arbeitete damals ebenfalls am *Brookhaven National Laboratory* in Upton, New York.
[2] Vgl. die im November 1957 eingereichte Untersuchung von Gürsey (1958a), in der er die von Pauli eingeführte Transformation der Neutrinogleichung ausgestaltete.
[3] Vgl. Heisenberg (1953e, f, 1954a) und Heisenberg, Kortel und Mitter (1955).
[4] Gürsey (1956a, 1957a).
[5] Vgl. Pauli (1955d).
[6] Vgl. Schwinger (1957).
[7] Gürsey (1956b).
[8] Heisenberg (1957a).
[9] Vgl. D'Espagnat und Prentki (1956a).
[10] Vgl. Gürsey (1958c).
[11] Von diesen Aufzeichnungen existieren eine Fassung in Gürseys Handschrift (*Pauli-Nachlaß* 1/237-240), die zusammen mit Gürseys Brief abgelegt war, sowie eine weitere von fremder Hand geschriebene, mit der Aufschrift *Letter from Gürsey to Pauli* (*Pauli-Nachlaß* 1/264-268).
[12] Dieser Hinweis bezieht sich auf die *erste* maschinengeschriebene *Fassung* von Heisenberg und Pauli (1958f), S. 9. – Zusatz von fremder Hand: Expectation values will be of the form

$$\begin{array}{c}\text{projection operator}\\ \uparrow\\ \langle\Phi_0|\mathrm{Tr}\,\Psi\,O_{AB}|\Phi_0\rangle.\end{array}$$

This is similar to

$${}^A\langle\Phi_0|\Psi_{\alpha,\beta}|\Phi_0\rangle_B.$$

## [2845] Pauli an Heisenberg

[Motonave *Giulio Cesare*], 23. Januar [1958][1]
[Telegramm-Entwurf]

Professor Heisenberg Göttingen, Merkelstraße 13.

Reached similar conclusions as you. Wait with manuscript until matter clarified. Letter from New York follows. Pauli

[1] Der Entwurf für den folgenden Telegrammtext wurde auf einem Briefbogen mit dem Aufdruck „Zollikon-Zürich, Bergstrasse 35“ geschrieben.

## [2846] Heisenberg an Pauli

Göttingen, 26. Januar 1958[1]

Lieber Pauli!

Meinen Brief, der Dich bei der Ankunft auf dem Schiff erreichen sollte,[2] hast Du wohl erhalten. Den jetzigen Brief findest Du, so hoffe ich, gleichzeitig mit 10 Abzügen unseres Manuskripts[3] bei Rabi vor.

In den letzten Tagen bin ich mit dem Eigenwertproblem *sehr viel* weitergekommen. Die Schwierigkeiten, die ich im letzten Brief erwähnte, haben sich alle aufgelöst, die Rechnung geht genau so einfach wie in unserer (Mitter + Kortel) früheren Arbeit.[4] Wir können sogar die ganzen früheren Tabulierungen der 4- bzw. 8-fachen Impulsraumintegrale (S. 433 und 444 der früheren Arbeit), die sonst viel Zeit erfordert hätten, ungeändert übernehmen. Ich habe die Gleichungen für die Masse der Nukleonen und der $\pi$-Mesonen schon vollständig aufgeschrieben. Bevor ich sie numerisch auswerte (was nur ein paar Stunden Arbeit ist), will ich aber noch die Kontrollrechnungen durch Mitter und Schlieder abwarten, da die Gefahr von Vorzeichenfehlern und Faktoren 2 und dergleichen leider enorm groß ist.

Immerhin hoffe ich, Dir in ein paar Tagen die Massenwerte melden zu können. Ob das $\pi$-Meson als skalar oder pseudoskalar herauskommt, ist noch nicht entschieden. Ein Meson vom Spin 1 könnte es nur als neutrales Teilchen (d. h. als Isosingulett) geben, wegen des Pauliprinzips. Die Gleichung dafür hab' ich noch nicht aufgeschrieben.

Über unsere „vorläufige Mitteilung" habe ich nun eine sehr bestimmte Meinung. Ich möchte folgende Punkte abändern: Ich will die Umformung der Gürsey-Gleichung in

$$\gamma_\nu \frac{\partial \psi}{\partial x_\nu} + m\gamma_5 \psi^C = 0 \qquad \text{usw.}$$

wieder herausstreichen und durch einen Passus ersetzen, der klarmacht, daß man aus der Gürsey-Gleichung für das Neutron-Protonpaar bereits die ersten *beiden* Terme der Vakuum-Erwartungswerte erraten kann. Diese ersten beiden Terme will ich schreiben

$$^A|\psi_\alpha(x)\psi^\dagger_\beta(x')|_{A'} = {}^A|\psi^\dagger_\beta(x)\psi_\alpha(x')|_A = -\gamma^\nu_{\alpha\beta}\frac{\partial}{\partial x_\nu}F(s) - i\gamma_5^{\alpha\beta}G(s)\,{}^AV_{A'},$$

wobei

$${}^AV_{A'} = \psi_0^A \Gamma_5 \psi_{0A'}$$

gesetzt werden kann.

Dazu allgemein

$$^A|\psi_\alpha(x)\psi_\beta(x')|_{A'} = 0.$$

Den dritten Term kann man noch nicht genau angeben. Er soll in der Größenordnung $\frac{1}{2000}$ der ersten beiden sein, soll die Isospingruppe blockieren, aber die Parität vermöge der Vakuumtransformationen noch erhalten; ebenso müssen natürlich die Transformationen $e^{i\alpha}\psi$ und $e^{i\alpha\gamma_5}\psi$ noch gehen.

Am Schluß der Arbeit will ich noch einen nicht allzulangen Passus über das Eigenwertproblem anfügen. Natürlich warte ich jetzt Deinen nächsten Brief aus New York ab, um von Dir vorgeschlagene Änderungen berücksichtigen zu können. Dann aber will ich die Mitteilung, wenn Du einverstanden bist, abschicken; und zwar bekämst Du zunächst die Ergänzungsseiten für die 10 Exemplare, die Du schon hast, und 10 weitere Exemplare; ferner die Liste derer, die die Mitteilung von hier aus erhalten.[5] Außerdem will ich die Mitteilung dann zum Druck geben. Also gib mir bitte Nachricht, ob Du einverstanden bist.

Schreib' mir noch Deine Adresse in Berkeley!

Euch weiterhin alles Gute! Dein W. Heisenberg

[1] Zusatz von Pauli: „Beantwortet 1. II."
[2] Vgl. den Brief [2840].
[3] Heisenberg und Pauli (1958f).
[4] Heisenberg, Kortel und Mitter (1955). Die weiter unten genannten Seitenzahlen beziehen sich auf diese Arbeit.
[5] In Paulis Nachlaß befindet sich eine Verteilerliste, die als Anlage zum Brief [2901] wiedergegeben ist.

## [2847] Pauli an Heisenberg

Motonave *Giulio Cesare*, 27. Januar 1958[1]

Lieber Heisenberg!

Nun habe ich gründlich über die Sache nachgedacht, lege auch noch die „erste Orientierung" bei, obwohl sie teilweise überholt ist.

Man soll alles eliminieren, was nicht unbedingt nötig ist; z. B. genügt es, die Lorentzgruppe im Hilbertraum nur ganz kurz zu erwähnen. Die $\bar{\Psi}\Psi$ und $\bar{\Psi}\Gamma_5\Psi$ ($\eta$ und $\eta'$) sollen ganz wegbleiben.

Nun glaube ich, wenn dieser Brief ankommt, kannst Du ganz gut den „preliminary report" schreiben.[2] Ich werde ihn dann ganz sorgfältig durcharbeiten, und nachher kann man etwas ans Nuovo Cimento schicken (sie versprachen ja, sehr rasch zu drucken).[3]

Ich schicke diesen Brief gleich nach Ankunft in New York ab.[4] Vielleicht schreibe ich von dort noch einmal, nachdem ich mit verschiedenen Leuten gesprochen habe.

Leider habe ich das *Eigenwertproblem* und den *Zusammenhang der $\psi_\alpha(x)$ mit den $\Psi_\alpha$ und $\Psi_\alpha^*$ des Hilbertraumes* nicht ganz verstanden. (Ich brauche hier $^*$ für konjugiert komplex, $^\dagger$ für adjungiert; Du kannst das auch vertauschen, wenn Du willst.) Das ist ein größeres handicap für mich und ich hoffe, dann aus Deinem Manuskript noch mehr darüber zu lernen.

Ich schlage nun vor

$$Q = \tau_3 + \Sigma_3; \quad N = \tau_B + \Gamma_5\Sigma_3,$$
$$\downarrow$$
Gruppe $e^{i\alpha Q}$, $e^{i\alpha N}$, mit $\tau_B$ entsprechend $e^{i\alpha\gamma_5}$

letzteres im Hilbertraum.[5]

Man kann aber wohl kompliziertere Zustände (mehrere Teilchen, Photonen) hier einschließen, doch soll man dann den Spinorindex bei den $\Psi_\alpha$ nicht so dogmatisch verwenden wie bisher.

Allgemein gehört

$$\Psi' = U\Psi, \quad \Psi^{\dagger\prime} = \Psi' U^{-1}$$

des Hilbertraumes zu

$$\psi'_\rho(x) = U\psi_\rho(x)U^{-1} = a\psi_\rho + b\gamma_5\psi^C_\rho, \text{ etc.}$$

Die Abhängigkeit des $U$ von $a$, $b$ (bzw. $\alpha$) bzw. $e^{i\alpha\gamma_5}\psi$ ist durch die Darstellungseigenschaft bestimmt, die infinitesimalen Transformationen bestimmen schon alles. $U$ ist gewöhnliche Matrix – eventuell mit mehreren Spinorindizes* – im $\Psi$-Raum, nur bei den einfachsten Zuständen hat $\Psi$ *einen* Spinorindex.

Man kann aber auch $U$ bzw. das zugehörige infinitesimale $T$ ($U = 1 + iT + \ldots$) mit

$$[T_3, \psi_\rho] = \psi_\rho \text{ etc. für } \tau_3$$

$$[T_B, \psi_\rho] = \gamma_5\psi_\rho \text{ für } \tau_B, \text{ etc.}$$

als Operator (in noch nicht bekannter Weise ausdrückbar durch die $\psi_\rho$ $\psi^*_\rho$ schreiben.

Weiter kann ich hier leider nicht, ich würde Dir raten, mit der Tamm-Dancoffmethode – und Verwendung der weiter unten noch diskutierten Vakuummatrizen einfach zu *probieren.*

*Vakuummatrices*

Ich habe *Zweifel*, ob die *Entartung des Vakuums selbst wirklich nötig ist*. Darüber müssen wir uns nun noch einigen. Es ist *nicht* so, daß ich gegen die Entartung des Vakuums etwas einzuwenden habe (nur gegen Dein Ungetüm von $M$- und $N$-Matrices). Es ist mehr so, daß ich den *positiven* Verdacht habe, die Theorie geht auch schon so, mit *einfachem* Vakuum. Es ist ja nicht der Vakuumzustand selbst, der für die Verminderung der Symmetrie (Aufhebung der Invarianz gegen Isogruppe) verantwortlich ist, sondern die *Zusätze in den Vakuummatrizen*[6] (bei einfachem Vakuum, das *eine* Diagonalmatrixelement). Die kann man auch bei einfachem Vakuum machen. Bitte prüfe genau, ob das nicht doch schon ausreicht; wenn nicht, kann man ja die $4 \times 4$ Matrizen einführen, aber ich *habe keinen genügenden a priori-Grund mehr gegen die erstere Möglichkeit*. Gerne höre ich Deine Meinung, ob Du einen guten Grund gegen sie hast.

Mit den Formeln für die Vakuummatrizen habe ich noch einiges gerechnet. Eine mir hübsch scheinende Möglichkeit ist

$$\langle\psi_\alpha(x)\bar{\psi}_\beta(x')\rangle_0 = -\gamma^\nu_{\alpha\beta}\frac{\partial}{\partial x^\nu}F(s) - \delta_{\alpha\beta}G(s)$$

$$\langle\psi_\alpha(x)\psi_\rho(x')\rangle_0(C\gamma_5)_{\rho\beta} = G_1(s),$$

{wobei man bei entartetem Vakuum zu $G(s)$ und $G_1(s)$ noch geeignete Matrizen ${}^A M_{A'}$ und ${}^A N_{A'}$ hinzufügen kann}.

*Ein Detail:*

Über das System[7]

$$\langle \psi_\alpha(x)\bar{\psi}_\beta(x')\rangle_0 = -\gamma^\nu_{\alpha\beta}\frac{\partial}{\partial x^\nu}F(s)$$

$$\langle \psi_\alpha(x)\psi_\rho(x')\rangle_0 (C\gamma_5)_{\rho\beta} = G_1(s) + \gamma_5 G(s)$$

habe ich noch herumgerechnet und fand – spezifiziert für

$$C = \begin{pmatrix} 0 & -1 & & \\ 1 & 0 & & \\ & & 0 & -1 \\ & & 1 & 0 \end{pmatrix}; \quad \gamma_5 = \begin{pmatrix} 1 & & & \\ & 1 & & \\ & & -1 & \\ & & & -1 \end{pmatrix} -$$

noch eine zusätzliche Invarianz dieses Systems gegenüber der Gruppe

$$\begin{aligned} \psi_1' &= (\psi_1 \cos\alpha + \psi_4^* \sin\alpha) \\ \psi_2' &= (\psi_2 \cos\alpha - \psi_3^* \sin\alpha) \\ \psi_3' &= (\psi_3 \cos\alpha + \psi_2^* \sin\alpha) \\ \psi_4' &= (\psi_4 \cos\alpha - \psi_1^* \sin\alpha). \end{aligned} \tag{1}$$

Diese schien mir aber zufällig und physikalisch ja nicht erwünscht.[8]

Die $\psi' = e^{i\alpha}\psi$ und $\psi' = e^{i\alpha\gamma_5}\psi$ Gruppe kann ja gut gestört sein, man braucht nur die $Q$- und $N$-Invarianz.

Leider fehlt mir die Umrechnung der $e^{i\alpha\Sigma_3}$ und $e^{i\alpha\Sigma_3\Gamma_5}$ Transformation in die $\psi_\alpha(x)$-Operatoren.[9] Das hängt mit dem Eigenwertproblem zusammen, und da weiß ich leider nicht Bescheid.

Bitte wiederhole im Manuskript *genau* Dein Argument für mod. 4 bei $l/2$.[10]

Die Formeln sehen aber so aus, als ob bei Vernachlässigung der schwachen Wechselwirkung sowohl $Q$ wie $\tau_3$ noch exakte kontinuierliche Gruppen wären![11]

{N. B. Bei Deinem System mit $G(s)$ bei $\psi_\alpha(x)\psi_\beta(x')$ ist eben (1) die kontinuierliche Gruppe, und die ausgezeichnete Richtung $\tau_3$ entspricht

$$\tau_3 = \begin{pmatrix} 0 & & & -i \\ & 0 & +i & \\ & -i & 0 & \\ +i & & & 0 \end{pmatrix}.\}$$

Bitte schreibe ausführlich in das Manuskript

a) die *Formulierung* des Eigenwertproblems mit Randbedingung am Lichtkegel,

b) die Näherungsmethode zu deren Lösung.

In der Literatur ist a) und b) so vermischt, daß ich nichts mehr verstehe.

Ob nun $\tau$- oder $R$-Funktionen macht keinen wesentlichen Unterschied. (Beim „Verein“ wird von einem Eigenwertproblem überhaupt nicht gesprochen – ganz abgesehen von dessen Wahn, immer mit Skalarfeldern zu arbeiten.)[12]

Wenn ich mich besser da einarbeite, kann ich dann vielleicht auch eine bessere Integrationsmethode finden. Ich weiß aber zu a) keine Vorschrift, die Hamiltonfunktion und Vertauschungsrelation der nicht renormierten Theorie ausreichend ersetzt. Deshalb ist es mir so schwierig, etwas über Wechselwirkungen und Kombinationsverbote zu sagen.

Betreffend die logarithmische Singularität: natürlich existiert $\psi_\alpha(x)\psi_\beta(x)$ im *selben* Punkt $x$ *nicht*! Wohl aber existiert ein Integral über $\xi$

$$\int \psi_\alpha(x)\psi_\beta(x+\xi)d^3\xi\,,^{13}$$

da der log integrierbar. Die bisherigen Formulierungen in der Literatur sind so, daß mir die Sache systematisch unverständlich gemacht wird, und anderen Lesern geht es wohl auch so. Vielleicht kann Symanzik da helfen!

Wie die Sache nun liegt, kann ich leider *nicht* weiterkommen!

*Metrik im Hilbertraum und Spiegelwelt*

Die Unabhängigkeit Deiner Matrizen ${}^A(\ldots)_{A'}$ von der Metrik des Hilbertraumes ist formal zwar richtig, aber in gewissem Sinne erschlichen. Denn zur Anwendung der Matrixmultiplikation $\psi_\alpha(x)\bar{\psi}_\beta(x')$ braucht man

$${}^A\psi_\alpha(x)_B \quad \text{und} \quad {}^B\psi^*_\beta(x')_{A'}.$$

Letzteres bleibt aber *offen* bzw. unbekannt, da das konjugiert Komplexe von ${}^A\psi_\alpha(x)_B$ nur ${}_A\psi^*_\alpha(x)^B$ liefert. Das, was von der Metrik unabhängig ist, enthält also eine wesentliche *Lücke*.

Aber das war uns wohl schon lange klar.

Nun zur Metrik. Dein Hilbertraum I war ja stets viel umfassender als eine Energieschale.

Deshalb glaube ich nun, daß jedenfalls in den zu gegebenen $Q$ und $N$ gehörigen Teilräumen eine positiv definite Metrik definierbar sein wird. (Vielleicht in noch größeren Räumen, aber das ist unnötig.)

Als nicht-definite Metrik sehe ich eigentlich nur[14]

$$\Psi^*\Gamma_5\Psi \tag{I}$$

im Hilbertraum.

Daneben gibt es

$$\Psi^*\Psi \qquad \text{definit} \tag{II}$$

und die Vektorprodukte

$${}^A\Omega_B \equiv \Psi_A C\Gamma_5\Psi_B = \underset{\downarrow}{\Psi^*_{\bar{A}}}\Psi_B \text{ mit } \Psi^*_{\bar{A}} = \Psi_A C\Gamma_5. \tag{III}$$

„transposed operator"

$\bar{A}$ scheint der Spiegelzustand zu $A$, der in der Natur nicht notwendig als solcher existiert.

$${}^A\Omega_B = -{}^B\Omega_A.$$

$$(\Psi_A^* \Psi_A) = 0.$$

und

$${}^A\Omega'_B = -{}^B\Omega'_A \equiv \Psi_A C \Psi_B. \qquad \text{(IV)}$$

Was kann man nun damit machen?

Hier scheint mir ein wesentliches Problem die *Spiegelwelt, die es in der Natur nicht gibt.*

Es handelt sich ja nicht nur um die Entartung des Neutrino (das bleibt ein Spezialfall!), sondern – wie ich *von Dir* bei jenem Abendessen im November in Zürich[15] gelernt habe – um die Entartung der gesamten Natur.

Man erhält die Spiegelwelt aus der realen Welt *durch Vorzeichenumkehr von* $N, \frac{L}{2}, \tau_B$ *bei festbleibendem* $Q, \frac{l}{2}, \tau_3$.

Z. B.

| | $\hat{e}^+$ | $\hat{\nu}'$ | $\hat{e}^-$ | $\hat{\nu}$ | ˆ = Spiegelzustand |
|---|---|---|---|---|---|
| $l/2$ | $+\frac{1}{2}$ | $+\frac{1}{2}$ | $-\frac{1}{2}$ | $-\frac{1}{2}$ | |
| $\tau_3$ | $+\frac{1}{2}$ | $-\frac{1}{2}$ | $-\frac{1}{2}$ | $+\frac{1}{2}$ | |
| $Q$ | 1 | 0 | $-1$ | 0 | |

jedoch

| | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| $L/2$ | $-\frac{1}{2}$ | $-\frac{1}{2}$ | $+\frac{1}{2}$ | $+\frac{1}{2}$ | |
| $\tau_B$ | $+\frac{1}{2}$ | $+\frac{1}{2}$ | $-\frac{1}{2}$ | $-\frac{1}{2}$ | |

gibt rechts-links Vertauschung.

Ebenso haben $Q$ und $N$ für die Nukleonen in der Spiegelwelt verschiedene Vorzeichen.

Nun muß es in der Natur so eingerichtet sein, daß Übergänge von der realen in die Spiegelwelt nicht vorkommen. (Das gehört wieder zum Eigenwertproblem.)[16]

Wie denkst Du nun über folgendes:

Das bedeutet noch nicht, daß die Spiegelzustände mathematisch nicht existieren. Ein einziger Spinor $\psi_\alpha(x)$ {*oder* $\psi^*_\alpha(x)$} könnte sogar *nur* Übergänge von der wirklichen Welt in die Spiegelwelt enthalten, und letztere könnte teilweise positive, teilweise negative Norm ihrer Zustände haben. Dann würde ein Produkt von zwei Spinoren wieder in die wirkliche Welt führen, und die teilweise negative Norm gäbe Möglichkeit von Kompensationen.

Es kann aber sehr wohl auch noch anders sein.**

Gerne möchte ich Deine Meinung darüber hören und auch darüber, wie Du Dir die indefinite Metrik im einzelnen denkst (bzw. was Ausprobieren mit der Tamm-Dancoffmethode darüber ergibt).

---

Ich glaube, es ist am besten, Du versuchst nun ein Manuskript zu schreiben – über das, was wir schon wissen –, in welchem Du möglichst zu *allen* hier aufgeworfenen *Fragen Stellung nimmst.*

Ich bin nicht sehr weit, aber daran ist mein Nichtverstehen des Eigenwertproblems schuld (wieweit Näherungen gut sind, ist ja dann erst ein *weiteres*

Problem). Die unlogische Diskussion von klassischen Lösungen und Oszillatoren am Lichtkegel in Deinen Arbeiten hat bei mir dann doch weitere Verwirrung gestiftet! Aber nun ist ja Gelegenheit, das alles zu verbessern!

Ich bin mir klar, daß mein Anteil an der Sache bis jetzt recht gering ist. Doch habe ich Hoffnung, daß ich plötzlich wieder weiterkommen werde.

Viele Grüße Dein W. Pauli

Nachtrag

*1.* $\Gamma_5$ ist für kompliziertere Zustände (wie z. B. *2* Elektronen oder *2* Neutrinos) eigentlich eine Summe aus partiellen $\Gamma_5^{(a)}$ wie $\Gamma_5 = \sum_a \Gamma_5^{(a)}$.

Die multiplikative Norm wäre dann $(-1)\Gamma_5$.

*2.* Sind $\psi_\alpha(x)$, $\bar{\psi}_\beta(x) = (\psi^\dagger(x)\gamma_4)_\beta$ $q$-Zahlen, so muß man bei der Bildung der iso-invarianten Form aufpassen. Wenn ich richtig gerechnet habe, ist für 2 Punkte $x$, $y$ die bei

$$\psi' + a\psi + b\gamma_5\psi^C \qquad (|a|^2 + |b|^2 = 1)$$

invariante Bildung

a) antisymmetrisch in $x$, $y$ mit Kommutator $[\ldots]$

$$[\bar{\psi}_\alpha(x), \psi_\beta(y)]\left(\frac{1 \pm \gamma_5}{2}\right)_{\alpha\beta} - [\bar{\psi}_\alpha(y), \psi_\beta(x)]\left(\frac{1 \pm \gamma_5}{2}\right)_{\alpha\beta}$$

oder b) symmetrisch in $x$, $y$ mit Antikommutator $\{\ldots\}$

$$\{\bar{\psi}_\alpha(x), \psi_\beta(y)\}\left(\frac{1 \pm \gamma_5}{2}\right)_{\alpha\beta} + \{\bar{\psi}_\alpha(y), \psi_\beta(x)\}\left(\frac{1 \pm \gamma_5}{2}\right)_{\alpha\beta}.$$

Die erste Bildung verschwindet für $x = y$ und ist *regulär*. Die zweite ist singulär für $x = y$, aber nach Deinen Angaben nicht stärker als logarithmisch.

Ich bin neugierig auf Deine Kommentare zum Eigenwertproblem. Es ist mir unmöglich, in solchen Begriffen wie „Lagrangefunktion“ überhaupt zu denken!

## Anlage zum Brief [2847]

Erste Orientierung über Brief (vom 23. I.)[17]

*Übereinstimmung*

*Eigenwerte unabhängig von Metrik* für Matrizen ${}^A(\quad)_{B^*}$. Man soll sagen: Vakuummatrizen[18] {*nicht:* Vakuumerwartungswerte}.

*Die $\eta$, $\eta'$ kommen gar nicht in den Vakuummatrizen vor.*

Meine Aussagen über

$$\bar{\Psi}_A\psi_B = \eta \text{ und } \bar{\Psi}_A\Gamma_5\psi_B = i\eta',$$

nämlich

$$ {}_A\eta^B = \delta_A{}^B \varepsilon(Q_A); \quad {}_A\eta' B = \delta_A{}^B \varepsilon(Q_N) $$

halte ich für richtig.[19] Ebenso die definitorische Festlegung von

$$ \psi_A C \gamma_5 \psi_B = {}_A\Omega^B = +e^{i\alpha} $$

für $A$ particle (state), $B$ antiparticle (state), $= -e^{i\alpha}$ wenn umgekehrt,

$$ \psi_A C \psi_B = {}_A\Omega'^B = e^{i\beta}_A \Omega^B, $$

$(\alpha + \beta = \alpha')$ mit Beschränkung für $\beta$.

Letzteres dient zur Begründung der Beschränkung

$$ \varepsilon(Q_A)\varepsilon(N_A) \geqq 0. $$

{Hier kommen algebraische Identitäten zwischen $\Omega$, $\Omega'$; $\eta$,$\eta'$ in Frage, die z. B. in meiner alten Arbeit in Physica 1933[20] stehen. Im Moment habe ich diese nicht bei mir.}

*Gruppen*

In der *nicht-elektrischen Näherung* gilt im Hilbertraum eine sehr weite Gruppe, die nur *Deine* Form *4.* Grades (aber mit dem *großen* $\bar{\Psi}$, $\Psi$), nämlich

$$ \left(\bar{\Psi}\frac{1-\gamma_5}{2}\Psi\right)\left(\bar{\Psi}\frac{1+\gamma_5}{2}\Psi\right) $$

invariant läßt.

In der *exakten Welt* ist die Gruppe reduziert auf

$$ \bar{\Psi}\frac{1\pm\gamma_5}{2}\Psi \qquad \text{invariant bis auf Phasenfaktor} $$

und

$$ \Psi C\frac{1\pm\gamma_5}{2}\Psi \qquad \text{invariant bis auf Phasenfaktor} $$

(in $C$), d. h., $\bar{\psi}$, $\Psi$ haben Lorentzgruppe + Phasentransformationen

$$ \Psi' = e^{i\alpha + i\beta\gamma_5}\Psi $$

$$ \bar{\psi}' = \bar{\psi} e^{-i\alpha + i\beta\gamma_5}. $$

Es wäre mir wichtig zu wissen, *was in den Unterräumen zu gegebenem Q und N passiert?*

*Erste Möglichkeit:* Dort gibt es eine positiv definite Metrik.

Das paßt aber nicht zum *Neutrino:* für dieses möchte ich die *Majorana-Realitätsbedingung der $\Psi$ haben*, d. h. bei $\Gamma_5$ diagonal

$$\Psi_3^* = \bar{\Psi}_1 = \Psi_2; \quad \Psi_4^* = \bar{\Psi}_2 = -\Psi_1$$

haben. Dann ist tatsächlich $\eta \equiv \eta' = 0$.

*Im Vakuum möchte ich eigentlich immer $\Psi = \Psi^* \equiv 0$ haben.*[†] [21] Das stört aber nicht mehr die Eigenwerte und Vakuummatrizen.

Für Leptonen und Mesonen $N = 0$ bzw. neutrale Teilchen $Q = 0$ hat man

$$\Psi_3^*\Psi_2 - \Psi_4^*\Psi_1 \qquad \text{reell, bzw. rein imaginär}$$

(‚which is which', weiß ich noch nicht).

Im Falle dieser ersten Möglichkeit sind meine Formeln für $\eta$ und $\eta'$ falsch.[††] Es ist eine dunkle Sache bei diesen Formeln, warum $\eta$ und $\eta'$ im Hilbertraum notwendig diagonal sein müssen.[22]

*Also zweite Möglichkeit:* Festlegung von $Q$ und $N$ legt nur die Phasen $\alpha\beta$ noch fest. Über $\eta$, $\eta'$ wird gar nichts ausgesagt. Im Hilbertraum bleibt die ganze Lorentzgruppe.

*Das kommt mir vernünftiger vor.* Wenn die Aussagen über $\eta$, $\eta'$ nirgends gebraucht werden, soll man sie in unserer Arbeit nicht machen. Man sagt zunächst nur $\bar{\Psi}\frac{1\pm\gamma_5}{2}\Psi$ sind *invariant* in den Unterräumen von gegebenem $Q$ und $N$.[23]

Es wird im übrigen im allgemeinen gar nicht möglich sein, diese Formen zugleich mit Energie und Impuls diagonal zu machen.

---

Erstes Hauptproblem: *Die Vakuummatrizen*

Bin völlig einverstanden mit ihrer *Lösung von der Metrik.* Natürlich gilt nach Festlegung einer Standardform die Lorentzgruppe des Zustandsraumes nicht notwendig. Aber *warum* gerade Dein Vorschlag?[24]

Ich schreibe

$$\Sigma_1 = i\Gamma_1\Gamma_2 \ldots \text{ etc.}$$

$$\Sigma_2 = \begin{array}{c|cccc} A\backslash A & 1 & 2 & 3 & 4 \\ \hline 1 & & 1 & & \\ 2 & 1 & & & \\ 3 & & & & 1 \\ 4 & & & 1 & \end{array}, \quad \Sigma_3 = \begin{array}{cccc} 1 & 2 & 3 & 4 \\ \hline 1 & & & \\ & -1 & & \\ & & 1 & \\ & & & -1 \end{array}$$

$$\Gamma_4 = \begin{array}{c|cccc} & 1 & 2 & 3 & 4 \\ \hline 1 & & & 1 & \\ 2 & & & & 1 \\ 3 & 1 & & & \\ 4 & & 1 & & \end{array}, \quad \Gamma_5 = \begin{array}{cccc} 1 & 2 & 3 & 4 \\ \hline 1 & & & \\ & 1 & & \\ & & -1 & \\ & & & -1 \end{array}.$$

Dann ist Dein

$$M = \Sigma_2, \quad N = i\Gamma_5\Gamma_4\Sigma_3 = \pm i\Gamma_3 \qquad \text{(Heisenberg)}$$

{ ... } = Antikommutator; [ ... ] = Kommutator

$$M^2 = 1; \quad N^2 = -1, \quad \{M, N\} = 0.$$
$$[M, \Gamma_4] = 0, \quad [N, \Gamma_5] = 0.$$
$$\{N, \Gamma_4\} = 0, \quad \{N, \Gamma_5\} = 0.$$

Das ist sehr verwickelt; *leider gibst Du keinerlei Gründe für Deine sehr spezielle Wahl an. Warum gibst Du keine Gründe?*

Ich kann das nicht recht glauben. Mein Resultat bzw. Vorschlag, bevor Dein Brief kam, war

$$M = \Sigma_3, \quad N = i\Gamma_5\Sigma_3 \qquad \text{(Pauli)}$$

$M$ und $N$ vertauschen. D. h., die Standardform

$$M = \begin{pmatrix} 1 & & & \\ & -1 & & \\ & & 1 & \\ & & & -1 \end{pmatrix}, \quad N = i \begin{pmatrix} 1 & & & \\ & -1 & & \\ & & -1 & \\ & & & 1 \end{pmatrix}$$

kann erreicht werden. Das scheint mir einfacher und vernünftiger.

Ich möchte Dir sehr ans Herz legen:

$$\langle 0^A | \psi_\alpha(x) \psi_\rho(x') (C\gamma_5)_{\rho\beta} | 0_{A'} \rangle$$
$$= \left(\tfrac{1+\gamma_5}{2}\right)_{\alpha\beta} (G(s)\Sigma_3 + iG_1(s)\Gamma_5\Sigma_3) + \left(\tfrac{1-\gamma_5}{2}\right)_{\alpha\beta} (G(s)\Sigma_3 - iG_1(s)\Gamma_5\Sigma_3)$$
$$= G(s)\delta_{\alpha\beta}{}^A(\Sigma_3)_{A'} + iG_1(s)\gamma^5_{\alpha\beta}{}^A(\Gamma_5\Sigma_3)_A \quad \text{diagonal in } A, A'.$$

Jetzt verschwindet übrigens $\gamma_5$ für $G_1(s) = 0$ aus dem Ausdruck.
Eigenwerte vierfach

$$\pm(G(s) \pm iG_1(s)) \text{ für } \gamma_5 = -1$$

$$\pm(G(s) \mp iG_1(s)) \text{ für } \gamma_5 = +1.$$

*Was spricht dagegen?*

Für $G_1(s) = 0$ hat man Invarianz *einzeln* mit $\gamma_4$ bei $\psi_\alpha(x)$ *oder* mit $\Gamma_4$ bei $A$. Für $G_1(s) \neq 0$ nur schwächer mit $\gamma_4$ bei $\psi_\alpha(x)$ *und* mit $\Gamma_4$ im Zustandsraum *gleichzeitig*.

So scheint es mir so sehr viel einfacher.†††

Das ist das *eine* Hauptproblem.

Das andere ist die Operation für $Q$ und $N$.

Deine Behauptung, daß man auf das $L$ „aus der Empirie schwerlich darauf gekommen“ wäre,[25] ist dadurch widerlegt, daß ich de facto *nur* aus der Empirie darauf gekommen bin. Ich brauche das $L$ nämlich für die Leptonzahl (habe eben die schwache Wechselwirkung im Kopf).

Die Transformationen für $Q$ und $N$ im Hilbertraum hängen davon ab, *wie man die Zustände für mehrere Teilchen eigentlich schreiben soll.* Du weißt doch etwas über Photonen. *Kannst Du mir etwas darüber sagen?*

Es ist ganz befriedigend zu schreiben (hier $\tau_3$, $\Sigma_3$ halb- oder ganzzahlig)

Vorzeichen unwesentlich!

$$Q = (\tau_3 \mp \Sigma_3); \quad N = \gamma_5\tau_3 - \Gamma_5\Sigma_3.$$
$$\frac{l}{2} = -\Sigma_3 \qquad \tau_B + \frac{L}{2}$$

Wie bei Produkten von $\psi^*_\alpha(x)$-Operatoren $\tau_3$ und $\Sigma_3$ eine Summe werden, ist mir ganz klar. Ich weiß aber noch nicht, wie man das für den zu $l/2$ und $L/2$ gehörenden Teil machen soll, wenn man z. B. Photonen oder kompliziertere Zustände hat.[26]

Andrerseits sind da eben Antisymmetrien im Hilbertraum, die man ausnützen soll.

Nun, bis New York habe ich noch Zeit, darüber nachzudenken.

---

23. I. 58

Ich sehe eben, beim Neutrino gibt es zwei Zustände $A$, $B$ (bei gegebenem Energie-Impuls) (Teilchen und Antiteilchen). Dann ist aber

$$_A\eta^B_+ = {}_A\Omega^B, \quad {}_A\eta^A = 0$$

also ist ($\eta_\pm = \eta_\pm i\eta'$)

$$\eta \neq 0 \text{ für } Q = N = 0.$$

[1] Zusatz von Pauli: „Adresse: The University of California, Department of Physics, Berkeley (California).“

[2] Vgl. Heisenberg und Pauli (1958f).

[3] Siehe hierzu den Brief [2839].

[4] Der Dampfer sollte am 30. Januar in New York ankommen (vgl. den Brief [2820]).

[5] Zusatz von Pauli: „Bei komplizierteren Zuständen bedeuten $\tau_3$ und $\Sigma_3$ beide eigentlich Summen über Teiloperationen.“

* Kompliziertere Teilchen oder Photonen etc. müssen mehrere Spinorindizes bei den zugehörigen $\Psi$ haben.

[6] Pauli kürzte hier (und auch an weiteren Stellen) mit „V.-M.s“ ab.

[7] Zusatz von Pauli: „Ich bin wohl darauf vorbereitet, daß beide Formulierungen wieder äquivalent sind!“

[8] Zusatz von Pauli: „Siehe jedoch unter N. B.“

[9] Zusatz von Pauli: „Die ist aber wohl *nicht* elementar!“

[10] Zusatz von Pauli: „Mündlich machtest Du hier einen *Gedankensprung* mit ‚physikalischen Größen‘!“

[11] Zusatz von Pauli: „Nicht dagegen $\tau_B$ und $l/2$ einzeln!“

[12] Pauli kritisierte nochmals diese Vorgehensweise des *Feldvereins* in seinem Schreiben [2869] vom 14. Februar.

[13] Zusatz von Pauli: „Siehe Nachtrag.“

[14] Zusatz von Pauli: „Siehe Nachtrag."
[15] Vgl. auch den Hinweis zum Brief [2825].
[16] Zusatz von Pauli: „Das wollte ich mit der $\eta$, $\eta'$ diskutieren, aber so geht es wohl nicht!"
** Die andere Möglichkeit ist, daß die Spiegelzustände auch mathematisch *nicht* existieren!
[17] Am 23. Januar hatte Pauli sein Telegramm [2845] an Heisenberg gesendet!
[18] Pauli verwendete hier und im Folgenden die Abkürzungen (V.-M.) und (V.-E.).
[19] Zusatz von Pauli: „Die Diagonalität in $A$, $B$ müßte aber eigentlich herauskommen und sollte wohl nicht gefordert werden."
[20] Wahrscheinlich meinte Pauli hiermit seine „Beiträge zur mathematischen Theorie der Diracschen Matrizen", die allerdings erst im Jahre 1935 in den *Zeeman Verhandelingen* erschienen sind.
† Die Normierung von $\Omega$ und $\Omega'$ bleibt.
[21] Zusatz von Pauli: „Das scheint mir jetzt nicht mehr möglich."
†† Siehe unten.
[22] Zusatz von Pauli: „Das müßte eigentlich herauskommen!"
[23] Zusatz von Pauli: „Unitarität auf der Energieschale."
[24] Hier ist eine längere Streichung vorgenommen, die Pauli dann durch die folgenden Formeln ersetzte.
††† Ich ziehe es immer noch vor, $O^A|\psi(x)\psi(x')|O_{A'} = 0$ zu setzen und die Zusätze [nur] bei ${}^A|\psi_\alpha(x)\bar{\psi}_\beta(x')|_{A'}$ anzubringen!
[25] Dieses behauptete Heisenberg in seinem Brief [2840].
[26] Zusatz von Pauli: „Darüber habe ich inzwischen einen Fortschritt gemacht!"

## [2848] Heisenberg an Pauli

Göttingen, 30. Januar 1958[1]

Lieber Pauli!

Da Dich ein Brief heute vielleicht noch in New York erreicht, will ich Dir einen kurzen Zwischenbericht schicken. Die Eigenwertberechnung geht erfreulich weiter. Für das Nukleon hat sich nach mehrfacher Prüfung der Wert $\kappa \approx \frac{6{,}5}{l}$ ergeben; aber Rechenfehler sind noch nicht auszuschließen. Beim $\pi$-Meson hat sich schon sicher herausgestellt, daß es nur entweder pseudoskalar oder pseudovektoriell sein kann; die Entscheidung dazwischen liegt noch bei gewissen Integralen, die zwar schon in unserer früheren Arbeit[2] stehen, aber dort Vorzeichenfehler zu enthalten scheinen. Hier muß also noch gerechnet werden.

Zur Umformulierung unserer vorläufigen Mitteilung: S. 3 und 4 sind ganz schlecht und müssen umgeschrieben werden. Das Gürseysche Gleichungspaar heißt:

| 1. entweder | 2. oder | 3. oder |
|---|---|---|
| $\gamma_\mu \frac{\partial}{\partial x_\mu}\xi = \kappa\psi$ | $\gamma_\mu \frac{\partial}{\partial x_\mu}\xi = \gamma_5\kappa\psi$ | $\gamma_\mu \frac{\partial}{\partial x_\mu}\xi = i\gamma_5\kappa\psi$ |
| $\gamma_\mu \frac{\partial}{\partial x_\mu}\psi = \kappa\xi$ | $\gamma_\mu \frac{\partial}{\partial x_\mu}\psi = -\gamma_5\kappa\xi$ | $\gamma_\mu \frac{\partial}{\partial x_\mu}\psi = +i\gamma_5\kappa\xi.$ |
| | | $\uparrow !$ |

Die Klein-Gordon-Gleichung gilt *immer*.

Alle drei Formulierungen sind äquivalent; nur ist darauf zu achten, daß bei Deiner Transformation im Falle 1 geschrieben werden muß

$$\xi' = a\xi + b\gamma_5 C^{-1}\xi^\dagger; \quad \psi' = a\psi \overset{\downarrow !}{-} b\gamma_5 C^{-1}\psi^\dagger,$$

während bei 2. und 3. in beiden Fällen das + Zeichen steht. Die Vakuum-Erwartungswerte kann man im Falle 1 einfach schreiben

$$-\langle\psi_\alpha(x)\psi^\dagger_\beta(x')\rangle = -\langle\xi_\alpha(x)\xi^\dagger_\beta(x')\rangle = \gamma_\nu\frac{\partial}{\partial x_\nu}F(s)$$

$$\langle\psi_\alpha(x)\xi^\dagger_\beta(x')\rangle = \langle\xi_\alpha(x)\psi^\dagger_\beta(x')\rangle = \delta_{\alpha\beta}G(s).$$

{Für $F(s)$ und $G(s)$ kann man hier im wesentlichen $\Delta_+(s)$ schreiben.}

Zum Operator $V_1$ auf S. 7[3] ist zu bemerken, daß man ihn also jedenfalls nach dem Fall 1 auch ohne $\gamma_5$ schreiben kann, also einfach als $\delta_{\alpha\beta}{}^A V_{A'}$. Bringt man ${}^A V_{A'}$ auf die Diagonalform, so lautet er – das ist jetzt meine feste Überzeugung:

$$\begin{vmatrix} 1 & & & \\ & -1 & & \\ & & 0 & \\ & & & 0 \end{vmatrix}.$$

Die beiden Nullen entsprechen den Leptonen, die in dieser Näherung eben noch nicht wechselwirken. Aber wir brauchen seine Form ja noch nicht in die Arbeit zu schreiben.

Du wirst bemerkt haben, daß ich noch einige kleinere Änderungen vorgenommen hatte. Z. B. habe ich den Erhaltungssatz für $I_B$ und $l_B$ (mod 4) auch nur in elektrischer Näherung gelten lassen, aber nicht streng. Ich konnte die Argumente für die strenge Gültigkeit nicht mehr einsetzen, sie schienen mir noch nicht allzu wichtig.

Die strangeness 2 beim Neutrino ist natürlich ein fraglicher Punkt. Mir schien diese Klassifikation eine zwangsläufige Folge der empirischen Situation. Sie paßt auch zu der Annahme, daß das Neutrino erst in Vakuum-Erwartungswerten höherer Produkte in Erscheinung tritt.

Aber nun genug für heute, der Brief muß in den Kasten; hoffentlich höre ich bald von Dir!

Viele Grüße Dein W. Heisenberg

[1] Zusatz von Pauli: „Beantwortet 10. 2."

[2] Vgl. Heisenberg, Kortel und Mitter (1955).

[3] Dieser Hinweis bezieht sich auf die *erste* maschinengeschriebene *Fassung* von Heisenberg und Pauli (1958f), die Heisenberg nach New York hatte schicken lassen (vgl. den Brief [2846]). Sie entspricht der (auch in Heisenbergs *Gesammelten Werken* A **III** auf S. 342 abgedruckten) S. 9 der *letzten Fassung* von Heisenberg und Pauli (1958f).

## [2849] Pauli an Heisenberg

New York, 1. Februar 1958[1]
[1. Brief]

Lieber Heisenberg!

Hier fand ich Deinen Brief vom 26. Januar[2] vor sowie auch die pre-prints.[3] Hast Du mein Telegramm vom Schiff[4] erhalten? Ich bin immer noch für warten

und *verstehe Deine Eile mit der Publikation gar nicht!* Bitte schicke nichts zum Druck ab, zu dem ich nicht vorher Gelegenheit hatte, meine Meinung zu sagen!

Hier in New York wurde ein am Schiff geschriebener Brief[5] aufgegeben mit vielen Bedenken und Fragen. Bitte *übergehe keine Frage* (sonst werde ich ärgerlich) und schreib' mir zu allem Deine Meinung (Schimpfen macht weiter nichts). Insbesondere

1. Entartung des Vakuums?
2. Spiegelzustände (Yang möchte eher, sie sollen auch mathematisch *nicht* existieren).
3. Was ist die Metrik im Hilbertraum?
4. Eigenwertproblem.

Das letztere ist das Kritische. Meine Forderungen sind: a) Die Gleichungen müssen ohne explizite Benützung des Tamm-Dancoff-Verfahrens hingeschrieben werden können (wenn auch nicht gelöst werden). b) Es muß zu sehen sein, wie sich *auch* für die in den Vakuummatrizen auftretenden Funktionen $F(s)$, $G(s)$, $G_1(s)$ *Bestimmungsgleichungen* ergeben. (Die *Lösung* der Gleichungen ist eine andere Frage.)

Sonst ist ja alles nur Gerede. Annahmen über die Art der Singularität auf dem Lichtkegel dürfen wohl gemacht werden; es muß sich dann eben herausstellen, ob sie erfüllbar ist.

Die Darstellung des Eigenwertproblems in Deinen veröffentlichten Arbeiten erfüllt diese Anforderungen *nicht*. Deshalb glaube ich, daß dort mehr Gerede als sonst etwas darüber steht. Für Dich ist es wohl psychologisch wichtig, daß die neue Arbeit eine Fortsetzung Deiner früheren Arbeiten ist. Für mich dagegen ist das sachlich viel weniger relevant. Ich will nur *irgendein* mathematisch *wohldefiniertes* Verfahren haben. An Lagrangefunktionen glaube ich eigentlich *nicht* (siehe Appendix).

Dein Brief vom 26. Januar[6] hat mich *nicht* erfreut, obwohl darin so viel von Fortschritten betreffend das Eigenwertproblem die Rede ist. Eine Klärung der mathematischen Grundlage erfolgt aber nicht, es wird nur mit den alten schlechten Methoden (sind das überhaupt Methoden?) weitergerechnet. Natürlich glaube ich nichts davon (unabhängig von dem, was herauskommt).

Mit dem Herausstreichen der Umformung der Gürsey-Gleichung bin ich einverstanden.

Deinem Passus über das Eigenwertproblem sehe ich mit großer Skepsis entgegen. (Der könnte leicht ein Stein des Anstoßes bei mir werden.) Ich fürchte leider, daß sich das nicht so leicht korrigieren lassen wird. (Sollte ich mich da täuschen und Du hast eine Darstellung des Sachverhaltes parat, die meinen Anforderungen genügt, so wird es mich sehr freuen.)

Schicke nur ja *nicht zu schnell* etwas *zum Druck* ab* (über kleinere Fehler siehe Appendix)! Das Ganze ist noch sehr vage: Was *ist* nun die Metrik im Hilbertraum? *Warum* gibt es keine Übergänge in die Spiegelwelt?[7]

Ich finde, man müßte in unserer Arbeit mehr darauf eingehen, ich kenne aber gar nicht Deine Meinung darüber! Eine ausführliche Darlegung Deiner Gründe und Ansichten wird mir vielleicht helfen!

Mit Gürsey habe ich hier viel geredet. Es existiert ein Brief von ihm an mich nach Zürich,[8] der mich dort nicht mehr erreicht hat. Er hat inzwischen (unabhängig von uns) einen Formalismus erfunden, der dem unseren des entarteten Vakuums ähnlich, vielleicht ihm sogar äquivalent ist. Die indefinite Metrik war ihm jedoch ganz neu; bisher bewegte er sich ganz in den Bahnen der traditionellen Renormierung. Er ist ein sehr angenehmer Mensch und ist in formaler Hinsicht sehr erfinderisch.

Ich werde bald noch mehr über seine Rechnungen von ihm hören.

Während meines eigenen informalen Vortrages[9] wurde ich sehr skeptisch, vielleicht glaubte ich am Ende desselben überhaupt nichts mehr. Aber meine Stimmungen sind stark schwankend, und viel wird auch von Deinen nächsten Briefen abhängen. (Dein zur Eile Drängen macht mir einen schlechten Eindruck.)

Bohr war anwesend (ich sah ihn nur kurz), und er hatte Bedenken, daß unsere Grundannahmen (wie indefinite Metrik) zu *wenig* radikale Änderungen sind, um wirklich genügend viele neue Elemente für die Lösung aller Probleme enthalten zu können.[10]

Die meisten (wie auch Yang und Lee) waren abwartend, weil die Sache noch zu vage ist. Am skeptischsten waren Deine Schüler Lehmann, Zimmermann (Dein Brief[11] scheint bei ihnen einen Effekt in der umgekehrten Richtung als der von Dir gewünschten gehabt zu haben) sowie Dyson (der, von Cambridge kommend, überall „Eddingtonismus“ sieht und fürchtet).[12]

Ich selbst hatte den Eindruck, mich zwischen die beiden Stühle der genannten Experten einerseits, dem Deinen andererseits, auf die Erde gesetzt zu haben. (Ich gebe zu, daß ich die Experten etwas attackiert habe, ohne andererseits ein zu starkes Vertrauen in die von Dir bis jetzt publizierten Methoden gezeigt zu haben.) Nun, da auf dem Boden sitzend, möchte ich es mir in Berkeley ein wenig gemütlich einrichten – nicht immerfort zur Eile gedrängt mit Publikationen. Erst muß man doch selbst verstehen, dann erst publizieren, das vertauscht nicht!

In diesem Sinne Dein W. Pauli

## Anlage zum Brief [2849]

*Appendix*

Die Form

$$\left(\bar{\psi}(x)\frac{1+\gamma_5}{2}\psi(x)\right)\left(\bar{\psi}(x)\frac{1-\gamma_5}{2}\psi(x)\right)$$

ist *nicht* isoinvariant (d. h. gegen Transformation $\psi' = a\psi + b\gamma_5\psi^C$); wenn die $\psi(x), \bar{\psi}(x) = \psi^*(x)\gamma_4$ *q-Zahlen* sind.

Gürsey sagt, man erhält eine invariante Bildung, welche für *c*-Zahlen in diese übergeht mit seinen Matrizen

$$\Psi \equiv \begin{pmatrix} \psi_1 & -\psi_4^* \\ \psi_2 & \psi_3^* \end{pmatrix}; \quad \bar{\Psi} \equiv \begin{pmatrix} \psi_3^* & \psi_4^* \\ -\psi_2 & \psi_1 \end{pmatrix}$$

mit der Vorschrift

$$\text{Spur}\,\bar{\Psi}\Psi\Psi\bar{\psi}.$$

Die Gürsey-matrices sind aber unnötig kompliziert. Yang schrieb das in anderer Form mit Hilfe der Majoranadarstellung. In Komponenten mit

$$\gamma_5 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \quad C = \begin{pmatrix} 0 & -1 & & \\ 1 & 0 & & \\ & & 0 & -1 \\ & & 1 & 0 \end{pmatrix},$$

kann man die Reihenfolge der Faktoren auch einfach schreiben[13]

$$\psi_1(x)\psi_3^*(x) + \psi_4^*(x)\psi_2(x) \text{ und } \psi_3\psi_1^* + \psi_2^*\psi_4.$$

Dies ist isoinvariant *für q-Zahlen* $\psi(x)$.

Ich habe mir nicht überlegt, wie man das invariant (für beliebige $\gamma_\mu$) schreiben soll.

Zur Tabelle

Das $l_B - l = \pm 2$ beim Neutrino ist etwas befremdend. Ich glaubte aber zu verstehen, daß dies eingeführt wurde, um zu versuchen, daß der Betazerfall schon bei starker Wechselwirkung auftritt, d. h., daß er dort *einen* der Erhaltungssätze für $l$ oder $l_B$ stets verletzt. (Konventionell wäre es übrigens, $\nu$ und $\bar{\nu}$ zu vertauschen.)

*Pais* machte aufmerksam, daß die Reaktion $\Xi^- \to N + e^- + \nu$ empirisch höchstens als schwache Wechselwirkung, nicht aber *schnell* gehen soll. Nach der Tabelle würde sie aber alle Erhaltungssätze erfüllen.

Es scheint also, was Ihr in Göttingen über die $\Xi$-Teilchen noch hinzugefügt habt, noch problematisch zu sein.

---

Lagrangefunktion

Ich glaube bestimmt, daß diese überhaupt kein sinnvoller Begriff ist. Weder eine Lagrangefunktion, noch Feldgleichungen, mit $\psi(x)$ am gleichen Punkt miteinander multipliziert, scheinen mir sinnvoll.

Es gibt auch zu viele Möglichkeiten für Lagrangefunktionen 4. Grades (genau wie bei der Fermi-Wechselwirkung wie z. B. $(\psi\gamma_5\gamma_\mu\psi)(\bar{\psi}\gamma_5\gamma_\mu\psi)$ das *auch* isoinvariant ist. Wahrscheinlich ist *keine* von ihnen wahr!

[1] Für dieses Schreiben verwendete Pauli die Briefbögen der Schiffahrtsgesellschaft *Italia*.
[2] Vgl. den Brief [2846].
[3] Heisenberg hatte in seinem Schreiben [2846] angekündigt, daß er zunächst 10 *Abzüge* der geplanten gemeinsamen Publikation (1958f) zu Rabi nach New York schicken wollte.
[4] Es handelte sich um das am 23. Januar an Heisenberg gesendete Telegramm [2845].
[5] Vgl. den Brief [2847].
[6] Vgl. den Brief [2846].

* Mit dem Verschicken von Exemplaren bin ich jedoch einverstanden: Es gibt den Leuten eine Chance, selbständig darüber nachzudenken.
[7] Zusatz von Pauli: „Im Manuskript ist auf den Sonderfall des Neutrinos zu viel Gewicht gelegt!"
[8] Vgl. den Brief [2844].
[9] Pais, der Paulis Vortrag an der *Columbia University* ebenfalls beiwohnte, berichtete in seiner *portrait gallery of twentieth-century physicists* [2000, S. 250]: „Pauli's first stop was New York. He had requested to be allowed to give a ‚secret' seminar on his recent work with Heisenberg at Columbia University, by invitation only. Actually he spoke in the overfilled large lecture hall in *Pupin Laboratory*. I was present and vividly recall my reaction: this was not Pauli I had known for so many years. He spoke hesitantly. Afterward, a few people, including Niels Bohr and myself, gathered around him. Pauli said to Bohr: ‚You may well think that all this is crazy.' To which Bohr replied: ‚Yes, but unfortunately it is not crazy enough'." Vgl. auch den Kommentar zum Brief [2841].
[10] Siehe auch den Zusatz zum Brief [2855].
[11] Vgl. die in den Kommentaren zu den Briefen [2620 und 2817] wiedergegebenen Schreiben aus Heisenbergs Korrespondenz mit Zimmermann.
[12] A. S. Eddington hatte in seinen späteren Jahren mehrfache Versuche unternommen, Beziehungen zwischen den physikalischen Fundamentalkonstanten durch phantasiereiche Zahlenspekulationen aufzudecken, um so eine Brücke zwischen Relativitäts- und Quantentheorie herzustellen (vgl. hierzu auch Band **I**, S. 484, Band **II**, S. 366 und insbesondere Eddingtons postum von E. T. Whittaker herausgegebenes Werk [1946, S. 265ff.] *Fundamental theory)*. Die jetzt in der Heisenberg-Paulischen Spinortheorie auftretende *fundamentale Länge l* war offenbar der Anlaß für Dysons Befürchtungen, der in seiner Jugend einst selber Eddingtons Schriften mit Begeisterung gelesen hatte. Hierzu kommentiert Dyson in dem erwähnten Schreiben: „Your footnote about my fear of Eddingtonism is accurate. When I was a student at Cambridge, I knew Eddington and held him in highest respect as an astronomer and as a human being, but when he moved from astronomy to speculation about fundamental particles he started to talk nonsense."
[13] Im Manuskript sind hier drei Fragezeichen angebracht, auf die Heisenberg in seinem Antwortschreiben [2854] näher einging.

## [2850] Pauli an Panofsky

New York (Hotel *Gladstone*), 1. Februar 1958

Lieber Freund Panofsky!

Ich habe sehr schlechtes Gewissen Ihnen gegenüber, da ich so lange nicht geschrieben habe.[1] Und dann kam noch Ihr nettes Telegramm zu Weihnachten, für das ich auch noch sehr danke.

Morgen (Sonntag) abend fahren wir nach dem Westen, mit kurzem Aufenthalt in Chicago bis Berkeley. Dort waren wir nicht mehr seit 1941.[2] Inzwischen hat sich dort (abgesehen vom Klima) wohl alles geändert.

Ich hätte Ihnen schon viel früher geschrieben, aber in letzter Zeit war noch ein spezieller „Rummel" in Zürich dadurch verursacht, daß eine gemeinsame Arbeit von Heisenberg und mir das Licht der Welt erblicken soll.[3]

Das hatte zur Folge: Briefe, noch mehr Briefe, long distance phone calls aus Göttingen, noch kurz vor meiner Abreise ein persönlicher Besuch Heisenbergs.[4] Wieviel dabei herauskommen wird, bleibt abzuwarten. Die Erwartungen darüber schwanken bei mir stark zwischen sehr viel und ganz wenig, und ein Gleichgewichtszustand ist noch nicht erreicht.

Es war, rückblickend, ein bewegtes und interessantes Jahr, das 1957. Beginnend mit der „chinesischen Revolution" (parity experiment im Januar 1957,

Nobelpreis gekrönt im November); dann die Reise nach Israel und Athen im September.[5] Rückreise besonders eindrucksvoll mit Sonnenaufgang in Jerusalem, Sonnenuntergang auf der Akropolis am selben Tag! Ganz verschiedene geistige Einstellungen in Israel mit starken *Extremen*: Ein Viertel der Stadt Jerusalem (die Altstadt haben ja die Araber), wo in einem freiwilligen Ghetto Orthodoxe wie kostümiert herumlaufen – theaterhaft; ungläubige Patrioten, von denen einer bei einer Autofahrt, als sie vor dem Haus des Oberrabbinates vorbeiging, mit sarkastischer Geste zu mir sagte: „Das ist der schwarze Kreml!“;[6] orthodoxe Freudianer, bei denen Moses durchaus ein Ägypter gewesen sein kann. Aber ich habe mir in Safed die Synagoge und das Grab des Rabbi Luria angesehen und fand es sehr stimmungsvoll (begleitet von erstaunten israelischen Physikern, die den Namen Luria zum ersten Mal gehört haben). (Siehe dazu meinen Kepler-Artikel, das Zitat über die Tsim-Tsum = Rückzugslehre.)[7]

Während bei Jerusalem die Zweiteilung der Stadt doch den (trotzdem starken) Eindruck stört, war die verträumte, farbenprächtige, alte Kabbalistenstadt Safed – mit dem Berg Tabor im Hintergrund – ein unvergeßliches Erlebnis!

Sehr imposant war auch die Arbeit der Archäologen bei Ausgrabungen.[8]

Und doch – alles ein Militärlager (Pulverfaß) mit 2jähriger Dienstpflicht für Männer *und Frauen*! Und das kleine Land von einem „eisernen Vorhang“ umgeben, durch den niemand (auch kein Ausländer) hindurchgehen kann!

So hat man den (dort unbekannten) Antisemitismus vertauscht mit äußeren Feinden und äußerer Politik. Aber psychologisch ist das doch ein ganz großer Unterschied: Ein 12jähriges Mädchen fragt (auf hebräisch): „Warum gibt es Zionisten, die nicht hier sind?“ Sie wird darüber viel Literatur lesen, aber verstehen wird sie es nie. Ein Zionist sagt: „In anderen Ländern hat jeder Jude individuell eine Grenze um sich. Hier gibt es nur die *eine* Grenze um das Land für *alle*.“ Und der Dekan einer Hochschule ermahnte mich, ich solle die Israelis nie mit den „gewöhnlichen Israeliten“ verwechseln. (Die Worte in „. . .“ drückten einen gewissen Stolz aus.)

Aus diesem merkwürdigen Land (wo auch Wein und Orangen wachsen) ging es dann nach Griechenland. Von Kunst wage ich Ihnen gegenüber natürlich nicht zu reden, doch ein Weinlesefest will ich erwähnen, bei dem die verschiedensten sozialen Klassen sich mischen und bei dem ich von einfachen Leuten einer älteren Dame, die deutsch studiert hatte, als *ξενος* vorgestellt wurde.[9]

Ich wurde nachdenklich über die Beziehung dieser beiden Länder (Israel und Griechenland) in der Geschichte. Und zwar besonders über *eine* Beziehung: das frühe Christentum, die Apostel. Hätte es nicht auch schon vorher hellenisierte Juden und judaisierte Hellenen gegeben, wie hätte das Christentum sich sonst ausbreiten können?[10]

Dann Rom und *noch* ein Kongreß in Padua-Venedig.[11]

Eine denkwürdige Reise – und dann wieder Physik.

---

So ist für die *Geschichte* der Wissenschaft und des Geistes im vergangenen Jahr nicht viel Zeit gewesen. Doch eine Spezialfrage interessiert mich: Wo ist zum ersten Mal der Begriff „*creatio continua*“ im Mittelalter aufgetaucht?[12] Jemand sagte mir, es sei bei irgendwelchen Sekten in Arabien (?) gewesen.[13]

Es interessiert mich deshalb, weil es in Verbindung mit der „evolution of the universe“ halbwissenschaftliche Astronomen in England gibt, welche diese Idee in bezug auf die Materie im Weltall propagieren – mit einer besonderen Spitze gegen die Idee irgendeines „Anfanges“ der Welt. Dennoch ist es eine mehr religiöse als wissenschaftliche Sekte. Zu ihnen gehört auch der englische Astronom *F. Hoyle*.[14]

Dieser hat nun eine science-fiction story geschrieben mit dem Titel „The Black cloud“,[15] die ich anregend und amüsant finde.* (Die Politiker kommen in dieser recht schlecht weg.) In dieser enthüllt sich die religiöse Natur des Autors – im Sinne der creatio continua ohne Anfang – noch deutlicher. Deshalb fragte ich Sie nach der Geschichte dieses Begriffes.

Erst Ende Mai kommen wir nach dem Osten zurück, aber dann wird Princeton recht leer sein. Inzwischen sehe ich wohl auch den anderen „Wolf“[16] (der „Lamb“ und seine Frau hatten in der Schweiz einen schweren Autounfall).

Wann ich *Sie* wiedersehe, weiß ich noch nicht. Schreiben Sie mir, bitte, einmal, wie die Welt für Sie aussieht und was Ihre heutigen Sorgen sind!

Viele quaternäre Grüße von Haus zu Haus

Stets Ihr alter W. Pauli

[Zusatz am oberen Briefrand:] „Adresse: The University of California. Department of Physics, Berkeley (California).“

[1] Den letzten uns vorliegenden Brief [2624] hatte Pauli am 23. Mai des vorangehenden Jahres geschrieben.

[2] Pauli war im August 1941 im Anschluß an die *summer school* in Ann Arbor in Begleitung von Franca nach Kalifornien gereist, um dort Oppenheimer und Bloch zu besuchen (vgl. Band **III**, S. 82 und 101).

[3] Siehe auch den Kommentar zum Brief [2817].

[4] Heisenberg war am 11. und 12. Januar in Zürich gewesen (vgl. die Briefe [2829 und 2833]).

[5] Vgl. den Kommentar zum Brief [2698].

[6] Vgl. das in der Anlage zum Brief [2704] wiedergegebene Schreiben von Sambursky. – Siehe hierzu auch Paulis Berichte in seinen Briefen an Sambursky [2704] und an seine Schwester Hertha [2707].

[7] Siehe hierzu auch Paulis Bemerkung im Band **IV**/2, S. 291 und in seinem Kepleraufsatz {(1952, S. 149) bzw. [1994, S. 247, Anm. 34] der englischen Fassung}. Mit Isaac Luria und seiner Schule befaßte sich auch Gershom Scholem ausführlich im 7. Kapitel seines Werkes *Major trends in Jewish mysticism*, das Pauli – wie zahlreiche Anstreichungen dokumentieren, – ebenfalls konsultiert hatte.

[8] Vgl. auch den Hinweis auf diese Ausgrabungen in Paulis Brief [2707] an seine Schwester.

[9] Die gleiche Begebenheit erwähnte Pauli auch in seinem Brief [2716] an Thellung.

[10] Pauli hatte sich das zu diesem Thema gerade in Bern erschienene Büchlein von Ethelbert Stauffer [1957] über *Jerusalem und Rom im Zeitalter Jesu Christi* angeschafft.

[11] Siehe hierzu den Kommentar zum Brief [2701].

[12] Vgl. hierzu insbesondere den Aufsatz von Harry Wolfson (1948). – Pauli hatte von Gershom Scholem anläßlich seiner Israelreise dessen religionsgeschichtliche Studie (1957) über die „Schöpfung aus Nichts und Selbstverschränkung Gottes“ erhalten, der den Ursprung dieser Idee allerdings mittelalterlichen jüdischen Denkern wie Salomo ibn Gabirol zuschreibt.

[13] Notiz von Panofsky: „S. Th. I, qu. 63, art. 5, cocl.: ‚Manifestum est autem quod creatio est instantanea.‘“ Der Hinweis bezieht sich auf Sanctus Thomas von Aquin: *Summa Theologica* I, qu. 63, art. 5, wo sich die von Panofsky zitierte Stelle befindet (*cocl.* soll vielleicht conclusio heißen). Diese Erläuterung verdanke ich dem Philologen und Herausgeber der Panofsky-Korrespondenz D. Wuttke. – Vgl. auch Sambursky [1965, S. 586f.]. – Pauli interessierte sich für diese Fragen auch

im Hinblick auf den im Juni 1958 bevorstehenden Solvaykongress über Kosmologie, an dem er teilnehmen sollte (siehe den Kommentar zum Brief [3011]).

[14] Obwohl die damaligen Tatsachen eher zu Gunsten der *big bang* Theorie sprachen, hat Fred Hoyle auch noch in den folgenden Jahren wiederholt versucht, die von ihm mit Hermann Bondi und Thomas Gold vertretene *steady state theory* durch Abänderung der Voraussetzungen zu retten. Siehe hierzu auch Ralph A. Alphers und Robert Hermans (1988) Bericht über die Entstehung der *big bang* Idee in *Physics Today* sowie die historische Untersuchung von Helge Kragh [1996, chapter 4].

[15] Hoyle [1957].

* Im Gegensatz zu den Zeitungen!

[16] Wahrscheinlich meinte Pauli hiermit den amerikanischen Verleger Kurt Wolff, mit dem er im Zusammenhang mit der englischen Ausgabe seiner Keplerstudie in Verbindung getreten war (vgl. Band **IV**/1, S. 217 und **IV**/2, S. 552).

## [2851] Pauli an Heisenberg

New York (Hotel *Gladstone*), 2. Februar 1958
[2. Brief, Nachtrag]

Lieber Heisenberg!

Das ist nur ein kurzer Nachtrag zu meinem gestrigen Brief.[1]

*Kroll*[2] war etwas liberaler als ich selbst mit dem Begriff einer Lagrangefunktion und hielt eine Rechtfertigung a posteriori der Benützung von Produkten von $\psi(x)$, $\bar{\psi}(x)$ etc. am *gleichen* Punkt $x$ für möglich.

Er war aber mehr für eine andere Lagrangefunktion als für unsere, nämlich die mit dem Axialvektor $A_\mu$ gebildete. Dieser ist definiert durch

$$(\bar{\psi} = \psi^* \gamma_4)$$

$$\begin{aligned} A_\mu &= \frac{1}{2}[\bar{\psi}(x)\gamma_5\gamma_\mu\psi(x) - \psi(x)(\gamma_5\gamma_\mu)^T\bar{\psi}(x)] \\ &= (\gamma_5\gamma_\mu)_{\alpha\beta}\frac{1}{2}[\bar{\psi}_\alpha(x)\psi_\beta(x) - \psi_\beta(x)\bar{\psi}_\alpha(x)]. \end{aligned} \tag{1}$$

Nimm an, daß die *Anti*kommutatoren

$$\{\psi_\alpha(x)\psi_\beta(x')\} = \{\psi^*_\alpha(x)\psi^*_\beta(x')\} = 0 \tag{2}$$

(was hier übrigens *nur für* $x = x'$ gebraucht wird). Dann rechnet man leicht nach, daß bei der Isogruppe

$$\psi' = a\psi + b\gamma_5\psi^C = a\psi + b\gamma_5 C^{-1}\bar{\psi}$$

der axiale Vektor $A_\mu$ invariant ist:

$$A'_\mu = A_\mu \qquad \text{(es ist } C\gamma_\mu \text{ symmetrisch!)}$$

Ebenso ist für $\psi' = e^{i\alpha\gamma_5}\psi$ nunmehr $A'_\mu = A_\mu$ invariant.

Kroll hatte deshalb die Neigung, die Lagrangefunktion mit $l^2 A_\mu A_\mu$ zu bevorzugen (natürlich neben dem kräftefreien Term).

Wie zwingend diese Argumentation ist, weiß ich noch nicht.* Es ist einerseits sicher wahr, daß man zu dem $c$-Zahl-isoinvarianten Ausdruck

$$\left(\bar{\psi}\frac{1+\gamma_5}{2}\psi\right)\left(\bar{\psi}\frac{1-\gamma_5}{2}\psi\right)$$

Kommutatoren (die für $c$-Zahlen Null sind) so hinzufügen kann, daß er auch für $q$-Zahlen isoinvariant ist. Andrerseits ist es zweifelhaft, ob in einer $q$-Zahltheorie mit *anti*kommutativen Spinoren der $c$-Zahlfall wichtig ist.

Ich selbst hatte bisher der Lagrangefunktion überhaupt nicht viel Aufmerksamkeit geschenkt, da ich nicht an einen solchen Begriff glauben kann. (Auch eine Mehrdeutigkeit der Wahl von $L$ spricht eher dagegen.)

Ich hoffe noch auf eine andere und bessere Formulierung des Eigenwertproblems.

Du siehst, wie weit die Sache noch davon entfernt ist, publikationsreif zu sein. Übereile nichts! Dein W. Pauli

[1] Vgl. den Brief [2849].
[2] Norman M. Kroll, der damals am *Physics Departement* der *Columbia University* in New York arbeitete, hatte Anfang Februar Paulis New Yorker Vortrag gehört.
* Jedenfalls habe ich keinen Grund *gegen* $A_\mu A_\mu$.

## [2852] Pauli an Källén

New York (Hotel *Gladstone*), 2. Februar 1958

Lieber Herr Källén!

Die „Allianz“ mit Heisenberg ist natürlich schwierig. Er möchte natürlich immer möglichst viel von seinen bereits publizierten Arbeiten benützen, ich aber möglichst wenig (d. h. wenn irgend möglich Null). An eine Lagrangefunktion glaube ich nicht wirklich.

Für das Spinormodell scheint es mir „crucial“, ob man eine vernünftige Formulierung eines Eigenwertproblems für die Teilchenmassen finden kann. Das ist eine noch offene Frage. Unter „vernünftig“ verstehe ich, daß wenigstens in der Formulierung der Gleichungen nicht schon die Tamm-Dancoff-Methode vorkommt und daß auch zu sehen ist, wie eine *Bestimmung* der in den Vakuumerwartungswerten vorkommenden Funktionen $F(s)$, $G(s)$, $G_1(s)$ im Eigenwertproblem implizite enthalten ist. Ob so etwas überhaupt geht, muß sich erst zeigen.

Heute möchte ich Sie eine spezielle Sache fragen, die nicht für das Spinormodell charakteristisch ist, sondern in der Wechselwirkung der Quantenelektrodynamik – d. h. für alle lokalen Wechselwirkungen – ebenso auftritt. Wie ist das mit Produkten von Feldoperatoren am selben Punkt $x$ (wie $\bar{\psi}_\alpha(x)\psi_\beta(x)\psi_\rho(x)$ oder $A_\mu(x)\bar{\psi}(x)\gamma_\mu\psi(x)$ in Quantenelektrodynamik). Inwiefern haben solche Ausdrücke einen definierten Sinn? Oder mit anderen Worten: *welche Limesprozesse* soll man benützen, um sie zu definieren?

Ich frage Sie deshalb, weil ich mich wohl erinnere, daß Sie sich darüber etwas überlegt haben und auch, weil diese Frage sehr allgemein ist.

---

Ihre eigenen Argumente gegen das Spinormodell – das mit den Massen und der $\gamma_5$-Invarianz[1] – machen mir auch heute noch keinerlei Eindruck. Es ist ja jedenfalls so, daß die *Isogruppe* in der Natur nur annähernd gilt.

Eine natürliche Interpretation davon – *unabhängig* von der *Zahl* der im Modell verwendeten Felder – ist die, daß die Durchbrechung der Invarianz gegenüber dieser vollen Gruppe nicht von Zusatztermen in einer Lagrangefunktion (oder Hamiltonian) herrührt, sondern *von demjenigen Teil der Theorie, der an die Stelle der Renormalisation tritt* (Vakuumerwartungswerte, etc.).

Ob nun dieser Verminderung des Umfanges die Invarianz beim Spinormodell auch noch die spezielle Transformation $\psi' = \gamma_5 \psi$ zum Opfer fällt oder nicht, hängt – wie ich gesehen habe – ganz von der Schreibweise der Gleichung ab.

Die Schwierigkeiten und Probleme sehe ich anderswo.

Viele Grüße Ihr W. Pauli

[Zusatz am oberen Briefrand:] Ich schreibe lieber mit Bleistift, die Tinte schreibt nicht gut. Adresse: University of California, Department of Physics, Berkeley (California).

[1] Diese Kritik hatte Källén in seinen Schreiben [2809 und 2841] geäußert.

## [2853] Källén an Pauli

Kopenhagen, 3. Februar 1958
[Maschinenschriftliche Durchschrift]

Lieber Professor Pauli!

Vielen Dank für Ihre Briefe vom 10. und 16. Januar.[1] Leider kann ich praktisch nichts davon verstehen. Das einzige, wovon ich einigermaßen sicher bin, ist, daß die Einleitung Ihres Briefes vom 10. Januar oder „Ihre Lösung in Ihrem Brief vom 9. ist im wesentlichen die meine“ *nicht* richtig sein kann, und daß das, was Sie gemacht haben, etwas ganz anderes als meine einfachen Bemerkungen vom 9. Januar[2] sein muß. Ich kann z. B. nicht verstehen, warum das Vakuum (mit der Masse Null) entartet sein muß und sogar vierfach? Ich verstehe nicht, warum Sie es für notwendig halten, die Metrik umzudefinieren? Ich verstehe auch nicht, was Sie eigentlich bei dem $\Lambda_0$-Teilchen gemeint haben. Daß das Anti-$\Lambda_0$ nicht mit $\Lambda_0$ identisch ist, ist zwar klar, aber wie das hilft, kann ich nicht sehen. Bei dem Proton-Neutron System, so wie ich es am 9. Januar entworfen habe, kommt es darauf an, daß man zwei Teilchen hat (werden Antiteilchen für sich gerechnet also *vier*), und das hat man ja bei $\Lambda_0$ *nicht*.

Ich bin eben aus der Schweiz zurückgekommen.[3] Dort habe ich verstanden, daß Sie nicht nur mich, sondern *die ganze Schweiz* in großer Verwirrung nach Ihnen gelassen haben. In Zürich habe ich aber gehört, daß ein Manuskript

bald als Preprint vorliegen soll,[4] und ich hoffe, daß ich daraus vielleicht mehr verstehen kann. Die Leute in Zürich (Enz und Jost) konnten mir nicht helfen, da sie sicher nicht mehr, sondern eher weniger als ich verstanden haben, obgleich sie in einer unmittelbaren Umgebung von Ihnen gewesen sind!

Viele Grüße Ihr sehr ergebener [G. Källén]

[1] Vgl. die Briefe [2832 und 2837].
[2] Vgl. den Brief [2831].
[3] Dieser zum 23. Januar 1958 vogesehene Besuch in Zürich war auch schon in einem früheren Brief [2809] erwähnt worden.
[4] Vgl. Heisenberg und Pauli (1958f).

## [2854] Heisenberg an Pauli

Göttingen, 5. Februar 1958[1]

Lieber Pauli!

Deine drei Briefe aus New York[2] habe ich inzwischen studiert. Es ist mir immer noch nicht ganz leicht, damit das Manuskript zu verbessern bzw. neu zu schreiben, da ich einige von den Fragen, die Du stellst (z. B. in bezug auf die Spiegelwelt)[3] auch selbst noch nicht beantworten kann. Aber ich werde doch zu einem Entwurf kommen, den wir mit gutem Gewissen als preprint verteilen können, und dann kannst Du ja vor der Drucklegung eine weitere Redaktion vornehmen. Jedenfalls werde ich nichts ohne Deine Zustimmung verteilen oder an eine Zeitschrift schicken.

Bei Deinen Briefen habe ich mancherlei Schwierigkeiten mit Deinen Rechenfehlern (nichts für ungut, ich mache auch viele!). Z. B. schreibst Du neuerdings die Matrix $C$ in der Form[4]

$$C = \begin{vmatrix} & 1 & & \\ -1 & & & \\ & & & 1 \\ & & -1 & \end{vmatrix}.$$

Das ist aber *falsch*, da nicht mit $\gamma_4 C^{-1} = -C^{-1}\tilde{\gamma}_4$ verträglich.

Richtig muß es heißen

$$C = \begin{vmatrix} & 1 & & \\ -1 & & & \\ & & & -1 \\ & & 1 & \end{vmatrix}, \quad \gamma_5 C = \begin{vmatrix} & 1 & & \\ -1 & & & \\ & & & 1 \\ & & -1 & \end{vmatrix},$$

obwohl auch das nicht mit $CC^* = 1$ stimmt; soviel ich sehe, braucht man aber $CC^* = 1$ gar nicht, es kann auch $CC^* = -1$ genommen werden.

Nun zu Deinen Fragen: Zusammenhang zwischen $\psi_\alpha$ und $\Psi_\alpha$. Definition von $\psi_\alpha^*$ und $\psi_\alpha^* \Gamma_4 = \psi_\alpha^\dagger$. Zunächst glaube ich, daß man die Operatoren $\psi_\alpha$ auf alle Komponenten des entarteten Vakuums anwenden kann. Auch etwa

$$\psi_\alpha^\dagger \psi_\beta |\Omega_A\rangle \text{ usw.}$$

Ferner glaube ich, daß die normale Quantenmechanik so aufzufassen ist, daß $\psi = \psi\rangle$ und $\psi^* = \langle\psi$. Aber dort ist kein Unterschied zwischen $\psi^*$ und $\psi^\dagger$. Hier bei uns soll man wohl für die *physikalischen* Zustände die Größe $\psi^+ \Gamma_\mu J_\mu \psi$ ($J_\mu$ = Impulsenergievektor) als die fundamentale metrische Form ansehen, die immer positiv definit ist (wenn $J_\mu$ zeitartig ist). Das Vakuum ist ein Sonderfall wegen $J_\mu = 0$. Daher wäre ich auch für die Interpretation

$$\langle\psi = \psi^*,$$

und nicht etwa

$$\langle\psi = \psi^+ = \psi^* \Gamma_4.$$

Aber hier bin ich noch unsicher und hoffe, aus dem Eigenwertproblem noch zu lernen, wie man's machen muß. Es ist hier noch Platz für gewisse Zusatzannahmen: z. B. gilt in der gewöhnlichen Quantenmechanik wegen der Löchertheorie

$$(E\gamma_4 + p_k\gamma_k + i\kappa)\psi_{[\alpha]}|\Omega\rangle = 0$$

und

$$(-E\gamma_4 + p_k\gamma_k + i\kappa)\psi^+_\alpha|\Omega\rangle.$$

Bei uns werden entsprechende, vielleicht kompliziertere Annahmen in bezug auf die verschiedenen Komponenten des Vakuums möglich sein. Die müssen aber erst noch herausgearbeitet werden.

Deine Formulierung

$$Q = \tau_3 + \Sigma_3, \quad N = \tau_B + \Gamma_5\Sigma_3$$

ist sicher eine von vielen möglichen Formulierungen. Ich bin durch die (schon ziemlich eingehenden) Tamm-Dancoff-Rechnungen zu dem Wunsch gekommen, einstweilen hier noch nichts festzulegen. Wichtig ist einstweilen nur, daß sich unsere Vakuumkomponenten wie

$$e^{\pm i\frac{l}{2}\alpha} \text{ bzw. } e^{\pm i\frac{l_B}{2}\alpha}$$

transformieren, es ist aber nicht wichtig, wie wir sie *nennen* (z. B. $\Sigma_3 = +1$ oder $\Sigma_3 = -1$ usw.).

Deine Frage: „Ist die Entartung des Vakuums nötig", will ich eindeutig mit *ja* beantworten. Hier scheinen mir zwei Argumente entscheidend:

a) Die Alternative wäre ja, daß man den *Operatoren* noch einen Isospinindex gibt, der Proton und Neutron zu unterscheiden erlaubt. Dann aber müßten alle Teilchen mit halbzahligem Spin auch halbzahligen Isospin haben; das ist nicht richtig.

b) Die Einteilung $Q \sim \tau_3 + \Sigma_3$ kann ich nur so verstehen, daß zwei verschiedene Größen transformiert werden; eben einmal der Operator, das andere Mal das Vakuum.

Mit Deinen Formeln

$$^A\langle\psi_\alpha(x), \psi^\dagger_\beta(x')\rangle_B = -\gamma^\nu_{\alpha\beta}\frac{\partial}{\partial x_\nu}F(s) - \delta_{\alpha\beta}G(s)^A|V|_{A'}$$

$$^A\langle\psi_\alpha(x)\psi_\rho(x')\rangle_B(C\gamma_5)_{\rho\beta} = \delta_{\alpha\beta}G_1(s)^A|V_2|_{A'}$$

bin ich *sehr* einverstanden. Für $V_1$ halte ich außerdem die Matrix

$$\begin{vmatrix} 0 & 1 & & \\ 1 & 0 & & \\ & & 0 & \\ & & & 0 \end{vmatrix}$$

für eine richtige Lösung, da sie für Proton-Neutron aus Gürsey folgt und für die Leptonen stimmt. $G_1$ ist klein von der Ordnung $\frac{1}{2000}$.

Zum Eigenwertproblem: Deine Skepsis gegen eine Wellengleichung ist sicher unberechtigt und mir auch unverständlich. Selbst die puritanischsten Feldtheoretiker wie Haag nehmen in ihre Axiome den Satz auf: Die Operatoren, die zu einem beliebig dünnen „Zeitstreifen" gehören {$A(\boldsymbol{r}, t)$ für $T < t < T + \Delta T$ beliebig klein}, genügen, um den *ganzen* Ring der Operatoren aufzuspannen, d. h. den *ganzen* Hilbertraum aus dem Vakuum zu erzeugen. Das heißt aber (bei räumlich vertauschbaren Operatoren) das *gleiche* wie das Bestehen einer Differentialgleichung. Eine Differentialgleichung hat dem ersten Augenschein nach eine vernünftige und eine unvernünftige Seite. Die vernünftige heißt: Wenn irgendwo eine Wechselwirkung gewesen ist, so müssen die das Geschehen darstellenden Fortpflanzungsfunktionen vom *gleichen* Punkt ausgegangen sein (deshalb verwendet man seit 1905 in der speziellen Relativitätstheorie Differentialgleichungen und keine Fernkräfte); das ist einfach die Kausalitätsforderung. Die unvernünftige Seite besteht darin, daß es zunächst so aussieht, als müsse man nun eine Wechselwirkung an diesem mathematischen Punkt definieren, d. h. einen „Prozeß" angeben, der sich im Moment der Wechselwirkung abspielt; das ist natürlich Unsinn und wird in meiner Definition des Eigenwertproblems ausgeschlossen durch die *Festsetzung* $S(0) = 0$. Eine derartige „Selbstwechselwirkung" *gibt es nicht.* Das ist das Ei des Kolumbus, das unseren Feldtheoretikern deswegen so viel Kopfzerbrechen gemacht hat, weil sie die Größe $S(0)$ immer mit ihren Divergenzen und $\delta$-Funktionen durcheinandergebracht haben. $S(0) = 0$ ist aber nicht nur eine mögliche, sondern die einzig vernünftige Definition. Ich habe diese Frage heute nochmal mit Symanzik besprochen, der nichts mehr einzuwenden hatte.

Die $\tau$-Funktionen verhalten sich in der Nähe des Lichtkegels für irgendein Punktpaar natürlich wie die $S_F$-Funktion. Man kann die $\tau$-Funktionen also auch bei Zusammenfallen zweier Punkte *definieren* durch $S(0) = 0$, aber man braucht das praktisch nicht.

Entscheidend für das Eigenwertproblem ist natürlich, daß Integrale vom Typus

$$\int dx' G(x - x') S(y - x')$$

noch existieren und bestimmte Funktionen definieren (auch für $x = y$), also, daß alles das konvergiert, was sonst zu divergieren pflegt. Dafür sorgt aber der Geisterdipol.

Deine Bemerkung über die Form der Invariante $(\psi^+\psi)^2 - (\psi^+\gamma_5\psi)^2$ in der $q$-Zahltheorie war mir sehr wichtig. Wir haben dieses Problem jetzt in sehr allgemeiner Form gelöst: Es sei

$$J_1 = (\psi^+\psi)^2; \quad J_2 = \sum_\mu (\psi^+\gamma_\mu\psi)^2; \quad J_3 = \sum_{\mu>\nu} (\psi^+\gamma_{\mu\nu}\psi)^2$$

$$J_4 = \sum_{\mu}(\psi^+\gamma_\mu\gamma_5\psi)^2; \quad J_5 = (\psi^+\gamma_5\psi)^2 \qquad \{\text{mit } \gamma_{\mu\nu} = \frac{i}{2}(\gamma_\mu\gamma_\nu - \gamma_\nu\gamma_\mu)\}.$$

Dann ist in der $c$-Zahltheorie[5]

$$J_1 - J_5 \equiv J_2 \equiv J_4; \quad J_1 + J_5 \equiv J_3 \qquad \text{(drei Identitäten)}$$

In der $q$-Zahltheorie (antikommutierende Operatoren) ist

$$2(J_1 - J_5) + J_2 + J_4 \equiv 0 \text{ und } 3J_1 + J_3 + 3J_5 \equiv 0 \quad \text{(nur } \textit{zwei} \text{ Identitäten)}$$

In der $c$-Zahltheorie ist nur

$$J_1 - J_5 = J_2 = J_4 \qquad \text{isoinvariant,}$$

in der $q$-Zahltheorie ist nur

$$J_4 = -2(J_1 - J_5) - J_2 \qquad \text{isoinvariant.}$$

Es gibt also, Gott sei Dank, nur *eine* Isoinvariante, die Theorie ist also eindeutig.

Über die anderen Fragen werde ich bald mehr wissen, wenn das Eigenwertproblem fertig behandelt ist (für Nukleon und $\pi$-Meson). Die Änderungen in der Wellengleichung halten uns hier zwar auf, bringen aber auch einige Unstimmigkeiten in Ordnung, die uns schon seit einigen Tagen verwirrten.

Also genug für heute. Du bekommst in einigen Tagen den verbesserten „preprint“.[6]

Viele Grüße! Dein W. Heisenberg

[1] Zusatz von Pauli: „Beantwortet 10. 2.“
[2] Nur zwei [2849 und 2851] dieser drei Briefe liegen vor.
[3] In seinen vorangehenden Briefen [2847 und 2849] hatte Pauli nach den Übergängen in die Spiegelwelt gefragt.
[4] Vgl. z. B. den Appendix II zum Brief [2823].
[5] Zusatz von Pauli: „Bestätigt.“
[6] Es handelte sich bereits um die 2. Fassung von Heisenberg und Pauli (1958f), weshalb Pauli – in Erwartung noch vieler Neuauflagen dieser ihm nun immer fragwürdiger erscheinenden Theorie – es seinen folgenden Briefen auch einen *(pre)$^n$-print* nannte (vgl. z. B. die Briefe [2860 und 2862]).

## [2855] Pauli an Källén

Berkeley, 6. Februar 1958

Lieber Herr Källén!

Dank für Ihren Brief vom 3. Februar.[1]

Ich wußte nicht, wie ich einen Zustand der Verwirrung vermeiden konnte; als mir selbst noch viel mehr Sachen als jetzt unklar waren (es ist mir auch heute noch viel unklar), sagte ich natürlich *möglichst wenig*, was wieder Anlaß

zu Gerüchten war. Da diese weiter anwuchsen, war es wohl das beste, einen vorläufigen (*nicht* zum Druck bestimmten report zusammen mit Heisenberg zu verschicken (und ruhig mit in Kauf zu nehmen, daß vieles darin nicht stimmen dürfte). Vieles davon glaube ich gar nicht mehr. An Sie habe ich von New York aus geschrieben[2] wegen meiner allgemeinen Bedenken gegen Produkte von Feldoperatoren am gleichen Punkt und damit gegen Lagrangefunktionen überhaupt. (Ich habe auch geschrieben, daß mir Ihr Argument mit der $\gamma_5$-Invarianz keinen Eindruck macht. Es hat leider nur dazu beigetragen, die Verwirrung noch weiter zu vergrößern.)

---

{Hier folgt eine Zwischenbemerkung: in Sachen der Lagrangefunktion war *Kroll* liberaler als ich.[3] Jedenfalls muß man zwischen $c$-Zahl- und $q$-Zahl-Isoinvarianz bei Formen 4. Grades unterscheiden.

$$\left(\bar{\psi}\frac{1+\gamma_5}{2}\psi\right)\left(\bar{\psi}\frac{1-\gamma_5}{2}\psi\right)$$

ist nur $c$-Zahl-isoinvariant. Es gibt wohl Mittel, um diesen Übelstand zu beheben (das hat mit dem Formalismus von Gürsey zu tun – siehe unten), aber es lohnt nicht sehr, darauf einzugehen;[4] denn – trotz Kroll – glaube ich nicht an Lagrangefunktionen.

Dieser sieht eine Lagrangefunktion mit dem Quadrat eines Achsialvektors $A_\mu A_\mu$ vor, worin

$$A_\mu = \frac{1}{2}[\bar{\psi}(x)\gamma_5\gamma_\mu\psi(x) - \psi(x)(\gamma_5\gamma_\mu)^T\bar{\psi}(x)]$$

und

$$\{\psi(x), \psi(x')\} = \{\bar{\psi}(x), \bar{\psi}(x')\} = 0.$$
Antikommutatoren

Dann ist $A_\mu$ mit *q-Zahl* $\psi(x)$ invariant gegen

$$\psi'(x) = a\psi(x) + b\gamma_5\psi^C(x)$$

(worin $|a|^2 + |b|^2 = 1$)
*und* gegen

$$\psi'(x) = e^{i\alpha\gamma_5}\psi(x).\}$$

---

An Heisenberg habe ich Briefe mit viel Kritik und viel Fragen sowohl vom Schiff wie von New York geschrieben. Hoffentlich macht er keine Dummheiten. (Daß ich hier in Berkeley nichts von ihm gehört habe, ist eher ein gutes Zeichen.) Unter anderem schrieb ich ihm auch (schon vom Schiff aus), daß mir die Annahme einer Entartung des Vakuums *nicht mehr notwendig* zu sein scheint. (Diesen Punkt erwähnen Sie in Ihrem Brief vom 3. – Heisenbergs Antwort habe ich noch nicht.)

Dann sprach ich länger mit Gürsey – dem „Brookhaven-Türken“ – der mir sehr gut gefiel. (Haben Sie ein preprint von seinem paper, das seit Ende Oktober im Nuovo Cimento im Druck ist?)[5] Er will nun – dies machte er schon unabhängig von Heisenberg und mir – und unabhängig von Ideen über die Metrik des Hilbertraumes – von seinen $2 \times 2$ reihigen Matrices $\Psi$ zu $4 \times 4$ reihigen übergehen, deren Kolonnen dann entsprechend Werten 0 oder $\pm 1$ von $Q$ und $N$ klassifiziert werden. Das Vakuum ist bei ihm *einfach*, doch hat er *drei* kontinuierliche Gruppen entsprechend $N$, $Q$ *und* der Leptonzahl $L$. Seine Zustände sind von der Form $\Psi_{iA}$, worin $i$ sich auf die Raumkomponenten, $A$ sich auf die inneren Freiheitsgrade bezieht, die mit elektrischer Ladung, Baryonenzahl und Isospin verknüpft sind. Es gibt dann Vakuumerwartungswerte, die von einem Paar $A\,B$ – bzw. einem Operator $O_{A\,B}$ – abhängen, aber mit einfachem Vakuum. Über die Vertauschungsrelationen hoffe ich bald mehr zu wissen.

Ich glaube, daß die allgemeinen formalen Fragen (welche *direkt* mit Gruppentheorie zu tun haben) sich alle bald lösen lassen werden. Aber das sind *formale Allgemeinheiten*,* solange man keine Methode hat, um die in den Vertauschungsrelationen auftretenden Funktionen $F(s)$, $G(s)$, $G_1(s)$ wirklich zu bestimmen und ein Eigenwertproblem anzusetzen.

*Dazu habe ich aber zunächst keinen Zugang*. Und ich muß sehr aufpassen, daß Heisenberg mich nicht vor Tamm-Dancoff-Methoden spannt oder gar vor seine älteren, bereits publizierten Arbeiten.

Man kann die Probleme von vielen Seiten aus angreifen, und ich habe gar nichts dagegen – vielmehr bin ich *sehr dafür* – wenn *Sie* inzwischen mit dem anderen Programm: Bleuler-Gupta-Formalismus (komplexe Wurzeln), klassische Felder neben Spinorfeld – weiterarbeiten.

(Das ist viel besser, als mit schlechten Argumenten die Verwirrung zu steigern.)

Ich halte zunächst – unabhängig von der *Zahl* der in einem Modell verwendeten Felder – an dem Gedanken fest, daß die Verminderung der Symmetrie – zuerst beim Übergang von der starken zur elektromagnetischen Wechselwirkung, dann noch einmal beim Übergang von der elektromagnetischen zur *schwachen* Wechselwirkung – nicht durch willkürliche Zusatzterme in Hamiltonians oder Lagrangians bedingt ist, sondern vielmehr durch die Metrik im Hilbertraum als mathematische Notwendigkeit für eine konvergente Theorie. (Über alle Details lasse ich gerne mit mir reden. Daß Verwirrung gerade dann entsteht, wenn ich nichts oder wenig sage, muß ich in Kauf nehmen.)

Wenn Sie inzwischen die Verwirrung vermindern, bin ich froh (ich weiß nicht, was die in Göttingen noch machen werden).

Viele Grüße stets Ihr W. Pauli

[Zusatz am oberen Briefrand:] In New York sah ich kurz auch Niels Bohr.[6] Er befürchtete, die jetzigen Ideen seien noch *zu wenig radikal*, um schon eine gute Lösung in der Theorie der Elementarteilchen geben zu können.[7] Das ist, scheint mir, ein sehr einleuchtendes und gutes Argument.

[1] Vgl. den Brief [2853].
[2] Vgl. den Brief [2852].
[3] Siehe hierzu auch den Brief [2851].
[4] Zusatz von Pauli: „Kann es aber noch tun, falls Sie es genügend interessant finden."
[5] Vgl. Gürsey (1958a).
* Auf diese hoffe ich bald zurückkommen zu können. Inzwischen müssen Sie etwas Geduld haben.
[6] Vgl. auch den Hinweis im Brief [2849].
[7] Vgl. auch den Hinweis zum Brief [2849].

## [2856] Gürsey an Pauli

Upton, 6. Februar 1958[1]

Dear Prof. Pauli!

Thank you very much for your notes on the TCP theorem and Lehmann's paper.[2] I shall endeavour to study them. They certainly do not substantiate your claim that you are not an expert in the field.

On my return to Brookhaven I was immediately asked to give a talk on your talk,[3] which I gladly did. Although it was a second hand and somewhat watered down version of your Columbia lecture, it aroused unusual interest. I have also received a letter from three young theoreticians from the Institute (Princeton), that stronghold of the experts. They courageously confess to be interested in the Pauli-Heisenberg theory and ask me for preprints. It seems that they are intent on working along the lines you suggested. All this indicates that ,in spite of the experts' violent objections, you have attained your principal objective which was to free the unprejudiced physicists from the current dogmas.

After giving my talk I was taken to bed by an attack of flu which again caused me to delay the letter on the strange particles which I had promised to write to you in a reasonably legible fashion. In the letter I sent you to Zürich[4] I had tried to give a phenomenological description of baryons and mesons, representing all the fields by $4 \times 4$ matrices. The second stage was to try to derive the phenomenological symmetry properties of the individual fields from a single matrix field. This part is not yet rounded up, but I hope to give you a comprehensible account of it by next week.

My method is not fundamental like yours, it is rather semiempirical and at a much more modest level in so far as I am trying to guess the structure of the fundamental $4 \times 4$ field equation (if there is one) from symmetry properties of the known particles. After I acquire a feeling for these invariance properties, I shall try, following your suggestions to seek general conditions for the functions appearing in the vacuum expectation values. But at that stage I shall need your help and will be in a much better position if Prof. Chew and Dr. Judd[5] can arrange for me to go to Berkeley for a while.

By the way, the correct structure of the Lagrangian in $q$ number theory, using the matrix

$$\Psi = \begin{pmatrix} \psi_1 & -\psi_4^* \\ \psi_2 & \psi_3^* \end{pmatrix},$$

the first column of which is $\frac{1+\gamma_5}{2}\psi$ and the second column $\frac{1-\gamma_5}{2}\psi^C$, is the following

$$L = \mathrm{Tr}\{[(\partial_0 + \boldsymbol{\sigma}\cdot\boldsymbol{V})\Psi]\Psi^\dagger + \lambda(\Psi\bar{\Psi})(\Psi\bar{\Psi})^\dagger\}$$

where

$$\bar{\Psi} = \Psi^{-1}\mathrm{Det}\,\Psi = \begin{pmatrix} \psi_3^* & \psi_4^* \\ -\psi_2 & \psi_1 \end{pmatrix}.$$

This is invariant against $\Psi \to \Psi U$ ($U$ = unitary) whatever the commutation relations of $\Psi$.

I hope you had a nice journey to Berkeley and wish you a very happy stay there.

Yours sincerely Feza Gürsey

[1] Zusatz von Pauli: „Beantwortet 10. II. und 11. II."
[2] Vgl. Lehmann (1954) und die Anlage zum Brief [2784].
[3] Gürsey hatte Paulis „informalen Vortrag" (vgl. den Brief [2849]) an der *Columbia University* gehört.
[4] Vgl. den Brief [2844].
[5] Geoffrey Foucar Chew (geb 1924) hatte während des Krieges am *Scientific Laboratory* in Los Alamos gearbeitet und wirkte seit 1948 an der *University of California* in Berkeley. Dort entstand auch sein bekanntes Buch über *S-Matrix theory of strong coupling*. – Nach den Erfolgen mit dem 6 GeV Bevatron des *Radiation Laboratory* in Berkeley hatte der kalifornische Physiker William Brobeck im Jahre 1955 den Bau eines 100–150 GeV Synchrotrons vorgeschlagen. David L. Judd gehörte zusammen mit Edwin M. McMillan, Edward Joseph Lofgren, Robert Lyster Thornton und Lloyd Smith der Planungsgruppe an, die dieses Vorhaben in den nächsten Jahren verwirklichen sollte {vgl. Livingston [1969, S. 88ff.] und Judd (1960)}.

## [2857] Landau an Pauli

Moskau, 6. Februar 1958[1]
[Maschinenschrift]

Mein lieber Pauli!

Ich habe vor kurzem einen Brief von Weisskopf erhalten, in dem erwähnt wird, daß Sie und Heisenberg eine Theorie konstruiert haben, der alle Schwierigkeiten der Feldtheorie zu[m] Opfer fielen und die zu wundervollen Ergebnissen führt.[2] Sie können sich wohl vorstellen, welches Interesse diese Nachricht in uns allen erweckt hat. Wir wären Ihnen für eine genauere Information sehr dankbar.[3]

Ich erinnere mich stets gern an die alten Zeiten und hoffe, Sie in einer nicht zu fernen Zukunft wiederzusehen.[4] Ihr L. Landau

[1] Zusatz von Pauli: „Beantwortet 12. März." – Siehe hierzu auch Paulis Bemerkung im Postskriptum seines Schreibens [2914] an Heisenberg.
[2] Siehe auch Landaus in der Anlage zum Brief [2912] wiedergegebenen Brief vom 11. Februar 1958 an Heisenberg.
[3] Heisenberg hatte am 7. Januar eine Kopie seines (im Kommentar zum Brief [2817] wiedergegebenen) Schreibens an Zimmermann auch an Iwanenko nach Moskau geschickt, so daß Landau auch über diesen Weg von dieser Neuigkeit erfuhr.
[4] Diese Bemerkung bezieht sich offenbar auf den von Pauli zunächst zurückgestellten Plan eines Besuches in Moskau (vgl. Band **IV**/3, S. 795).

## [2858] Pauli an Schafroth

Berkeley, 7. Februar 1958

Lieber Herr Schafroth!

Nun bin ich nach einer langen Reise hier in Berkeley als Gastprofessor bis etwa Ende Mai. Ich habe etwas Erholung nötig, denn Heisenberg „kept me busy very much“ seit Ende November. Es handelt sich um die Geburt einer gemeinsam-sein-sollenden Arbeit „On the Isospin-group in the theory of elementary particles“.

Das ist eine mühsame Geschichte, die noch andauert und in der auch ein Türke namens Gürsey (zur Zeit in Brookhaven; ich lernte erst – noch in Zürich – seine Arbeit, dann ihn selbst in New York kennen) eine Rolle spielt.

Davon werden Sie – hoffentlich – noch mehr von mir hören, bis die Sache weiter gediehen sein wird.

Heute etwas anderes: von Wentzel hörte ich in Chicago, daß eine (oder mehrere) Arbeit[en]* von *Bogoljubov* „On a new method in the Theory of Superconductivity“ existieren,[1] die Wentzel sehr gelobt hat. Es handelt sich um eine mathematisch elegantere Version von Bardeen-Cooper[2] (mehr oder weniger von diesen Autoren unabhängig). *Hier fand ich tatsächlich Kopien dieser Arbeit* (in englischer Sprache) *vor*.

Kennen Sie diese Arbeit? Haben Sie eine Kopie davon in Sydney? Wie weit ist Ihr Artikel für Reviews of Modern Physics?[3] (Für diesen ist sie wichtig.)

Über den Meissner-Effekt oder überhaupt über den Fall, daß ein Magnetfeld vorhanden ist, steht *nichts* in Bogoljubovs Arbeit. Ein Grund mehr anzunehmen, daß sie richtig ist. Ich will sie nun lesen.

Wentzel arbeitete daran, den Meissner-Effekt in Bogoljubovs Methode zu inkorporieren, er ist damit aber, wie er sagte, noch nicht zu einem sicheren Resultat gekommen.[4]

Gerne möchte ich also bald Ihre Meinung über Bogoljubov hören (sicher sind auch Kopien bei Peierls in England). Eventuell könnte ich, wenn nötig, auch behilflich sein, Ihnen eine Kopie zu beschaffen.

Hier habe ich viel Zeit, nur eine 2stündige Vorlesung und Seminare. Am 1. Juni geht mein Swissair-plane von New York nach Zürich zurück.

Viele Grüße Stets Ihr W. Pauli

* Es soll noch eine weitere, nur russisch vorliegende Arbeit existieren.

[1] Bogoljubov (1958a).

[2] Vgl. Bardeen, Cooper und Schrieffer (1957a, b). Vgl. hierzu auch die Darstellung bei Hoddeson und Daitch [2002], die jedoch die Beiträge von Schafroth et al. und von Bogoljubov vollständig übergeht.

[3] Ein solcher Artikel von Schafroth ist nicht erschienen (vgl. hierzu auch den Kommentar im Band **IV**/3, S. 268).

[4] Vgl. Wentzel (1958).

## [2859] Källén an Pauli

Kopenhagen, 7. Februar 1958
[Maschinenschrift]

Lieber Professor Pauli!

Dank für Ihren Brief vom 2. Februar aus New York.[1] Es freut mich sehr, daß Sie jetzt wieder eine klare Sprache schreiben und nicht nur dunkle Andeutungen machen, die mir im wesentlichen unverständlich sind. Nach meinem Besuch in der Schweiz schäme ich mich aber nicht mehr soviel darüber, daß ich nichts verstehe, da ich gefunden habe, daß dies nicht nur bei mir der Fall ist.

Um Ihre Frage zu beantworten, kehre ich zu meinem Brief an Sie am 10. März 1955[2] (d. h. vor bald drei Jahren) zurück. Da ich wohl vermuten darf, daß Sie diesen Brief nicht nach Amerika mitgebracht haben, so wiederhole ich hier noch einmal, was ich damals gesagt habe. Auch heute weiß ich eigentlich nicht mehr als in 1955. Zuerst betone ich dann, daß die Frage, wie das Produkt von zwei (oder mehreren) Feldoperatoren im selben Punkt definiert werden soll, *an sich* keinen Sinn hat, sondern man muß auch ganz genau sagen, *wozu das Produkt benützt werden soll*. Als einfaches Beispiel können wir ein freies, skalares Feld $\varphi^{(0)}(x)$ betrachten. (Das freie Feld scheint mir als Illustration besonders geeignet, da niemand sagen kann, daß hier eine wirkliche Inkonsistenz der Theorie vorhanden ist. Die Schwierigkeiten, die man hier eventuell findet, müssen also ihren Grund in dem Begriff des Produktes haben.) Wirklich beobachtbar ist hier der Mittelwert des Feldes über ein Raum-Zeit-Gebiet $R$, d. h.

$$\varphi(R) = \int_R \varphi^{(0)}(x)dx.$$

Ein Produkt von zwei solchen Mittelwerten ist „vernünftig“, d. h. z. B., daß der Erwartungswert eines solchen Produkts für einen beliebigen Zustand $|a\rangle$ existiert. Jetzt fragen wir, ob es hier eine klassische Korrespondenz gibt, d. h., ob u. U. die Relation

$$\langle a|\varphi(R)\varphi(R)|a\rangle \approx (\langle a|\varphi(R)|a\rangle)^2 \tag{1}$$

annähernd gilt.

Die wohlbekannte Antwort dazu ist die, daß diese Näherung gut ist, wenn die Zahl der Teilchen im Zustand $|a\rangle$ so groß ist, daß der Erwartungswert des Feldes viel größer als die Wurzel aus den Vakuumschwankungen ist, oder

$$\langle a|\varphi(R)|a\rangle \gg \sqrt{\langle 0|\varphi(R)\varphi(R)|0\rangle}. \tag{2}$$

Für ein freies Feld kann man dann explizit nachprüfen, daß (1) gilt. Jetzt können wir aber dieselbe Idee benützen, um ein „Produkt“ auch ohne Raum-Zeit-Mittelung zu *definieren*. Wir subtrahieren also die Vakuumschwankungen und schreiben

$$\text{E.T.}\,(\varphi(R))^2 = \varphi(R)\varphi(R) - \langle 0|\varphi(R)\varphi(R)|0\rangle. \tag{3}$$

(E. T. = endlicher Teil von)

Für solche $R$ und Feldstärken $\langle a|\varphi(R)|a\rangle$ [bei denen] (2) gilt, ist das Subtraktionsglied in (3) ohne Bedeutung, weshalb die klassische Korrespondenz dadurch *nicht* gestört wird. In (3) können wir aber jetzt $R$ zu einem Punkt $x$ zusammenschrumpfen lassen, wobei die rechte Seite endlich bleibt. In verkürzter Schreibweise haben wir also

$$\text{E.T.}\,(\varphi^{(0)}(x))^2 = \varphi^{(0)}(x)\varphi^{(0)}(x) - \langle 0|\varphi^{(0)}(x)\varphi^{(0)}(x)|0\rangle. \tag{4}$$

In (4) hat jedes Glied für sich keinen Sinn, die Differenz existiert aber, wenn sie mit Hilfe eines Grenzüberganges aus (3) definiert wird. In meinem Brief an Sie am 10. März 1955 habe ich eine explizite Rechnung gemacht, um die klassische Korrespondenz für das „Produkt“ (4) zu zeigen. Ich habe dabei Zustände

$$|a\rangle = \sqrt{\frac{1}{2\varepsilon}} \sum_{n_0-\varepsilon}^{n_0+\varepsilon} |n\rangle \qquad\qquad n_0\rangle \gg \varepsilon\rangle \gg 1$$

benützt. Ich wiederhole diese Rechnung nicht, da sie vollständig banal ist und ohne Schwierigkeit durchgeführt werden kann.

Dies Beispiel sollte also zeigen, daß auch in einer durchaus endlichen Theorie wie in der Theorie eines freien Feldes ein Produkt dieser Art nicht ohne unendliche Kompensationsglieder definiert werden kann. Genau wie die Kompensationsglieder definiert werden sollen, hängt dabei von dem Zweck ab, wozu das Produkt benützt werden soll. In dem hier diskutierten Beispiel ist also die wesentliche Forderung, daß eine klassische Korrespondez gelten soll. Ich will nicht die Möglichkeit ausschließen, daß für andere Zwecke andere Definitionen geeigneter sein können.

Als Beispiel eines Produktes von zwei wechselwirkenden Feldern will ich die Dirac-Gleichung diskutieren. Dort handelt es sich um das Produkt von $A_\mu(x)$ und $\psi(x)$ auf der rechten Seite. Hier verschwindet der Vakuumerwartungswert des Produktes identisch, weshalb eine direkte Verallgemeinerung von (4) oben nichts liefert. (In der sogenannten „Wardschen Theorie“,[3] wo ein skalares Feld mit sich selbst in Wechselwirkung steht, enthält die rechte Seite der Bewegungsgleichung $\varphi^2(x)$. Dort muß *zuerst* der Vakuumerwartungswert dieses Produkts wegsubtrahiert werden und *danach* auch die anderen Kompensationsglieder, die den Kompensationsgliedern der Quantenelektrodynamik entsprechen.) Für die Dirac-Gleichung hat man aber die weitere Forderung, daß das Matrixelement der rechten Seite vom Vakuum zu einem Einteilchenzustand verschwinden soll. Dies erreicht man in bekannter Weise mit Hilfe eines Gliedes $\delta m\psi(x)$. Die rechte Seite $f(x)$ der Dirac-Gleichung sieht also in folgender Weise aus

$$f(x) = ie\gamma A(x)\psi(x) + \delta m\psi(x). \tag{5}$$

Weder das erste noch das zweite Glied hat hier (in der Störungstheorie) einen Sinn, aber jede Näherung der Summe ist endlich. Die Renormierungsglieder definieren also das Produkt der zwei Operatoren $A_\mu(x)$ und $\psi(x)$. Um hier vollständig zu sein, muß man (5) als Grenzwert eines Ausdruckes der Art (3) beschreiben. Das kann man aber tun, wenn man beachtet, daß die

Selbstmasse als Integral über eine Gewichtsfunktion $\Sigma$ geschrieben werden kann, wobei $\Sigma$ endlich ist und mit Hilfe des Produktes von zwei Operatoren $f(x)$ in *verschiedenen* Raumzeitpunkten definiert werden kann. {Für genaue Einzelheiten dieser Relationen vgl. Helvetica Physica Acta **25**, 417 (1952)[4] oder Kapitel VII im Handbuch.[5]} Die ausführlichste publizierte Diskussion der notwendigen Grenzübergänge hat Valatin mit Hilfe der Störungstheorie gemacht (Proceedings of the Royal Society **226**, 254 (1954).[6] Diese Arbeit ist *furchtbar* zu lesen, ich glaube aber im wesentlichen richtig). Die technischen Einzelheiten interessieren Sie hier hoffentlich nicht. Ich möchte nur erwähnen, daß die Kompensationsglieder in jedem Fall speziell gewählt werden müssen. So sind sie z. B. für die rechte Seite der Maxwellschen Gleichungen nicht dieselben wie für die rechte Seite der Diracgleichung (vgl. wieder Helvetica Physica Acta oder Handbuch), was als eine Illustration zu meiner Aussage oben, daß ein Produkt sich nur *für ganz spezielle Zwecke* definieren läßt, dienen kann. (Übrigens kann auch erwähnt werden, daß die Einschalterei bei den Grenzübergängen von Valatin benützt werden muß. Z. B. dort habe ich Angst, daß die „Asymptotenbedingung" des „Feldvereins" nicht alles leisten kann, was man verlangen muß.) Mehr habe ich zu diesem Problem eigentlich nicht zu sagen.

Ich habe sehr gelacht, als ich die Einleitung Ihres Briefes über die „Allianz" mit Heisenberg gelesen habe. Ich habe genau dieselbe Schwierigkeit mit Wightman, der in unserer Arbeit über die Dreipunktfunktion[7] alle seine früheren, epsilontischen Orgien wiederholen will.

Es freut mich zu lesen, was Sie über das Eigenwertproblem schreiben. Ich bin nämlich der Meinung, daß, bis man ein wohldefiniertes Eigenwertproblem hat, die ganze Sache nur ein leeres Gerüst ist und mehr „wishful thinking" als eine wirkliche Theorie enthält. Hiermit meine ich z. B., daß es sehr schön ist, zu postulieren, daß *alle* Eigenwerte mit nicht-positiver Norm komplex sein müssen, aber ob diese Annahme wirklich zutreffend ist oder nicht, läßt sich letzten Endes nur durch die wirkliche Lösung eines Eigenwertproblems entscheiden. Es ist immer die Möglichkeit, daß ein Zustand mit reeller Energie und negativer Norm da ist. In derselben Weise verhält es sich mit Ihrer Aussage, daß die Eigenzustände mit einer von Null verschiedenen Ruhmasse entartet sein müssen, *wenn* sie überhaupt existieren, aber *ob* sie überhaupt da sind oder nicht, weiß man nur, wenn man sie ausrechnen kann. Ich kann mir kaum vorstellen, daß eine Aussage über die Entartung der Zustände durch eine formelle Umschreibung der Theorie geändert werden kann. Darf ich vielleicht noch einmal wiederholen, was ich am 26. Dezember[8] geschrieben habe, nämlich, daß der Zusammenhang zwischen der Eigenwertgleichung und der Dichtefunktion im Vakuumerwartungswert von zwei Feldoperatoren durch die Integraltransformation zwischen $\Pi(p^2)$ und $\Pi^*(p^2)$ gegeben ist. Die Eigenwertgleichung *ist* die Gleichung

$$1 + \bar{\Pi}^*(p^2) - \bar{\Pi}^*(0) = 0,$$

wobei in der gewöhnlichen Theorie

$$\Pi^*(p^2) = \frac{\Pi(p^2)}{[1 - \bar{\Pi}(p^2) + \bar{\Pi}(0)]^2 + \pi^2 \Pi^2(p^2)} \tag{6}$$

gilt. Die Ableitung der Integralgleichung setzt aber voraus, daß die gewöhnlichen, analytischen Eigenschaften der Theorie in Ordnung sind, und das sind sie vielleicht nicht, wenn komplexe Wurzeln zugelassen werden.

Viele Grüße

Ihr sehr ergebener Gunnar Källén

[1] Vgl. den Brief [2852].
[2] Siehe den Brief [2040].
[3] Vgl. Ward (1950a, b).
[4] Källén (1952a).
[5] Källén (1958, S. 334ff.).
[6] Valatin (1954).
[7] Källén und Wightman (1958).
[8] Vgl. den Brief [2809].

## [2860] Pauli an Gürsey

Berkeley, 10. Februar 1958

Dear Dr. Gürsey!

I was glad to have received today your letter of February 6.[1] Your letter to Zürich[2] did not turn up until now, but possibly it will still come.

I would appreciate if you could tell me more about your formalism with the non-degenerate vacuum, which I would prefer.[3] Heisenberg seems to think, that one can explain with a degenerate vacuum *only*, that a halfinteger isospin can be coupled with an integer spin (or the other way round). I am not so sure about this point and I would like to hear from you whether your formalism gives also this possibility of strange particles.

Your more modest way of attack has perhaps the better prospect than my more fundamental one. At present I am worrying about many problems, but particularly on the „mirror states", which actually do not occur in nature.

From the table in the (pre)$^n$-print[4] one obtains then by changing the sign of $I_3, \frac{l}{2}, Q$ while keeping $I_B, \frac{I_B}{2}, N$ fixed.

I don't see that I can introduce a doubling of pions, $K$-particles, photons which are identical with their mirror-states.

If a) the mirror states exist mathematically, then bosons should be able to generate also the (actually non-existing) mirror particles in pairs of particles-antiparticles.

If b) the mirror states do *not* exist even formally, how one can then construct the mentioned bosons out of the spinor states in such a unified model? In the moment I don't see a satisfactory way out. Of course the difficulty does not occur, if one introduces the bosons extra, not in the way of a spinor-model.

I am also worrying, that the Lagrangian is not uniquely determined.

The question of your coming here will be talked over tomorrow and you will hear about it.

Yours sincerely W. Pauli

## Anlage zum Brief [2860]

### Gürsey an Pauli[5]

To Prof. Pauli: On *Strangeness*

*Facts to explain*

1. Connection between strangeness and parity conservations.

Strangeness must have something with parity, hence with the neutrino which is responsible for parity violation. The 2 component nature of the neutrino and the existence of the strangeness quantum number must be related.

2. The Goldhaber model[6] has a weakness because it does not forbid baryons with strangeness $+1$. Hence in a composite model one must use not a strangeness producing field but a hypercharge producing field. As the nucleon has a hypercharge it cannot be elementary. The fundamental baryon field must have no hypercharge.

3. The approximate nature of isospin conservation. Only $I_3$ is strictly conserved. Isospin is only strictly conserved if electromagnetic interactions are neglected. Therefore the isospin group must hold rigorously only in a theory where the electron mass is strictly zero (if its mass is wholly electromagnetic). It follows that the isospin group must be connected with the existence of a neutrino-electron doublet.

4. The isomorphism between the isospin group and the Pauli group obeyed by a particle with rest mass zero.

5. The isomorphism between the hypercharge gauge transformation and rotations round the third axis in a Lorentz invariant space

$$Q = I_3 + \frac{U}{2}; \quad \frac{U}{2} = J_3; \qquad \boldsymbol{I} \text{ exists, } \boldsymbol{U} \text{ does not.}$$

6. The fact that the generalized 3-dimensional hypercharge relations are not a valid group for strong interactions at least.

7. What is the $\mu$-meson and where does its mass come from?

Lepton field for a 2-component neutrino and an electron:

$$E = \begin{pmatrix} \nu_1 & \varepsilon_1 \\ \nu_2 & \varepsilon_2 \end{pmatrix}, \quad \bar{E}^\dagger = \begin{pmatrix} \varepsilon_2^* & -\nu_2^* \\ -\varepsilon_1^* & \nu_1^* \end{pmatrix}$$

$$G = \begin{pmatrix} \varepsilon_4^* & 0 \\ -\varepsilon_3^* & 0 \end{pmatrix}, \quad \bar{G}^\dagger = \begin{pmatrix} 0 & \varepsilon_3 \\ 0 & \varepsilon_4 \end{pmatrix}$$

Under Lorentz

$$E \to LE, \quad G \to LG$$

Under leptonic charge

$$E \to e^{il} E, \quad G \to e^{-il} G.$$

3d isospin transformation

$$E \to E e^{i\sigma_3 I_3}, \quad G \to G e^{i\sigma_3 I_3}.$$

Lepton equation, $m_e : m$: electron mass.

$$D\bar{E}^\dagger = imG\frac{1+\sigma_3}{2}$$

$$D\bar{G}^\dagger = -imE\frac{1-\sigma_3}{2}$$

Invariant under

$$E \to LEe^{i(l+\sigma_3 I_3)}$$
$$G \to LGe^{-i(l-\sigma_3 I_3)}.$$

Now in the non-electric approximation $m \to 0$ and we have the equation

$$\begin{cases} D\bar{E}^\dagger = 0 \\ D\bar{G}^\dagger = 0 \end{cases} \quad \text{or} \quad \begin{cases} \bar{D}^\dagger E = 0 \\ \bar{D}^\dagger G = 0 \end{cases} \quad \text{or} \quad \begin{cases} (\partial_0 \pm \boldsymbol{\sigma} \cdot \boldsymbol{\nabla}) \begin{pmatrix} \nu_1 & \varepsilon_1 \\ \nu_2 & \varepsilon_2 \end{pmatrix} = 0 \\ (\partial_0 - \boldsymbol{\sigma} \cdot \boldsymbol{\nabla}) \begin{pmatrix} \varepsilon_4^* & 0 \\ -\varepsilon_3^* & 0 \end{pmatrix} = 0. \end{cases}$$

The group admitted by this system is now

$$E \to Le^{il} ER$$
$$G \to Le^{-il} Ge^{i\sigma_3 I_3'} = Le^{i(I_3'-l)} G.$$

This is a 5 parameter group which has for subgroups a rotation group (the Pauli group), and 2 cyclic groups which commute. Invariance under this group will be interpreted as invariance under isotopic rotations, lepton conservation and hypercharge conservation ($I_3' = \frac{u}{2}$ where $u$ is the hypercharge).

We note that the existence of this group follows from

1. The spinor nature of the lepton field
2. The vanishing of the rest mass of the lepton field in the absence of electromagnetic interaction.
3. The 2-component nature of the neutrino

If the neutrino did not have a 2-component-structure then the equations

$$\bar{D}^\dagger E = 0$$
$$\bar{D}^\dagger G = 0$$

would admit the group (apart from the Lorentz group)

$$E \to Ee^{il} R$$
$$G \to Ge^{il'} R'$$

which has 8 parameters, 2 commuting rotation groups + 2 commuting cyclical phase groups. The rotation groups combine to form the rotation group in 4-dimensional euclidian space. The group is also equivalent to 2 commuting $2 \times 2$ unitary groups.

We now postulate a baryon field $B^0$ which is neutral and is an isosinglet.

$$B^0 = \begin{pmatrix} b_1 & -b_4^* \\ b_2 & b_3^* \end{pmatrix}.$$

In the absence of electromagnetic field $B^0$ has still a mass $M$ so that a plane wave obeys the equation

$$D\bar{B}^{0\dagger} = iMB^0\sigma_3\,. \qquad \text{(Dirac's equation)}$$

This equation admits the baryon gauge group

$$B^0 \to B^0 e^{i\sigma_3 b}.$$

We now form the isospinor boson field $\Theta$ which has group properties similar to the $K$ particle

$$\Theta = \bar{E}G = \begin{pmatrix} \theta^0 & 0 \\ \theta^+ & 0 \end{pmatrix}.$$

$\Theta$ is Lorentz invariant and is also invariant under lepton charge gauge transformation. It carries however hypercharge and isotopic spin since its transformation law is

$$\Theta \to e^{i\frac{u}{2}\bar{R}}\Theta.$$

We also have

$$\bar{\Theta}^\dagger = E^\dagger \bar{G}^\dagger = \begin{pmatrix} 0 & -\bar{\theta} \\ 0 & \bar{\theta}^0 \end{pmatrix}$$

with the law

$$\bar{\Theta}^\dagger \to e^{-i\frac{u}{2}\bar{R}}\bar{\Theta}^\dagger.$$

We can form the unitary matrix

$$\theta = \Theta + \bar{\Theta}^\dagger = \begin{pmatrix} \theta^0 & -\bar{\theta} \\ \theta^\dagger & \bar{\theta}^0 \end{pmatrix}. \qquad (\theta = \bar{\theta}^\dagger)$$

We have

$$\Theta = \theta\frac{1+\sigma_3}{2}, \quad \bar{\Theta}^\dagger = \theta\frac{1-\sigma_3}{2}$$

and the transformation law for $\theta$ is

$$\theta \to \bar{R}\theta e^{i\sigma_3\frac{u}{2}} \quad \text{and} \quad \bar{\theta} \to e^{i\sigma_3\frac{u}{2}}\bar{\theta}R.$$

We also have

$$\frac{1-\sigma_3}{2}\bar{\theta} = \bar{\Theta} = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ -\theta^+ & \theta^0 \end{pmatrix}, \quad \Theta^\dagger = \begin{pmatrix} \bar{\theta}^0 & \theta^- \\ 0 & 0 \end{pmatrix} = \frac{1+\sigma_3}{2}\bar{\theta},$$

so that

$$\bar{\Theta} \to e^{i\frac{u}{2}}\bar{\Theta}R \quad \text{and} \quad \Theta^\dagger \to e^{-i\frac{u}{2}}\Theta^\dagger R.$$

The charge gauge transformation for $\theta$ is obtained by taking

$$R = e^{i\sigma_3\frac{q}{2}}, \qquad u = q$$

$$\theta \to e^{-i\sigma_3\frac{q}{2}}\theta e^{i\sigma_3\frac{q}{2}}.$$

The nucleon is described by the matrices

$$X = \begin{pmatrix} p_1 & n_1 \\ p_2 & n_2 \end{pmatrix} \quad \text{and} \quad Z = \begin{pmatrix} n_4^* & -p_4^* \\ -n_3^* & p_3^* \end{pmatrix}$$

which transform as

$$X \to e^{i(b+\frac{u}{2})}LXR, \quad Z \to e^{-i(b+\frac{u}{2})}LZR.$$

The correct transformation properties are obtained if we regard the nucleon as a composite particle obtained by combining $B^0$ and $\theta$ in the following way

$$X = B^0\bar{\Theta} = B^0\frac{1-\sigma_3}{2}\bar{\theta}$$

$$Z = B^0\Theta^\dagger = B^0\frac{1+\sigma_3}{2}\bar{\theta}.$$

We have

$$\bar{Z}^\dagger = \begin{pmatrix} p_3 & n_3 \\ p_4 & n_4 \end{pmatrix} = \bar{B}^{0\dagger}\frac{1-\sigma_3}{2}\bar{\theta}$$

so that with

$$N = \begin{pmatrix} p_1 n_1 \\ p_2 n_2 \\ p_3 n_3 \\ p_4 n_4 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} B^0 & \frac{1-\sigma_3}{2}\bar{\theta} \\ \bar{B}^{0\dagger} & \frac{1-\sigma_3}{2}\bar{\theta} \end{pmatrix} = (B^0\bar{\theta}\bar{\theta}^\dagger).$$

The cascade particle similarly is described by

$$\Xi = \begin{pmatrix} \Xi_1^0\Xi_1^0 \\ \Xi_2^0\Xi_2^0 \\ \Xi_3^0\Xi_3^0 \\ \Xi_4^0\Xi_4^0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} B^0 & \sigma_1\frac{1+\sigma_3}{2}\bar{\theta} \\ \bar{B}^{0\dagger} & \sigma_1\frac{1+\sigma_3}{2}\bar{\theta} \end{pmatrix}.$$

The number and the cascade can be grouped into a single $4 \times 4$ matrix

$$\Psi = \left(\begin{array}{c|c} p_1 n_1 & \Xi_1^0\Xi_1^0 \\ p_2 n_2 & \Xi_2^0\Xi_2^0 \\ p_3 n_3 & \Xi_3^0\Xi_3^0 \\ p_4 n_4 & \Xi_4^0\Xi_4^0 \end{array}\right) = \begin{pmatrix} B^0\frac{1-\sigma_3}{2}\bar{\theta} & B^0\frac{1+\sigma_3}{2}\bar{\theta} \\ \bar{B}^{0\dagger}\frac{1-\sigma_3}{2}\bar{\theta} & \bar{B}^{0\dagger}\frac{1+\sigma_3}{2}\bar{\theta} \end{pmatrix}$$

which transforms as

$$\Psi \to L e^{ib} \Psi e^{i\boldsymbol{\nabla}\cdot\boldsymbol{I}} e^{i\gamma_5 \frac{u}{2}}$$

under the combined Lorentz, isotopic spin, baryon gauge and hypercharge gauge transformations. Here $L$ is the $4 \times 4$ Lorentz matrix $\begin{pmatrix} L & 0 \\ 0 & \bar{L}^{\dagger} \end{pmatrix}$.

We now form two boson fields which have lepton number and baryon number zero, one being an isotopic scalar and the other an isotopic vector. This can be done easily by forming the matrix

$$\Theta\Theta^{\dagger} = \theta \frac{1+\sigma_3}{2} \bar{\theta} = \phi^0 + \boldsymbol{\sigma}\cdot\boldsymbol{\phi}$$

$$\phi^0 = \frac{\theta^0\bar{\theta}^0 + \theta^+\theta^-}{2} \qquad \text{is an isoscalar}$$

and

$$\boldsymbol{\phi} \quad \begin{cases} \phi^+ = \theta^+\bar{\theta}^0 = \phi_1 + i\phi_2 \\ \phi_3 = \dfrac{\theta^0\bar{\theta}^0 - \theta^+\theta^-}{2} \\ \phi^- = \theta^-\theta^0 = \phi_1 - i\phi_2. \end{cases} \qquad \text{is an isovector}$$

However $\phi^0$ and $\boldsymbol{\phi}$ are independent because

$$\mathrm{Det}(\Theta\Theta^{\dagger}) = \phi^{02} - |\boldsymbol{\phi}|^2 = 0.$$

Hence

$$\phi^0 = |\boldsymbol{\phi}|.$$

It follows that from $\Theta$ we have constructed one independent boson isovector field which is $\boldsymbol{\phi}$ which transform as $\boldsymbol{\sigma}_1 \cdot \boldsymbol{\phi} \to \bar{R}\boldsymbol{\sigma}_1\bar{\boldsymbol{\phi}}R$.

We now proceed to form the $\Lambda^0$, $\boldsymbol{\Sigma}$ baryons with zero hypercharge.

$\Lambda^0$: For the $\Lambda^0$ we can have either

$$\Lambda^0 = B^0$$

or $\begin{cases} \Lambda^0 = B^0 \dfrac{\theta^0\bar{\theta}^0 + \theta^+\theta^-}{2} = B^0\phi_0 \\ \Sigma_i = B^0\phi_i \end{cases} \quad (i = 1, 2, 3)$

We can also write defining

$$\begin{aligned} Y^0 &= \Lambda^0 + \Sigma^0 \\ Z^0 &= \Lambda^0 - \Sigma^0 \\ \Sigma^+ &= \Sigma_1 + i\Sigma_2 \\ \Sigma^- &= \Sigma_1 - i\Sigma_2 \end{aligned}$$

or $\boldsymbol{\Sigma} = B^0\boldsymbol{\phi}$

$$\begin{cases} Y^0 = B^0\theta^0\theta_0^- \\ Z^0 = B^0\theta^+\theta^- \\ \Sigma^+ = B^0\theta^+\theta_0^- \\ \Sigma^- = B^0\theta^-\theta^0 \end{cases}$$

Let the $3 \times 3$ rotation matrix $\omega_{ij}$ be defined by

$$\omega_{ij}\sigma_j = \bar{R}\sigma_i R$$

when the $\sigma_i$ represent the Pauli matrices.

Then, under the isorotation

$$\boldsymbol{\sigma}\cdot\boldsymbol{\phi} \to \bar{R}(\boldsymbol{\sigma}\cdot\boldsymbol{\phi})R$$

we have

$$\phi_i \to \omega_{ij}\phi_j$$

so that

$$\Sigma_i \to \omega_{ij}\Sigma_j$$

is an isovector.

The $\Lambda$, $\Sigma$ system can also be grouped as the $4 \times 4$ matrix

$$\Phi = (\Sigma^+, \Lambda^0 \pm \Sigma^0, \Lambda^0 - \Sigma^0, \Sigma^-)$$

*Mesons*

The $\Theta$ field has the same properties as the $K$ $(K^0, K^+)$ field. Here we can have

$$K = \Theta \text{ or } K = B^0\bar{B}^0\Theta.$$

The second alternative is more reasonable from a dynamical point of view since $K$ is related both to leptons and to baryons.

Similarly the $\boldsymbol{\Pi}$ meson has same group properties as the $\boldsymbol{\phi}$ field. For the same reason we can put

$$\boldsymbol{\Pi} = B^0\bar{B}^0\boldsymbol{\phi}.$$

The $\mu$ meson behaves very much like the electron $\varepsilon$ excepting for its mass. It is tempting therefore to define the $\mu$ meson as

$$\mu = \varepsilon\phi_0 = \varepsilon\frac{\theta^0\bar{\theta}^0 + \theta^+\theta^-}{2}.$$

Hence in this theory the only lepton which has hypercharge in $\varepsilon_R = \begin{pmatrix}\varepsilon_3\\ \varepsilon_4\end{pmatrix}$ which unlike $\varepsilon_L = \begin{pmatrix}\varepsilon_1\\ \varepsilon_2\end{pmatrix}$ has no neutrino as isotopic spin comparison.

*The photon*

By combining the separate lepton fields $E = \begin{pmatrix}\nu_1 & \varepsilon_1\\ \nu_2 & \varepsilon_2\end{pmatrix}$ and $G = \begin{pmatrix}\varepsilon_4^* & 0\\ -\varepsilon_3^* & 0\end{pmatrix}$ we can form a 4-vector field in space-time which also has lepton number zero. We can also form a scalar and an antisymmetric tensor combined as the matrix

scalar + antispin tensor $\quad E\bar{G} = \begin{pmatrix}\varepsilon_1\varepsilon_3^* & \varepsilon_1\varepsilon_4^*\\ \varepsilon_2\varepsilon_3^* & \varepsilon_2\varepsilon_4^*\end{pmatrix} = E\frac{1-\sigma_3}{2}\bar{G}$

4-vector $$E\frac{1-\sigma_3}{2}\theta, \quad \bar{E}^\dagger = \begin{pmatrix} \varepsilon_1\varepsilon_1^* & \varepsilon_1\varepsilon_2^* \\ \varepsilon_2\varepsilon_1^* & \varepsilon_2\varepsilon_2^* \end{pmatrix}.$$

By combining each field with itself we get the two 4-vector fields

$$EE^\dagger = \begin{pmatrix} \nu_1\nu_1^* + \varepsilon_1\varepsilon_1^* & \nu_1\nu_2^* + \varepsilon_1\varepsilon_2^* \\ \nu_2\nu_1^* + \varepsilon_2\varepsilon_1^* & \nu_2\nu_2^* + \varepsilon_2\varepsilon_2^* \end{pmatrix}$$

and

$$GG^\dagger = \begin{pmatrix} \varepsilon_4^*\varepsilon_4 & -\varepsilon_4\varepsilon_3 \\ \varepsilon_3^*\varepsilon_4 & \varepsilon_3^*\varepsilon_3 \end{pmatrix} = G\frac{1+\sigma_3}{2}G^\dagger.$$

Then 4 tensorial fields should be related to the photon.
Let us define

$$\Psi_e = E\sigma_1\frac{1+\sigma_3}{2}4 - G\sigma_1\frac{1-\sigma_3}{2} = \begin{pmatrix} \varepsilon_1 & -\varepsilon_4^* \\ \varepsilon_2 & \varepsilon_3^* \end{pmatrix}.$$

Then, under Lorentz transformations and lepton transformations

$$\Psi_e \to L\Psi_e e^{i\sigma_3 l}.$$

Therefore we can form the two 4-vectors

$$j_0 + \boldsymbol{\sigma}\cdot\boldsymbol{j} = \psi_e\psi_e^+ \text{ and } \psi_e\sigma_3\psi_e^\dagger = s_0 + \boldsymbol{\sigma}\cdot\boldsymbol{s}$$

and the antisymmetrical tensor

$$(i\boldsymbol{E} + \boldsymbol{H})\cdot\boldsymbol{\sigma} = \psi_e\sigma_3\bar{\psi}_e.$$

The charge conjugation is $\psi \to \psi\sigma_2$.
Hence both

$$A_0 \to \boldsymbol{\sigma}\cdot\boldsymbol{A} = \psi_e\sigma_3\psi_e^\dagger$$

and

$$(i\boldsymbol{A} + \boldsymbol{H})\cdot\boldsymbol{\sigma} = \psi_e\sigma_3\bar{\psi}_e$$

change sign under charge conjugation. They should describe the photon field.

*Behaviour of K under CP*

$$K \cong \begin{pmatrix} \varepsilon_2\varepsilon_4^* + \varepsilon_1\varepsilon_3^* & 0 \\ -\nu_2\varepsilon_4^* - \nu_1\varepsilon_3^* & 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} K^0 & 0 \\ K^+ & 0 \end{pmatrix}.$$

Under parity

$$\begin{pmatrix} \varepsilon_1 \\ \varepsilon_2 \end{pmatrix} \rightleftarrows \begin{pmatrix} \varepsilon_3 \\ \varepsilon_4 \end{pmatrix}$$

hence $K^0 \to \bar{K}^0$ but $K^+$ disappears.

Under $C\,P$

$$\begin{pmatrix}\varepsilon_1\\ \varepsilon_2\\ \varepsilon_3\\ \varepsilon_4\end{pmatrix} \to ip \begin{pmatrix}-\varepsilon_4^*\\ \varepsilon_3^*\\ \varepsilon_2^*\\ -\varepsilon_1^*\end{pmatrix} \to i \begin{pmatrix}\varepsilon_2^*\\ -\varepsilon_1^*\\ -\varepsilon_4^*\\ \varepsilon_3^*\end{pmatrix}$$

$$\begin{pmatrix}\nu_1\\ \nu_2\end{pmatrix} \to i \begin{pmatrix}\nu_2^*\\ -\nu_1^*\end{pmatrix} \begin{pmatrix}\varepsilon_1\\ \varepsilon_2\end{pmatrix} \to i \begin{pmatrix}\varepsilon_2^*\\ -\varepsilon_1^*\end{pmatrix} \begin{pmatrix}\varepsilon_3\\ \varepsilon_4\end{pmatrix} \to i \begin{pmatrix}-\varepsilon_4^*\\ \varepsilon_3^*\end{pmatrix} \begin{pmatrix}\varepsilon_3^*\\ \varepsilon_4^*\end{pmatrix} \to i \begin{pmatrix}\varepsilon_4\\ -\varepsilon_3\end{pmatrix}.$$

Hence $C\,P$ or $T$ is the time charge conjugation operator. The antiparticle is created by the time reversed operator.

$$\varepsilon_2\varepsilon_4^* + \varepsilon_1\varepsilon_3^* \to i(\varepsilon_2^*\varepsilon_4 + \varepsilon_1^*\varepsilon_3) \qquad K^0 \to \bar{K}^0$$

$$\nu_1\varepsilon_4^* + \nu_1\varepsilon_3^* \to i\nu_2^*\varepsilon_4 + \nu_1^*\varepsilon_3. \qquad K^+ \to \bar{K}$$

Situation like in scalar field and spin field. $C$ in scalar is just the operator of coupled conjugation whereas in space field it is coupled conjugation accompanied by another operator $C = K_2$.

Hence $C\,P$ changes $K$ into $\bar{K}$: switches the hypercharge.
Hence

$$\frac{K^0 + \bar{K}^0}{2} = K_1^0 \quad \text{is } C\,P \text{ self conjugated} \qquad C\,P\,K_1^0 = K^0,$$

and

$$\frac{K^0 - \bar{K}^0}{2} = K_2^0 \quad \text{is anti } C\,P \text{ self conjugated} \quad C\,P\,K_2^0 = -K_2^0.$$

$C\,P$ is also charge conjugation for $\nu$.
$P\nu$ and $C\nu$ do not exist. The antiparticle of $\nu$ is $\nu^{C\,P}$.

*$\beta$ Decay Interaction*

The nucleon field in terms of the neutral baryon field $\Lambda$ is given by

$$\begin{aligned} p_1 &= \Lambda_1\theta^+ & n_1 &= \Lambda_1\theta^0\\ p_2 &= \Lambda_2\theta^+ & n_2 &= \Lambda_2\theta^0\\ p_3 &= \Lambda_3\theta^+ & n_3 &= \Lambda_3\theta^0\\ p_4 &= \Lambda_4\theta^+ & n_4 &= \Lambda_4\theta^0 \end{aligned}$$

where

$$\theta^0 = \hat{\varepsilon}_R\varepsilon_L \text{ and } \theta^+ = \hat{\varepsilon}_R\nu_L$$

$$\varepsilon_L = \text{left handed electron field} = \begin{pmatrix}\varepsilon_1\\ \varepsilon_2\end{pmatrix}$$

$$\varepsilon_R = \text{right handed electron field} = \begin{pmatrix}\varepsilon_3\\ \varepsilon_4\end{pmatrix}$$

$$\nu_L = \text{left handed neutrino field} = -\begin{pmatrix}\nu_1\\ \nu_2\end{pmatrix}$$

$$i\frac{1+\gamma_5}{2}\varepsilon^C = \hat{\varepsilon}_R = (i\sigma_2\varepsilon_R^*)^T \quad (T \text{ means transposed})$$

or

$$\hat{\varepsilon}_R = (-\varepsilon_4^*\varepsilon_3^*).$$

We introduce the 4-spinors

$$\psi_\Lambda = \begin{pmatrix} \Lambda_1 \\ \Lambda_1 \\ \Lambda_3 \\ \Lambda_4 \end{pmatrix} \text{ and } \psi_\lambda = \begin{pmatrix} \nu_L \\ i\sigma_2\varepsilon_L^* \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \varepsilon_2^* \\ -\varepsilon_1^* \end{pmatrix}.$$

The $\beta$ interaction Hamiltonian is

$$H_{\text{int}} = \left(\bar{\psi}_n\gamma_\mu\frac{1+\gamma_5}{2}\psi_p\right)\left(\bar{\psi}_\lambda\frac{1+\gamma_5}{2}\gamma_\mu\psi_\lambda^C\right) + \text{H.c.}$$

$$= \bar{\psi}_\Lambda\gamma_\mu\frac{1+\gamma_5}{2}\psi_\Lambda(\theta^+\bar{\theta}^0)\left(\bar{\psi}_\lambda\frac{1+\gamma_5}{2}\gamma_\mu\psi_\lambda^C\right) + \text{H.c.}$$

[1] Vgl. den Brief [2856].
[2] Vgl. den Brief [2844].
[3] Zusatz von Pauli: „I have only the notes you gave me in New York." {Siehe die Anlage zum Brief [2860].}
[4] Vgl. den Brief [2865] und die Anm. zum Brief [2854].
[5] Manuskript aus dem *Pauli-Nachlaß* 1/279-289.
[6] Vgl. Goldhaber (1958).

## [2861] Pauli an Heisenberg

Berkeley, 10. Februar 1958
Die beiliegenden Seiten können in
*beliebiger Reihenfolge* gelesen werden!

Lieber Heisenberg!

Ich bin froh, heute Deine Reaktion[1] auf meine Briefe von New York erhalten zu haben. Auch hoffe ich, daß es mit meinen Rechenfehlern nun wieder besser werden wird, wo ich wieder, mit meinen Notizen versehen, in einem ruhigen Büro sitze.

Die *Spiegelwelt* ist eine überaus fundamentale und wichtige Sache und es könnte sein, daß sie wirklich kritisch wird für eine Theorie, die alles aus *einem* Feld ableiten will.

Das hat nämlich zu tun mit der Natur der Photonen und der $\pi$-Mesonen. Soviel ich sehe, sind die mit ihren Spiegelzuständen identisch (d. h., sie sind aus Zuständen zu Spiegelzuständen formal symmetrisch zusammengesetzt).

Warum kann nun nicht ein $\pi$-Meson auch ein Spiegel-Nukleon-Antinukleon-Paar erzeugen und ein Photon ein Spiegel-Elektron-Positron-Paar? Dann kommt man aber in Konflikt mit der Erfahrung.

Oder aber: die Spiegelzustände gibt es (auch formal) nicht. Wie sollen dann die $\pi$-Mesonen und Photonen mittels des Spinormodells interpretiert werden?

Hier sind wir an einer elementaren und fundamentalen Stelle angelangt. Es ist vielleicht die alte Schwierigkeit der „Neutrinotheorie des Lichtes“ in einer neuen und sowohl verallgemeinerten wie verschärften Form. *Bis jetzt weiß ich keinen Ausweg!* Die Frage ist von mathematischen Einzelheiten des Spinormodelles ganz unabhängig.

Ich will übrigens – trotz Deiner Argumente – noch versuchen, die Einfachheit des Vakuumzustandes zu retten.

Vielleicht war ich zu skeptisch bezüglich der Möglichkeit von Produkten von Feldoperatoren am gleichen Punkt. Dein Brief vom 5. 2. diskutiert jedoch gar nicht die logarithmischen Singularitäten des Realteiles $S^1$ der Vakuum-Erwartungswerte von Produkten. Diese sind die eigentliche Quelle meiner Kritik, natürlich nicht diejenigen Funktionen, die für $S = 0$ verschwinden. Bitte ergänze die Lücke und *zeige, daß trotz der logarithmischen Terme meine Kritik übertrieben ist.*

Zur Publikation bzw. (pre)-print: es ist mein Wunsch, daß die Tamm-Dancoff-Rechnungen (zu denen ich ja auch nichts beitrug) *ohne meinen Namen* verschickt werden (und erscheinen). Ich möchte bei diesen bloßer Zuschauer bleiben! Ihr sollt diesen abtrennen!

Viele Grüße Dein W. Pauli

## Anlage zum Brief [2861]

*Zu Deinem Brief vom 30. 1.*[2]

*1.* Die Rechnungen von mir, die ins alte preprint aufgenommen wurden, bezogen sich auf die Frage, ob es $\gamma_5$-invariante Gleichungen gibt, die a) auch in der nicht-elektrischen Näherung gelten und b) bereits aus einem einzigen Dirac-Spinor $\psi$ folgen. Solche Gleichungen gibt es.

Ich hatte schon früher gesagt, daß ich mit der Streichung dieser ganzen Rechnung einverstanden bin, da die Behandlung der Frage voll unnötig ist.

Was in Deinem Brief vom 30. 1. steht, bezieht sich dagegen auf das iso-invariante-Gleichungssystem von Gürsey der nicht-elektrischen Näherung für *2* Dirac-Spinoren. Natürlich gilt dort die Wellengleichung 2. Ordnung immer. Neu ausgerechnet waren nur die Vakuum-Erwartungswerte.

Gegen

$$ {}^{A}V_{A'} = \begin{matrix} 1 & & & \\ & -1 & & \\ & & 0 & \\ & & & 0 \end{matrix} $$

habe ich nichts, außer daß ich überhaupt die ganze Vakuumentartung gerne vermeiden möchte.

*2.* Empirisch ist der Erhaltungssatz für $I_B$ und $l_B$ (wenigstens mod. 4) auch für die schwache Wechselwirkung wohl nötig. Man kann ja ins „(pre)"-print schreiben, daß dessen theoretische Herleitung noch aussteht.

Die an der Quelle sitzenden Berkeley-Leute wiesen darauf hin, daß das $\Xi^0$-Teilchen hypothetisch ist. Wenn es *nicht* existiert, kann man für $\Xi^-$ auch $I_3 = 0$ setzen. Iso-invariante Form der Lagrangefunktion für $q$-Zahl $\psi_\alpha(x)$, $\bar{\psi}_\beta(x)$ bei *beliebigen* Vertauschungsrelationen zwischen diesen nach Gürsey.

* = hermitesch konjugiert. Standardform[3] für $\gamma_\mu$ und $C$.

$$\Psi \equiv \begin{pmatrix} \psi_1 & -\psi_4^* \\ \psi_2 & \psi_3^* \end{pmatrix}; \quad \bar{\Psi} \equiv \begin{pmatrix} \psi_3^* & \psi_4^* \\ -\psi_2 & \psi_1 \end{pmatrix}$$

(N. B. für $c$-Zahlen ist $\bar{\Psi} = \Psi^{-1}\mathrm{Det}.\Psi$.)[4]

$$L = \mathrm{Spur}\{[(\tfrac{\partial}{\partial t} + (\boldsymbol{\sigma}\,\mathrm{grad}))\Psi]\Psi^* + l^2(\Psi\bar{\Psi})(\Psi\bar{\Psi})^*\}.^5$$

Für den zweiten Term finde ich

$$\begin{gathered}(\psi_1\psi_3^* + \psi_4^*\psi_2)(\psi_3\psi_1^* + \psi_2^*\psi_4) \\ + (\psi_3^*\psi_1 + \psi_2\psi_4^*)(\psi_1^*\psi_3 + \psi_4\psi_2^*) \\ + [\psi_2, \psi_3^*][\psi_3, \psi_2^*] + [\psi_1, \psi_4^*][\psi_4, \psi_1^*].\end{gathered}$$

Wenn man nicht solche Gründe wie „Einfachheit" einführt, ist es *unrichtig*, daß die Theorie eindeutig bestimmt ist!! *

$$[A, B] \equiv AB - BA.$$

Die Identitäten der $c$-Zahltheorie in Deiner Bezeichnung

$$J_1 - J_5 = J_2 = J_4; \quad J_1 + J_5 = J_3$$

habe ich mit meiner alten Arbeit Physica 1935, p. 31,[6] verglichen und in Übereinstimmung befunden. Die Bezeichnungstabelle ist

| Heisenberg | $J_1$ | $J_2$ | $J_3$ | $J_4$ | $J_5$ |
|---|---|---|---|---|---|
| Physica 1935 | $\Omega_1^2$ | $-s_\mu s_\mu$ | $M_{\mu\nu}M_{\mu\nu}$ | $-\hat{s}_\mu\hat{s}_\mu$ | $-\Omega_2^2$ |

Es war dort $\psi^\dagger = i\,\psi^*\gamma_4$, während man jetzt allgemein {seit meinem eigenen Artikel (1941)}[7] $\overset{=}{\psi}{}^\dagger = \psi^*\gamma_4$ (ohne $i$) setzt.

Deine Identitäten der $q$-Zahltheorie bei Antikommutieren

$$2(J_1 - J_5) + J_2 + J_4 \equiv 0, \quad 3J_1 + J_3 + 3J_5 \equiv 0$$

habe ich noch nicht nachgerechnet, habe jedoch keinen Grund, an ihnen zu zweifeln.

Die Isoinvarianz von $J_4$ in der $q$-Zahltheorie mit Antikommutation ist ein Resultat von *Kroll*; wenn man es benützt, muß man ihn zitieren. Ich wußte jedoch, daß die Theorie nicht-eindeutig ist, wenn man Kommutatoren in der $L$-Funktion zuläßt, wogegen ich gar keinen a-priori Grund sehe!

Standardform

$$\gamma_\mu^T = -C\gamma_\mu C^{-1}$$

transponierte Matrix

$$C = \begin{pmatrix} 0 & -1 & & 0 \\ 1 & 0 & 0 & \\ & 0 & 0 & 1 \\ 0 & & -1 & 0 \end{pmatrix}.^8$$

$$C^* = -C; \quad CC^* = C^*C = -C^2 = +1$$

$\downarrow$

hermitesch konjugiert

$\sigma_k$ 2reihige „Pauli-Matrizen“

$$\sigma_1\sigma_2 = -\sigma_2\sigma_1 = i\sigma_3, \ldots$$

$$\sigma_1^2 = \ldots = 1.$$

$$\gamma_k = \begin{pmatrix} 0 & -i\sigma_k \\ i\sigma_k & 0 \end{pmatrix} \qquad k = 1, 2, 3$$

$$\gamma_4 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}; \quad \gamma_5 \equiv \gamma_1\gamma_2\gamma_3\gamma_4 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}.^9$$

Ich hätte gerne noch einen Sonderdruck Deiner Arbeit im Reviews of Modern Physics[10] (habe meinen verlegt). Den der Lee-Modell-Arbeit[11] habe ich.

Ich hoffe immer noch, die *Entartung des Vakuumzustandes vermeiden zu können.*

Gürsey betrachtet Lagrangefunktionen, die invariant sind gegen

$$\Psi \to e^{if} L\Psi\Omega,$$

worin $\Psi$ eine $4 \times 4$ reihige Matrix

$$L = e^{(\boldsymbol{\alpha}\gamma_5 + i\boldsymbol{u})\boldsymbol{\sigma}} \qquad \text{Lorentz-Matrix}$$

$$\Omega = e^{i\gamma_5 u} e^{i\boldsymbol{\sigma}\boldsymbol{t}} \qquad \text{Isogroup}$$

$(u \equiv I_B)$

$(\boldsymbol{t} \equiv \boldsymbol{I} = \text{isospin})$

$(f, u, \boldsymbol{t}) = 5$ Parametergruppe.

Baryon-Eichgruppe

$$\Psi \to \Psi e^{i\frac{1+\gamma_5}{2}N}$$

Lepton-Zahl

$$\Psi \to \Psi e^{i\frac{1-\gamma_5}{2}L}$$

(bei Gürsey exakte, kontinuierliche Gruppe)

Ladungs-Eichgruppe

$$\Psi \to \Psi^{i\frac{\gamma_5+\sigma_3}{2}Q}$$

$$L = \frac{-u+f}{2}, \quad Q = \frac{u+t_3}{2}, \quad N = \frac{u+f}{2}.$$

Ich sehe also nicht, daß Dein Argument b) stichhaltig ist. Daß hier für die Lepton-Ladung ein exakter Erhaltungssatz gilt, gefällt mir auch.

Über Dein Argument a) über halbzahligen Spin bei ganzzahligem Isospin et vice versa will ich noch nachdenken. Hoffe auch, noch mehr von Gürsey zu hören.

[1] Vgl. den Brief [2854].
[2] Vgl. den Brief [2848].
[3] Zusatz von Pauli: „beiliegender Zettel."
[4] Zusatz von Pauli: „Die Standardform ist unwesentlich und kann mittels $\frac{1\pm\gamma_5}{2}$ und $C$ vermieden werden!"
[5] Zusatz von Pauli: „Der Ausdruck, den ich von New York schrieb, war falsch."
* Die Argumentation Deines Briefes setzt voraus, daß Kommutatoren nicht explizite vorkommen dürfen! (Warum?)
[6] Pauli (1935).
[7] Pauli (1941).
[8] Zusatz von Pauli: „N. B. Man kann stets $C$ durch $-C$ ersetzen, das ist konventionell. Deine Form für $C$ im Brief vom 5. Februar ist richtig. Deine Bemerkung über $CC^*$ dort ist jedoch Unsinn, da $CC^*$ positiv definit. – In meinem früheren Brief war offenbar die Form von $C$ falsch!"
[9] Zusatz von Pauli: „Ich hoffe, es wird jetzt wieder besser mit den Rechenfehlern, da ich wieder meine Notizen habe und ruhig vor einem Schreibtisch sitze."
[10] Heisenberg (1957a).
[11] Heisenberg (1957b).

## [2862] Heisenberg an Pauli

Göttingen, 10. Februar 1958[1]

Lieber Pauli!

Heute will ich Dir nur kurz über den Stand unserer Arbeit berichten. Das Manuskript ist zu einem großen Teil ganz umgeschrieben worden und ich bin sicher, daß es jetzt sehr viel besser ist.[2] Es wird jetzt vervielfältigt, und Du bekommst dann gleich wieder 10 Exemplare. Verschicken werde ich erst, wenn ich Deine Einwilligung habe; und zum Druck möchte ich es überhaupt erst schicken, wenn Du nochmal daran verbessert hast. Mit der Drucklegung eilt es auch mir nicht. Andererseits werde ich selbst erst weiter verbessern können, wenn die Berechnung der einfachsten Eigenwerte abgeschlossen ist. Davon muß ich die Verbesserungen lernen.

Das Eigenwertproblem habe ich im Manuskript grundsätzlich (d. h. *ohne* Verbindung mit einem Näherungsverfahren) dargestellt, und ich selbst war mit dieser Darstellung am Schluß ganz zufrieden. Es wird Dich beruhigen, daß auch Symanzik diese Darstellung voll gebilligt hat. Für die praktische Behandlung wird man aber *zunächst* nicht viel anderes als die Tamm-Dancoffmethode verwenden können. Aber vielleicht fällt Dir etwas ganz Neues dazu ein.

Mir selbst scheint es nicht unvernünftig, die Eigenwerte zuerst nach dem alten Verfahren auszurechnen. Bei einem neuen Verfahren wäre man in Versuchung, das Verfahren so lange abzuändern, bis man das herausbekommt, was man wünscht. Beim alten Verfahren kann man nicht mogeln. Auch halte ich das alte Verfahren für viel besser, als die Experten glauben; aber man wird ja sehen.

Inzwischen wird hier im Institut viel an der neuen Theorie gearbeitet. Mitter und Schlieder berechnen die tiefsten Eigenwerte, und diese Arbeit scheint trotz vieler Rechenfehler zu konvergieren. Dürr (der bisher bei Teller war)[3] bemüht sich um eine Verbesserung des Formalismus im Sinne der Gürsey-Mathematik.[4] Er will auch die Frage der ‚Verdoppelung des Vakuums' nochmal kritisch vornehmen; ferner will er die Spin-Bahnkopplung bei den Nukleonen rechnen. Menhard will die Konstanten in der Dispersionsformel der Meson-Nukleonstreuung berechnen.

Übrigens glaube ich, unsere Quantenzahlentabelle wesentlich verbessert zu haben. Die Neutrinos haben wieder die ‚strangeness' Null bekommen; dafür steht ein ausführlicher Hinweis dabei, daß man bei den Teilchen der Ruhmasse 0 die Erzeugungswahrscheinlichkeiten *nicht* allein aus unseren Quantenzahlen schließen kann (die Lichtquanten haben ja alle Quantenzahlen = 0). Die Ruhmasse Null bedingt *besondere* Einschränkungen. Ganz allgemein bemerke ich die zentrale Bedeutung der Teilchen der Ruhmasse 0 in unserer Theorie. Die Symmetrieverminderung kommt stets (und *nur*) durch diese Teilchen. Offenbar bedeuten die Kräfte langer Reichweite einen Rückgriff auf das räumlich Unendliche, das in irgendeiner Weise dann die Invarianzen stört. Vielleicht beruht das Abgehen von der Lorentzgruppe bei der Gravitation auch auf der Ruhmasse 0 der Gravitationsquanten!

Die Vereinigung der Lorentzgruppe und der Isogruppe in einem einzigen handlichen Formalismus scheint mir noch immer ein wichtiges Ziel. Vielleicht kann Dürr hier eine gute Formulierung finden. Alles in allem; ich bin voll Optimismus für die weitere Entwicklung.

Viele Grüße! Dein W. Heisenberg

[1] Zusatz von Pauli: „(Vorläufig) beantwortet 14. II."
[2] Vgl. Heisenberg und Pauli (1958f).
[3] Dürr hatte 1956 in Berkeley bei Teller mit einer Untersuchung über die Wechselwirkung der Antiprotonen mit einem Kernfeld promoviert.
[4] Siehe hierzu das in der Anlage zum Brief [2919] wiedergegebene Manuskript „Beiträge zur Heisenberg-Paulischen Arbeit ‚On the isospingroup in the theory of the elementary particles'".

## [2863] Källén an Pauli

Kopenhagen, 10. Februar 1958
[Maschinenschriftliche Durchschrift]

Lieber Professor Pauli!

Hier nur eine kurze Ergänzung meines Briefes vom 7. Februar.[1] Die dort gemachte Diskussion eines Produktes von zwei Feldoperatoren war unter der Voraussetzung der gewöhnlichen Theorie mit einer positiv definiten Metrik im

Hilbertraum gemacht. Dann läßt sich das Produkt (auch für das freie Feld) nicht ohne Kompensationsglieder definieren. Es ist aber durchaus möglich, ich halte es sogar für wahrscheinlich, daß eine indefinite Metrik hier *hilft*. Man könnte sogar die *Forderung* aufstellen, daß die Theorie so beschaffen sein soll, daß das Produkt von zwei Operatoren im selben Punkt existiert. Wenigstens u. U. ist das mit der Forderung äquivalent, daß die Selbstmasse und Selbstladung etc. *endlich* sein sollen.

Ich habe jetzt das Programm für die nächste „Rochester"-Tagung in Genf[2] bekommen. Ich finde die Organisation dieses Jahr mit einem „intelligent rapporteur" *sehr* bedenklich. Dies gilt besonders für die theoretische Sitzung (Rapporteurs: Dyson und Heisenberg), denn Heisenberg wird nur von seinen eigenen Sachen reden, und Dyson hat, wie wir bei mehreren Gelegenheiten gesehen haben, eine Tendenz, seinen persönlichen Geschmack zu viel zum Ausdruck zu bringen. Für jemand, der nicht die Gunst vom großen Herrn Dyson hat, wird es also diesmal nicht die geringste Möglichkeit geben, eine Mitteilung machen zu können. Ich überlege mir ernst, ob ich hingehen soll oder nicht.[3]

Viele Grüße Ihr sehr ergebener [G. Källén]

[1] Vgl. den Brief [2859].
[2] Siehe hierzu den Kommentar zum Brief [3024].
[3] Källén hat sich schließlich entschlossen, trotzdem an der Veranstaltung teilzunehmen.

## [2864] Pauli an Gürsey

Berkeley, 11. Februar 1958
Continuation

1. Lagrangefunction

Im am interested in the question *how many independent* forms of the 4th degree have the invariant property a) isoinvariant *and* b) ordinary Lorentz-invariance in spinor space.

The expression at the end of your last letter (of February 6)[1] seems to me correct.

Kroll's expression[2]

$$\sum_{\mu}(\bar{\psi} i \gamma_\mu \gamma_5 \psi)^2 \qquad (\bar{\psi} = \psi^* \gamma_4)$$

is another possibility.

How *many* possibilities exist? One can construct forms with squares of vectors, tensors, pseudovectors too – and look whether or not they are iso-invariant.

It is not excluded either, that there is an algebraic identity between Kroll's expression and yours.

I shall have a look to it myself, but two see more than one and I shall be glad, to hear from you about it.

2. Classification of elementary particles. From the $(\text{pre})^n$-print, which you obtained in New York, you have seen, that we introduced 4 quantum numbers

$I_3, \frac{l}{2}$ and $I_B, \frac{l_B}{2}$ connected with charge $Q$ and baryon number $N$ by

$$Q = I_3 + \frac{l}{2} \text{ and } N = I_B + \frac{l_B}{2}.$$

Of course your $t_3$ (in the notes, you gave me in New York) is identical with $I_3$; but your $L$ should be identical with $l_B$.

Now you write, l. c.

$$L = \frac{-u + f}{2}$$

$$Q = \frac{u + t_3}{2}$$

$$N = \frac{u + f}{2}$$

with only *3* quantum numbers.

As $L$, $Q$, $N$ are all conserved in your formalism, *the same would hold for* $f$, $t_3$ *and* $u$.

Moreover one has

$$U \equiv 1, \quad Q = \frac{1}{2}(N - L + t_3)$$

*This is certainly not generally true.*
Moreover empirically $t_3$ is not conserved in weak interactions (see $\lambda \to p + \pi^-$, etc.).

Therefore it is my impression that something is principally false in your 3-quantum-number formalism and that one needs a 4-quantum-number formalism as proposed by us. (This is also connected with the question, whether the vacuum state is degenerated.)

I would be glad to hear from you about it and also your opinion on my mirror world difficulty.

Again yours W. Pauli

[1] Vgl. den Brief [2856] und Gürseys Aufzeichnungen auf S. 878ff.
[2] Auf Krolls Vorschlag hatte Pauli auch in seinen Briefen [2851, 2855] und in der Anlage zum Brief [2861] hingewiesen.

## [2865] Pauli an Källén

Berkeley, 11. Februar 1958

Lieber Herr Källén!

Dank für Ihren Brief vom 7.[1]

Die Fragestellung mit dem Produkt tritt in den Ansätzen Heisenbergs auf bei Lagrangefunktionen, die Formen 4. Grades in $\bar{\psi}(x)$ und $\psi(x)$ sind, und den

zugehörigen Feldgleichungen 3. Grades (siehe seine publizierten Arbeiten z. B. Reviews of Modern Physics 1957).[2]

Nun ist Heisenberg natürlich sehr stolz darauf, daß wegen des Geisterdipoles die Singularitäten, z. B. gegenüber der Theorie freier Teilchen, stark vermindert sind. Immerhin sind auch bei Heisenberg die Vakuumerwartungswerte von $\langle \psi_\alpha(x)\bar{\psi}_\beta(x')\rangle > 0$ für $x = x'$ nicht endlich, sondern haben eine logarithmische Singularität. So scheint mir, daß da *immer noch* ein Grenzübergang nötig sein wird.

Die einzige „Methode“ zur Behandlung eines Eigenwertproblems, die bis jetzt existiert, ist die Tamm-Dancoff-Näherung. Darüber rechnet man jetzt sehr fleißig in Göttingen mit neuen, isoinvarianten Lagrangefunktionen. Ich habe selbst nichts dazu getan und habe mich nun ausdrücklich davon distanziert. D. h., *diese* Sache soll, wenn überhaupt, ganz ohne meinen Namen das Licht der Welt erblicken.[3]

Heisenberg ließ sich bis jetzt durchaus davon abhalten, zu leichtsinnig zu publizieren. (Schließlich will er sich ja auch nicht zu sehr blamieren.)

Nun zunächst zurück zur Produktfrage. Heisenberg sagt, vom Standpunkt der Tamm-Dancoff-Methode komme es darauf an, ob Integrale vom Typus

$$\int dx' G(x - x') S(y - x'),$$

worin $G$ eine Greenfunktion, auch für $x = y$ existieren und eine bestimmte Funktion definieren.

Dabei soll die (nach Wightman) analytische Funktion $S^{(1)} + iS$ für $S = \phi$ {worin $S^2 = (x - x')(x - x')$} nur logarithmisch unendlich sein und keinen Pol haben. (Letzteres ist für kräftefreie Teilchen der Fall.)

Können Sie – zu meiner Orientierung – irgend etwas darüber sagen? „Feldgleichungen“ sind z. B. *vom Typus*

$$\gamma^\nu \frac{\partial \psi}{\partial x^\nu} + l^2 \underbrace{(\bar{\psi}\psi)\psi}_{\text{im gleichen Punkt}} + \ldots = 0$$

(... bedeutet z. B. analoge Terme mit $\psi\gamma_5\psi_\nu$).[4]

Mir ist das Eigenwertproblem vorläufig ein Buch mit 7 Siegeln. Zwar ist es möglich, daß ich mit Gürsey zusammen noch daran arbeiten werde, aber ich fürchte, das ist mir zu schwierig.[5]

Momentan interessiert mich etwas anderes: Ich glaube, eine prinzipielle Schwierigkeit bei einem Spinormodell zu sehen, die von ähnlicher Art ist wie diejenige, welche früher bei der „Neutrinotheorie des Lichtes“ auftrat: Vom Standpunkt der Systematik der Elementarteilchen gibt es zur wirklichen Welt eine „Spiegelwelt“ (mit rechts-links vertauscht).

Z. B. kann man für $N \neq 0$ und $Q \neq 0$ ($N$ = Baryonenzahl, $Q$ = Ladung) zu den gewöhnlichen Teilchen *auch* Antiteilchen, für die $Q$ und $N$ das gleiche Vorzeichen haben, noch Spiegelteilchen konstruieren, für welche $Q$ und $N$ verschiedene Vorzeichen haben. Ähnlich für die Leptonen (nicht nur für die 2 Neutrinos, sondern auch für Elektron-Positron). Da kann man auch formal bei

fester Komponente $I_3$ des Isospins das Vorzeichen der Leptonladung (oder, je nach Definition des ersteren, bei beiden) umdrehen.

Die wirkliche Welt ist halbiert, nicht nur das Neutrino.

Nun, wie ist es aber mit den Bosonen, z. B. Photon und $\pi$-Mesonen? Soviel ich sehe, gibt es da nur *eine* Sorte. Überdies sehe ich nicht, wie sie formal konstruiert werden kann, wenn man die Spiegelwelt *auch formal* verbietet. Vielmehr scheinen mir $\pi$-Meson und Photon im Spinormodell symmetrisch aus wirklichen Zuständen und Spiegelzuständen (formal) zusammengesetzt.[6]

Dann aber sehe ich nicht, wie je herauskommen kann, daß Photonen nicht auch Spiegelpaare von Elektron-Positron erzeugen können (und analog bei $\pi$-Meson und Nukleon).

Heisenberg konnte bis jetzt keine vernünftige Antwort auf diese Frage geben. Ich warte noch, was Gürsey sagt (in seinem Formalismus tritt auch eine Konstruktion der Bosonen auf, daher ist bei ihm dieselbe Frage vorhanden).

Aber eigentlich sehe ich nicht, wie das gehen kann. Natürlich tritt diese Schwierigkeit *nicht* auf, wenn die Bosonen *unabhängig* von einer Spinor-Konstruktion in die Theorie eingeführt werden.

Ich glaube also, daß in den $(\text{pre})^n$-prints von Heisenberg und mir das $n$ mit der Zeit wachsen statt abnehmen wird.

Viele Grüße Ihr W. Pauli

[1] Vgl. den Brief [2859].
[2] Heisenberg (1957a).
[3] Vgl. den Brief [2861].
[4] Zusatz von Pauli: „Soll man hier einen Vakuumerwartungswert von $\bar{\psi}\psi$ subtrahieren?“
[5] Zusatz von Pauli: „Ich bin *ganz* Ihrer Meinung, daß *ohne* das Eigenwertproblem nur ein ‚leeres Gerüst‘ vorhanden ist.“
[6] Zusatz von Pauli: „Es soll ja die Spinzahl addieren, Isospin und Leptonladung sich kompensieren!“

## [2866] Touschek an Pauli

Rom, 11. Februar 1958
[Maschinenschrift]

Lieber Herr Professor Pauli!

Ich schreibe diesen Brief in großer Aufregung und dreifacher Ausfertigung, weil Sie so weit weg sind und weil ich sehr gern bald die folgende Idee diskutieren möchte. (Zwei Kopien an Prof. Heisenberg und Prof. Weisskopf.)

Die Mitteilung, die ich machen möchte, ist die folgende: Es handelt sich darum, den Isotopenspin in eine Theorie einzubauen, in der die einzige Feldvariable ein 4 komponentiger Spinor ist. In einer solchen Theorie sind alle lokalen Erhaltungssätze aus Spinor-Operationen wie etwa

$$\psi' = e^{i\alpha}\psi \quad \text{oder} \quad \psi' = e^{i\alpha\gamma_5}\psi \tag{1}$$

abzuleiten.[1] Ist der Formalismus unter diesen Operationen invariant, dann ergibt sich unter sehr allgemeinen Bedingungen ein lokaler Erhaltungssatz. Eine

Theorie, die unter der ‚Pauli-Transformation'

$$\psi' = a\psi + b\gamma_5\psi^+, \quad |a|^2 + |b|^2 = 1 \tag{2}$$

invariant ist – erlaubt 3 Erhaltungssätze, da die Gruppe (2) 3 freie Parameter hat. Da, wie Sie auch gezeigt haben, die Gruppe (2) mit der Drehgruppe in 3 Dimensionen isomorph ist, folgt hieraus die Möglichkeit, ein Tripel von Operatoren $T_i$ zu konstruieren, die den Vertauschungsrelationen für den isotopen Spin

$$[T_i T_k] = i\varepsilon_{ikl} T_e, \quad \varepsilon_{ikl} = \text{Ricci Symbol} \tag{3}$$

genügen müssen.

Der Isotopenspin ist natürlich keine gute Variable, so daß eine realistische Theorie unter (2) nicht ganz invariant sein darf. Ich glaube, daß man Heisenberg Theorien konstruieren kann, die unter (2) invariant sind in dem gleichen Maß, als die Vertauschungsrelationen durch die orthodoxen approximiert werden können, aber ich kann noch zu wenig Heisenberg Theorie, um das auch richtig beweisen zu können.

Mit den allerbesten Grüßen Ihr B. Touschek

## Anlage zum Brief [2866]

### Touschek an Weisskopf

Rom, 11. Februar 1958
[Maschinenschrift]

Lieber Herr Professor Weisskopf!

In der Anlage ein Brief, der mit der gleichen Post an Pauli in Berkeley abgeht. Gerüchte über die Pauli Heisenberg Arbeit haben mir die im Brief behandelte Fragestellung nahegelegt. Sollte es genau das sein, was Pauli und Heisenberg in Aufregung versetzte?

Mit den besten Grüßen Ihr B. Touschek

[1] Pauli interpretierte diese Mitteilung als einen Versuch, um später „etwaige Prioritätsansprüche geltend zu machen," falls die Heisenberg-Paulische Spinortheorie zum Erfolg führen sollte (vgl. den Brief [2873]).

## [2867] Pauli an den Schweizerischen Nationalfonds

[Berkeley], 13. Februar 1958[1]
[Maschinenschriftliche Durchschrift]

Gesuch um Bewilligung eines Kredites von Fr. 30.000.–
für die theoretische Physik an der E. T. H.

Im Rahmen der Kredite für Kernphysik möchte ich für die theoretische Physik an der E. T. H. für das Jahr 1958 Fr. 30.000.– beantragen. Es handelt sich mir hauptsächlich darum, mehr fortgeschrittene Mitarbeiter zu bekommen als bisher. Ich denke dabei insbesondere auch an Amerikaner. Da für die Schweiz Fulbright-Stipendien[2] nicht in Frage kommen, ist die Schweiz gegenüber andern Ländern benachteiligt hinsichtlich der Möglichkeit, amerikanische Mitarbeiter als Gäste einzuladen. Die Anwesenheit fortgeschrittener Mitarbeiter in möglichst großer Zahl würde die Arbeit unseres Institutes für uns wesentlich erleichtern.

In der Hoffnung, daß die Kommission für Atomwissenschaft meinem Gesuch entsprechen kann,[3] begrüße ich Sie mit vorzüglicher Hochachtung W. Pauli

[1] Das folgende Schreiben ist auch bei Enz, Glaus und Oberkofler [1997, S. 312] abgedruckt.
[2] Diese sog. *Fulbright Scholarships* waren 1946 zur Förderung der internationalen Zusammenarbeit für fortgeschrittene Studien amerikanischer Wissenschaftler im Auslande ins Leben gerufen worden. Sie waren auf die Dauer eines Jahres beschränkt.
[3] Die *Kommission für Atomwissenschaft* war eine Unterabteilung des 1952 gegründeten *Schweizerischen Nationalfonds zur Förderung der wissenschaftlichen Forschung* (vgl. Band **IV**/2, S. 430f.). Pauli wollte jetzt die durch diese Organisation geschaffenen Möglichkeiten wahrnehmen, um seinen Mitarbeiterstab wesentlich zu erweitern (vgl. auch die Briefe [3013, 3014]).

## [2868] Heisenberg an Pauli

Göttingen, 13. Februar 1958[1]

Lieber Pauli!

Heute habe ich erfreuliche Nachrichten. Die Eigenwertrechnungen für die einfachsten Fermionen und Baryonen durch Mitter sind jetzt im wesentlichen abgeschlossen (nach der ersten und daher sehr groben Tamm-Dancoffapproximation). Rechenfehler sind zwar noch nicht mit Sicherheit auszuschließen, aber es sind doch schon so viele Kontrollen ausgeführt, daß sie unwahrscheinlich werden.

Das Ergebnis ist: Die Masse des Nukleonpaars wird $k = \frac{6{,}08}{l}$ (gegenüber $\frac{7{,}45}{l}$ bei der alten Wellengleichung). Bei der Gruppe der Bosonen-Zustände der Form $\psi^+\psi|\Omega\rangle$ gibt es nur *zwei* Teilchensorten. Erstens ein Isospintriplett, das *pseudoskalar* ist (!) und eine Masse von etwa $k \sim \frac{1{,}4}{l}$ hat, und zweitens das Isospinsinglett der Ruhmasse 0, das die Lichtquanten darstellt. Qualitativ ergibt sich also genau das richtige $\pi$-Meson, nur wird die Masse etwas zu groß. Das kann aber sehr gut an der primitiven Näherungsrechnung liegen, besonders da eigentlich der Logarithmus der Masse bestimmt wird. Wenn der Eigenwert des Fermions noch um 10% tiefer wäre, könnte das Massenverhältnis Proton-$\pi$-Meson schon exakt richtig herauskommen. Also das Ergebnis ist so erfreulich,

wie man es bei der unvollkommenen Integrationsmethode nur erwarten konnte, und zeigt, daß wir in unserer Theorie festen Boden unter den Füßen haben. Mitter schreibt jetzt diesen Teil der Rechnungen zunächst für den Hausgebrauch zusammen.

Die pseudoskalare Natur des $\pi$-Mesons folgt übrigens im wesentlichen schon durch eine subtilere Anwendung des Pauliprinzips, das Näherungsverfahren geht eigentlich nicht ein.

Mit der gleichen Post bekommst Du zehn Exemplare der Neufassung unserer Arbeit.[2] Ich wäre Dir dankbar, wenn Du mir nach ihrer Lektüre *telegraphisch* Bescheid geben könntest, ob ich diese Fassung an die Physiker (aber noch nicht an die Zeitschrift) verschicken kann. Ich glaube, wir können es mit gutem Gewissen tun. Bevor ich die Arbeit an die *Zeitschrift* schicke, könntest Du mir aber ein Exemplar mit Verbesserungsvorschlägen schicken. Ich selbst habe z. Z. keine wichtigen Verbesserungsvorschläge. Ich möchte die Eigenwertrechnungen erst „verdauen“ und dann mit meinen Feldphysikern den Formalismus durchsichtiger machen. Das geht aber nicht so schnell.

Zur neuen Fassung unserer Arbeit möchte ich noch ein paar Bemerkungen machen. Ich habe jetzt doch den Formalismus der beiden Konjugationen ($^\dagger$ und $\hat{}$) erwähnt, weil er mir sehr naturgemäß scheint. Er dürfte aber mit Deinem Spinindex-Formalismus eng zusammenhängen.

Z. B. könnte man sich Beziehungen von folgender Form denken:

$$\psi_1^\dagger = \psi_2; \quad \hat{\psi}_1 = \psi_3; \quad \hat{\psi}_1^\dagger = \psi_4$$

usw. Im Grunde handelt es sich eben immer um die Darstellung der sehr verschiedenen Gruppen (Lorentzgruppe und Isogruppe), die schwer unter einen Hut gebracht werden können.

In die zu druckende Fassung unserer Arbeit könnte man noch einen Abschnitt aufnehmen, der ausführt, daß es sich eigentlich nur um die beiden Invarianten

$$J_{n1} = \int \psi^\dagger \gamma_\nu \frac{\partial}{\partial x_\nu} \psi \, d\tau \quad J_{n2} = \int (\psi^\dagger \gamma_5 \gamma_\nu \psi)^2 d\tau$$

handelt. Jede beliebige Funktion dieser beiden Invarianten wäre als Lagrangefunktion ebenso brauchbar wie die Summe. Allerdings gilt das nur unter einem Vorbehalt: das relative Vorzeichen der beiden Invarianten scheint wichtig zu sein. Während eine Änderung der ‚universellen‘ Länge $l$ nichts an der Substanz der Theorie verändert, würde ein Ersatz von $l^2$ durch $-l^2$ radikale Änderungen hervorbringen. Das richtige $\pi$-Meson setzt ein *bestimmtes* Vorzeichen in der Wellengleichung

$$\gamma_\nu \frac{\partial}{\partial x_\nu} \psi \pm l^2 \gamma_\nu \gamma_5 \psi (\psi^+ \gamma_\nu \gamma_5 \psi) = 0$$

voraus; ich weiß aber im Augenblick nicht auswendig, welches das richtige ist.

Wegen des Näherungsverfahrens, das Mitter benützt hat, möchte ich noch sagen: Es ist wirklich genau so gut und genau so schlecht wie das entsprechende Verfahren beim stark anharmonischen Oszillator, das ich vor Jahren (Göttinger

Akademie, 1953)[3] einmal durchgerechnet habe. Für erste Abschätzungen ist es also wirklich brauchbar; nur für eine quantitative Eigenwertberechnung muß man etwas ganz Neues erfinden.

Gib mir bitte bald Bescheid wegen des Verschickens, da ich von vielen um preprints gebeten werde. Und schreib mir Vorschläge und Wünsche für unser weiteres Arbeitsprogramm!

Viele Grüße! Dein W. Heisenberg

[1] Zusatz von Pauli: „Beantwortet 19. und 20. II."
[2] Heisenberg und Pauli (1958f).
[3] Heisenberg (1953).

## [2869] Pauli an Heisenberg

Berkeley, 14. Februar 1958

Lieber Heisenberg!

Heute kam Dein Brief vom 10. des Monats[1] (ein Brief braucht 4 bis 5 Tage nach und von Göttingen). Am 10. habe ich auch meinen letzten Brief[2] an Dich abgeschickt. Mit Deinem allgemeinen procedere bin ich nun sehr einverstanden. Die Drucklegung kann ja ruhig warten, bis Eure Tamm-Dancoffrechnungen weiter sind.

Zunächst warte ich also, ziemlich neugierig, auf die weiteren 10 Exemplare der „Neuauflage".[3] Die will ich selbst studieren und auch hier mit verschiedenen Leuten diskutieren. Hier habe ich *mehr* Leute, mit denen ich die Sache diskutieren kann als in Zürich. Insbesondere ist Karplus sehr brauchbar, er ist formal sehr versiert, aber zugleich physikalischer als die Princetoner Experten (siehe über diese unten). Mit Källén und mit Gürsey ist ein Briefwechsel in Gang. (Gürsey wird vielleicht im Laufe dieses Semesters nach Berkeley kommen.) Auf Deine neue Darstellung des Eigenwertproblems bin ich sehr gespannt. Da glaube ich nämlich an meine persönliche Unzulänglichkeit einem Formalismus gegenüber, der weder eine Hamiltonfunktion noch Vertauschungsrelationen vorgibt. Sowohl *Deine* früheren Darstellungen *als auch* die des Vereines halte ich für schlecht. Wenn ich Gelegenheit bekomme, darüber etwas zu lernen, bin ich froh.

Sehr interessiert hat mich, was Du über die Symmetrieverletzung und die Ruhmasse 0 schriebst. Da habe ich ja eine große Schwierigkeit mit den Bosonen und der Spiegelwelt, die ich bisher nicht lösen konnte (siehe meinen Brief vom 10.). Aber meines Erachtens ist diese Schwierigkeit *nicht nur* bei Ruhmasse 0 vorhanden, sondern z. B. auch bei den $\pi$-Mesonen. Diese können ja Nukleon-Antinukleonpaare erzeugen? *Warum erzeugen sie nicht auch Spiegel-Nukleonen* (bei denen $Q$ und $N$ entgegengesetztes Vorzeichen haben)? (Übrigens wäre hierzu zu sagen, daß dies vom empirischen Standpunkt aus vielleicht nicht *ganz* unmöglich ist. Der Kernbau macht es aber doch sehr unplausibel.)

Noch unangenehmer als die Spiegel-Nukleonen sind mir die Spiegel-Elektron-Positronen (die man aus den gewöhnlichen durch Vorzeichenumkehr von $I_B$ und

$l_B$ relativ zu $I_3$ und $l$ erhält). Wie ist im Lichtquant die Auszeichnung des einen Paares vor dem anderen vorgebildet? Oder: wie erklärt man, daß in einem Fall die Übergangswahrscheinlichkeiten der Paarerzeugung 0 sind, im anderen nicht?

Wenn ich das verstünde, wäre ich viel weiter gekommen. Ich erwarte also mit Spannung Deine weiteren Ausführungen.

Dein Optimismus und meine kritische Haltung ist vielleicht eine ganz gute Zusammenstellung. Die Schwierigkeiten von uns beiden beim Abfassen eines Manuskriptes halte ich für sachlich-objektiv: das Spinormodell hat seine objektiven Schwierigkeiten. Doch ist mein Skeptizismus nur relativ: Es wäre wohl recht unbefriedigend, müßte man kapitulieren und die Bosonen als Extrateilchen einführen, die sich nicht aus Spinoren aufbauen lassen. Wenn man sie aber so aufbaut, muß man Isospin, Leptonzahl etc. kompensieren, während beim Photon die gewöhnlichen Spins sich addieren (und beim $\pi$-Meson eine Ruhmasse da ist).

Es wird sich nun wohl bald herausstellen, ob die Schwierigkeiten des Spinormodells überwindbar sind.

---

An Gürsey schrieb ich einen kritischen Brief (nach Brookhaven)[4] über seinen Formalismus mit nur 3 Quantenzahlen (statt unserer 4) und mit einfachem Vakuum: Ich fürchte in der Tat, daß er damit *nie* strange particles bekommen kann. Wenn ich von ihm höre, werde ich wieder berichten.

Leider weiß ich noch nicht, *wieviel* unabhängige Formen 4. Grades (einschließlich Kommutatoren) existieren, die sowohl $q$-Zahl-isoinvariant sind als auch gewöhnlich $S$-invariant und Lorentz-invariant sind. Der Ausdruck in meinem letzten Brief ist, glaube ich, richtig und *eine* solche Form. – Sonst bin ich leider zunächst in den Formeln mit Kommutatoren ertrunken (auch bei dem Versuch, den Krollschen Ausdruck für $q$-Zahl $\psi$'s umzuformen).[5]

Vielleicht ist Herr Lüders der einzige, der *alle* unabhängigen Formen 4. Grades mit diesen Invarianzeigenschaften praktisch aufstellen kann.

Zur Frage der Definition von Produkten von Feldoperatoren am *gleichen Punkt* $x$ erinnerte ich mich an einen alten Briefwechsel mit Källén (von 1955) – er hatte *nicht* speziell etwas mit dem Spinormodell zu tun – und habe ihn nun nochmals gefragt, ob ich mich an alles richtig erinnert habe. Das scheint in der Tat der Fall.

Seine damalige Vorschrift kommt auf folgendes hinaus: man definiere z. B. *endlicher Teil von*

$$\psi_\alpha(x)\bar{\psi}_\beta(x) = \psi_\alpha(x)\bar{\psi}_\beta(x) - \langle\psi_\alpha(x)\bar{\psi}_\beta\rangle_0, \quad J_{n2} = \int(\psi^\dagger\gamma_5\gamma_\mu\psi)^2 d\tau$$

(ich sehe, Du schreibst gerne $\psi^\dagger$ statt $\bar{\psi}$; da habe ich nichts dagegen, es ist nur Gewohnheit).

Bei uns steht bei $\langle\ \rangle_0$ noch eine ${}^A\langle\ \rangle_B$-Matrix. Es soll dann so sein, daß die Einzelterme rechts keinen Sinn haben, *wohl aber ihre Differenz.* (In den Feldgleichungen kommt dann z. B. rechts noch ein weiterer gemeinsamer Faktor $\psi(x)$ etc.)

Solche Vorschriften waren allerdings aus Überlegungen über Schwankungen hervorgegangen.

*Hältst Du eine solche Regel für sinnvoll im Fall eines Spinormodells?*

Wenn der betreffende Vakuum-Erwartungswert verschwindet, dann natürlich um so besser; aber im allgemeinen ist er ja logarithmisch unendlich.

Eine solche Regel wäre jedenfalls geeignet, meine *prinzipiellen* Bedenken zu beseitigen; es blieben dann nur ästhetische Bedenken gegen die Lagrangefunktion 4. Grades zurück – die übrigens *auch* mit der *Eindeutigkeitsfrage* zusammenhängen – die aber vielleicht auch noch behebbar sind (z. B. durch Heranziehung der komplexen Ebene).

Das Problem der Vereinigung der Lorentzgruppe und der Isogruppe zu einem einzigen handlichen Formalismus ist ja die Spezialität von Gürsey. Ich will darüber auch noch mit ihm korrespondieren, sobald ich mich mit ihm über die strange particles einigen kann.

Also warte nun, bitte, meine Reaktion zu den neuen 10 Exemplaren ab.

Viele Grüße stets Dein W. Pauli

---

Meine Bemerkungen über die Princetoner Experten (Wightman, Lehmann, Dyson – Jost, jetzt in Zürich zurück, gehört in gewissem Sinne auch dazu) betreffen das Problem der Dispersionsrelationen, dürften also Symanzik interessieren, den ich sehr grüßen lasse. Die Herren können nur immer wieder feststellen, daß diese Relationen aus ihren – offenbar zu allgemeinen – Voraussetzungen *nicht* (d. h. nur mit physikalisch uninteressanten bzw. sinnlosen Einschränkungen) folgen: Bei der Meson-Nukleonstreuung müssen Einschränkungen über die Impulsübertragung (Streuwinkel) gemacht werden (gegenteilige Behauptungen mußte Lehmann als irrtümlich zurückziehen), bei der Nukleon-Nukleonstreuung geht es schon bei der Vorwärtsstreuung *nicht* (für die physikalische $\pi$-Mesonmasse). Es scheint mir deshalb *unsinnig*, die Dispersionsrelationen vom allgemeinen Problem der Theorie der Elementarteilchen zu *isolieren*! Die Herren sind im Begriff zu *erstarren*!

[1] Vgl. den Brief [2862].
[2] Vgl. den Brief [2861].
[3] Heisenberg und Pauli (1958f).
[4] Vgl. den Brief [2860].
[5] Vgl. hierzu die Briefe [2851, 2861 und 2864].

## [2870] Gürsey an Pauli

Upton, 14. Februar 1958[1]

Dear Prof. Pauli!

Thank you very much for your nice and stimulating letter.[2] I don't think I can answer all your questions today, but let me make some points about the relatively easy ones.

1. *The Lagrangian*

In $C$ number theory I think the Lagrangian is unique, but in $Q$ number theory there are some ambiguities which I am still studying. It is very easy to see that in $C$ number theory Kroll's Lagrangian[3] and the one in your paper are the same except for the sign. In $Q$ number theory they will differ by commutators involving $\psi$.

The equivalence follows from the algebraic identity

$$(\bar{\psi}\gamma_5\gamma_\mu\psi)(\bar{\psi}\gamma_5\gamma_\nu\psi)g^{\mu\nu} = -\{(\bar{\psi}\psi)^2 - (\bar{\psi}\gamma_5\psi)^2\} \tag{1}$$

which I think you found first (in Annales de l'Institut Henri Poincaré).[4]

There is also the identity of Laporte and Uhlenbeck[5]

$$(\bar{\psi}\gamma_\mu\psi)(\bar{\psi}\gamma_\nu\psi)g^{\mu\nu} = \{(\bar{\psi}\psi)^2 - (\bar{\psi}\gamma_5\psi)^2\}. \tag{2}$$

Finally there are the 2 identities I proved in Revue de la Faculté de Sciences de l'Université d'Istanbul[6]

$$\mathrm{Re}(\bar{\psi}\gamma_\mu\psi^C)\mathrm{Re}(\bar{\psi}\gamma_\nu\psi^C)g^{\mu\nu} = -\{(\bar{\psi}\psi)^2 - (\bar{\psi}\gamma_5\psi)^2\} \tag{3}$$

and

$$\mathrm{Re}(\bar{\psi}\gamma_5\gamma_\mu\psi^C)\mathrm{Re}(\bar{\psi}\gamma_5\gamma_\nu\psi^C)g^{\mu\nu} = -\{(\bar{\psi}\psi)^2 - (\bar{\psi}\gamma_5\psi)^2\} \tag{4}$$

so that essentially there is only one invariant

$$\pm\{(\bar{\psi}\psi)^2 + (\bar{\psi}i\gamma_5\psi)^2\}.$$

To prove the above identities it is best to use my notation:

$$\Psi = \begin{pmatrix} \psi_1 & -\psi_4^* \\ \psi_2 & \psi_3^* \end{pmatrix}, \quad \bar{\Psi} = \Psi^{-1}\det\Psi = \begin{pmatrix} \psi_3^* & \psi_4^* \\ -\psi_2 & \psi_1 \end{pmatrix}.$$

Let

$$\bar{\psi}\gamma_\mu\psi = \gamma_\mu, \quad \bar{\psi}\gamma_5\gamma_\mu\psi = k_\mu, \quad \mathrm{Re}\,\bar{\psi}\gamma_5\gamma_\mu\psi^C = V_\mu;$$

we define the matrices

$$J = \gamma_0 + \boldsymbol{\sigma}\cdot\boldsymbol{j}, \quad K = k_0 + \boldsymbol{\sigma}\cdot\boldsymbol{k}, \quad U = u_0 + \boldsymbol{\sigma}\cdot\boldsymbol{u}, \quad V = v_0 + \boldsymbol{\sigma}\cdot\boldsymbol{v}.$$

Then we find, denoting the hermitian conjugation matrix by a dagger.

$$J = \Psi\Psi^\dagger, \quad K = \Psi\sigma_3\Psi^\dagger, \quad U = \Psi\sigma_1\Psi^\dagger, \quad V = \Psi\sigma_2\Psi^\dagger.$$

Now we have

$$\gamma_\mu\gamma^\mu = J\bar{J} \quad k_\mu k^\mu = K\bar{K}, \text{ etc.},$$

so that if we put

$$\Psi\bar{\Psi} = \bar{\Psi}\Psi = \omega_1 + i\omega_2 = \bar{\psi}\psi + \bar{\psi}\gamma_5\psi,$$

we find

$$J\bar{J} = \Psi\Psi^\dagger\bar{\Psi}^\dagger\bar{\Psi} = \Psi\bar{\Psi}\Psi^\dagger\bar{\Psi}^\dagger = (\Psi\bar{\Psi})(\Psi\bar{\Psi})^\dagger = \omega_1^2 + \omega_2^2.$$

In the same way we find

$$K\bar{K} = U\bar{U} = V\bar{V} = -(\omega_1^2 + \omega_2^2).$$

In $q$ number theory the matrix $\bar{\Psi}\Psi$ is no longer proportional to the unit matrix but it is

$$\bar{\Psi}\Psi = \begin{pmatrix} \psi_3^*\psi_1 + \psi_4^*\psi_2 & \psi_4^*\psi_3^* - \psi_3^*\psi_4 \\ \psi_1\psi_2 - \psi_2\psi_1 & \psi_2\psi_4^* + \psi_1\psi_3^* \end{pmatrix}$$

all the 4 terms are Lorentz invariant and they correspond to the forms $\eta^+$, $\eta^-$, $\Omega^+$ and $\Omega^-$ in your paper (Equations 16 and 17) because we can write (since we have chosen $\gamma_5$ and $\sigma_3$ diagonal)

$$\bar{\Psi}\Psi = \begin{pmatrix} \bar{\psi}\frac{1+\gamma_5}{2}\psi & \bar{\psi}\frac{1+\gamma_5}{2}\psi^C \\ -\bar{\psi}^C\frac{1+\gamma_5}{2}\psi & -\bar{\psi}^C\frac{1+\gamma_5}{2}\psi^C \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \bar{\psi}\frac{1+\gamma_5}{2}\psi & \bar{\psi}\frac{1+\gamma_5}{2}\psi^C \\ (\bar{\psi}\frac{1+\gamma_5}{2}\psi^C)^* & (\bar{\psi}\frac{1+\gamma_5}{2}\psi)^* \end{pmatrix},$$

or in your notation

$$\bar{\Psi}\Psi\sum_A = \begin{pmatrix} \eta_{AA}^+ & \Omega_{AA}^+ \\ (\Omega_{AA}^-)^* & (\eta_{AA}^-)^* \end{pmatrix}.$$

In $C$ number theory the off diagonal skew symmetric forms vanish.

Then besides the expressions $\eta$ of the $C$ number theory we will have additional terms in the Lagrangian involving $\Omega$'s and these will depend on the order the operators are written so that Kroll's expression and mine $\mathrm{Tr}\{\bar{\Psi}\Psi(\bar{\Psi}\Psi)^\dagger\}$ will differ by terms involving $\Omega$'s and these terms will depend on the commutation relations postulated for $\bar{\Psi}$. {From Equations 23 and 24 of your paper[7] one might guess that they will involve the propagation functions $G(s)$ and $G_1(s)$.}

I will think more about the possible different forms of the Lagrangian in $q$ number theory.

## 2. *The quantum numbers*

In the letter I wrote to you to Zürich[8] I had left leptons out of the picture. Then 3 quantum numbers were enough for me. In the note I scribbled in New York[9] I thought I could use the similar quantum numbers if I introduce leptons but leave the strange particles out, which is true of course. But there is no doubt that if one takes both leptons and strange particles in *one does need 4 quantum numbers*. Fortunately 4 quantum numbers are implicit in my formalism. Take a $4 \times 4$ matrix $\Phi$. The 4 columns are spinors so that in a Lorentz transformation

$$\Phi \to L\Phi \quad \text{where} \quad L = e^{i\sigma_{\mu\nu}a_{\mu\nu}}.$$

Now the Lorentz invariant operators in the electric case are summed up by the 4 parameter transformation

$$\Phi \to \Phi e^{i\frac{f+\gamma_5 u+\sigma_3 t_3+\alpha_3 v}{2}}.$$

If we include isotopic spin rotation we have the 6 parameter group

$$\Phi \to \Phi e^{i\frac{f+\gamma_5 u+\boldsymbol{\sigma}\cdot\boldsymbol{t}+\alpha_3 v}{2}}.$$

This is because the 4 operators $i, i\gamma_5, i\sigma_3, i\alpha_3 = i\gamma_5\sigma_3$ commute. (In my New York notes I had left out the $\alpha_3$ operator.) If tentatively the 4 columns correspond respectively to $p$, $n$, $\nu$, $e^-$, then we have the following assignments.[10]

| | | $p$ | $n$ | $\nu$ | $e^-$ | The correspondences with your quantum numbers would be |
|---|---|---|---|---|---|---|
| $(i\sigma_3)$ | $\frac{1}{2}t_3$ | $\frac{1}{2}$ | $-\frac{1}{2}$ | $\frac{1}{2}$ | $-\frac{1}{2}$ | |
| $(i\gamma_5)$ | $\frac{1}{2}u$ | $\frac{1}{2}$ | $\frac{1}{2}$ | $-\frac{1}{2}$ | $-\frac{1}{2}$ | |
| $(i)$ | $\frac{1}{2}f$ | $\frac{1}{2}$ | $\frac{1}{2}$ | $\frac{1}{2}$ | $\frac{1}{2}$ | $I_3 = \frac{t_3}{2}$ |
| $(i\alpha_3)$ | $\frac{1}{2}v$ | | $-\frac{1}{2}$ | $-\frac{1}{2}$ | $\frac{1}{2}$ | $\frac{1}{2} = \frac{u}{2}$ |
| $\frac{t_3+u}{2} = Q$ | | 1 | 0 | 0 | $-1$ | $I_B = \frac{1}{2}\frac{f+u+v-t_3}{2}$ |
| $\frac{f+u}{2} = N$ | | 1 | 1 | 0 | 0 | $\frac{I_B}{2} = \frac{1}{2}\frac{f+u-v+t_3}{2}$ |

The charge corresponds to the operator $(\,)\frac{1+\gamma_5}{2}\frac{\gamma_5+\sigma_3}{2}$ and the baryon number to $(\,)\frac{1+\gamma_5}{2}$. $u$, $t_3$ and $f$ are not separately conserved in weak interactions but $Q$ and $N$ are.

I am still trying to construct matrices which will have the symmetry properties of the known particles. I am also using the matrices $\gamma_5\Psi$ and $\gamma_5\Psi^C$ which have the same Lorentz properties as $\Psi$, the latter corresponding to the inversion of all 4 quantum numbers.

*Mirror problem*

With the above set of quantum numbers I also have a mirror problem. I have an obscure intention (it may be plain silly) that I shall be able to connect this doubling with the existence of strange particles, but more about your mirror problem and this one in the next letter. I need to think more about it, otherwise I may utter stupidities.

May I conclude on a personal note?

Prof. Dyson asked me to apply to the Institute (Princeton) next fall as my scholarship has been extended until 1959. I filled in the forms and returned them, thinking that if I am admitted I may benefit a lot from my stay by discussing with the young people there. Here I am rather lonely.

Dyson also said that I would have a better chance if physicists (not from the Institute sight now) could write letters of recommendations directly to Oppenheimer before the end of February.

What do you think? If you believe that I would benefit from a stay in Princeton could you write such a letter, recommending me to Oppenheimer? I have always worked alone and I know of no one who could recommend me. (Of course there are Turkish professors but they would be totally unknown to Oppenheimer.) If it is too much trouble for you please forget about it, it's not important.

I hope to have some more useful suggestions in my next letter.

I hope you are enjoying yourself in Berkeley

Yours sincerely Feza Gürsey

[1] Zusatz von Pauli: „Obtained 17th, short answer 17th."
[2] Vgl. den Brief [2864].
[3] Vgl. hierzu insbesondere die Briefe [2851 und 2864].
[4] Pauli (1936b).
[5] Laporte and Uhlenbeck (1931).
[6] Gürsey (1956b, c).
[7] Vgl. die erste Fassung von Heisenberg und Pauli (1958f, S. 9).
[8] Vgl. den Brief [2844].
[9] Vgl. die Anlage zum Brief [2844].
[10] Vgl. hierzu Paulis dem Brief beigefügten Zettel (im *Pauli-Nachlaß* 1/229) „Corrections to Gürsey".

## [2871] Heisenberg an Pauli

Göttingen, 14. Februar 1958[1]
Fortsetzung am 14. 2.

Eben kommt Dein Brief vom 10. 2.,[2] vielen Dank! Deine Behauptung, daß die Theorie durch die Gruppeneigenschaften nicht eindeutig bestimmt sei, glaube ich einstweilen noch *nicht*. Ich vermute (ohne es bisher nachgerechnet zu haben), daß *entweder* Deine Lagrangefunktion mit den Kommutatoren äquivalent mit $J_4$ ist (bei antikommutierenden $\psi$'s) *oder* daß sie mindestens dieselbe Wellengleichung ergibt (was mir genügen würde) *oder* daß sie überhaupt nicht lorentzinvariant ist. Aber ich will das noch nachprüfen. Deine bisherigen Argumente überzeugen mich jedenfalls gar nicht.

Das Zitat von Kroll[3] fehlt bisher im preprint (da ich das Ergebnis für ziemlich trivial hielt, wenn man einmal weiß, daß man auf die Antikommutierbarkeit achten muß; aber vielleicht stammt der letztere Gedanke von Kroll), kann aber für den Druck nachgeholt werden.

Wenn ich die Tamm-Dancoff-Rechnungen mit Mitter allein publizieren soll, wie Du schreibst, soll es mir auch recht sein. Ich empfehle Dir aber ein sorgfältiges Studium des anharmonischen Oszillators, wo man ja alle Einzelheiten genau verfolgen und verstehen kann. Im preprint, der Dich wohl mit gleicher Post erreicht, ist die Tamm-Dancoffmethode ganz weggelassen.

Bezüglich der Entartung des Vakuums halte ich es auch immer noch für denkbar, daß man sie entbehren kann. Man muß aber dann etwas *Neues erfinden*, nämlich einen Formalismus der Operatoren, der den Isospin darstellt und doch nicht erzwingt, daß Teilchen mit halbzahligem Spin auch halbzahligen Isospin haben.

Das Spiegelweltproblem ist interessant und liegt ziemlich tief. Ich glaube immer mehr, daß das Zentrum unserer Theorie die Teilchen der Ruhmasse Null sind ( $h\nu \rightarrow$ Neutrino $\rightarrow$ Gravitationsquanten). Die muß man zuerst *ganz* verstehen, insbesondere ihre Symmetrie vermindernde Eigenschaft, dann folgt die Spiegelwelt von selbst. Aber schon vorher kann man viele Dinge rechnen, und daraus wird man viel lernen.

Aber genug für heute. Der Brief und die preprints sollen zur Post.

Alles Gute! Werner Heisenberg

[1] Zusatz von Pauli: „Beantwortet 19. und 20. II."
[2] Vgl. den Brief [2861].
[3] Pauli hatte in seinem Brief [2861] angeregt, daß man Kroll in diesem Zusammenhang zitieren sollte.

## [2872] Heisenberg an Pauli

Göttingen, 15. Februar 1958[1]

Lieber Pauli!

Die Frage Deines Briefs, ob die Lagrangefunktion bzw. die Wellengleichung durch die Gruppen *eindeutig* bestimmt seien, ist inzwischen durch Yamazaki und Dürr nochmal untersucht worden.[2] Das Ergebnis ist, daß tatsächlich *Eindeutigkeit* besteht, wie ich in meinem gestrigen Brief schon vermutet hatte. Du mußt also entweder irgend etwas in der Mathematik übersehen haben oder andere Voraussetzungen zugrunde legen. Wir *setzen* natürlich *voraus*, daß die $\psi(x)$ alle antikommutieren. Wenn man diese Voraussetzung macht, ist aber Deine Lagrangefunktion identisch mit $J_4$ oder mit $-2(J_1 - J_5) - J_2$; die Gürseyformel ist nur eine andere Schreibweise für die gleiche Größe, und es mag noch viele andere Schreibweisen geben. (Diese gehen aus $J_4$ immer dadurch hervor, daß man Faktoren umstellt und die entsprechenden Vorzeichenänderungen vornimmt.) Also wenn Du hier noch anderer Meinung sein solltest, mußt Du uns zwei verschiedene Lagrangefunktionen vorweisen, die beide alle nötigen Invarianzen haben, aber (bei Antikommutierbarkeit der $\psi$'s) doch nicht identisch sind.

Hinsichtlich der Spiegelwelt möchte ich folgende Frage stellen: Es könnte doch sein, daß die Spiegelnukleonen und -Elektronen wirklich existieren, daß aber immer nur *vier* Spiegelteilchen auf einmal erzeugt werden können (bei unseren vielen Vierersymmetrien könnte ich mir so was vorstellen). Vielleicht wären sie dann den Experimentalphysikern einfach deswegen entgangen, weil sie zu selten vorkommen. Hältst Du das für möglich?

Ein anderer Verdacht, der sich mir aus unseren Eigenwertrechnungen aufdrängt, ist folgender: Beim $\pi$-Meson sieht man das Paritätsverhalten sofort aus der Eigenfunktion ($\tau$- oder $\varphi$-Funktion): Für das ruhende neutrale $\pi$-Meson wird z. B.

$$\tau(x_\alpha x_\beta) = (a\gamma_5 + b\gamma_5\gamma_4)^{\alpha\beta} \cdot e^{J_\mu x_\mu}$$

und ändert natürlich bei Spiegelung das Vorzeichen. Beim Nukleon aber ist die Parität von vornherein *unklar*; man könnte sie nur entscheiden, wenn man wüßte, was man bei der Spiegelung mit den Vakuumkomponenten tun soll. Soll man sie etwa vertauschen (so sieht es eigentlich aus) und soll man dabei etwa noch Vorzeichen ändern? Lee hat mir damals in Venedig[3] auf meine Frage nach der Parität der $K$-Mesonen gesagt: er glaube, daß es viele Teilchen gebe, bei denen man keine Parität und kein Spiegelverhalten *definieren* könnte. Der Verdacht wäre also: nur bei den $\pi$ -Mesonen (und vielleicht noch einigen anderen Teilchen) ist das Spiegelungsverhalten definiert. Das Spiegelweltproblem könnte also mit der Frage nach der Entartung des Vakuums eng zusammenhängen. Aber verstanden habe ich's noch nicht.

Bei dem Gürsey-Formalismus mit

$$\psi \rightarrow e^{if} L\psi\Omega$$

scheint mir zwangsläufig herauszukommen, daß Teilchen mit halbzahligem Spin auch halbzahligen Isospin haben müssen. Ich glaube also einstweilen nichts davon; aber vielleicht kannst Du Gürsey selbst fragen.

Wir sind jetzt an der Aufarbeitung der Eigenwertrechnungen, zu anderen Fragen werde ich in den nächsten Tagen noch nicht kommen.

Viele Grüße! Dein W. Heisenberg

[1] Zusatz von Pauli: „Beantwortet 19. und 20. II."

[2] Siehe hierzu das in der Anlage zum Brief [2919] wiedergegebene Manuskript von Dürr.

[3] Heisenberg bezieht sich auf den Padua-Venedig-Kongreß vom September 1957, bei dem er zusammen mit Pauli in dem alten Benediktinerkloster auf der Insel *San Giorgio* – gegenüber von dem Dogenpalast in Venedig – untergebracht war. Über seine dort mit Lee geführten Gespräche über das Paritätsproblem berichtete Heisenberg auch in *Der Teil und das Ganze* [1969, S. 313f.].

## [2873] Pauli an Weisskopf

Berkeley, 16. Februar 1958

Lieber Weisskopf!

Heute schreibe ich aus 2 Gründen.

*1.* Die („Rochester"-) Konferenz im Juli.[1] Das neue System von reports hat viel Aufregung, teilweise Ablehnung, teilweise Zustimmung gefunden.[2] Ich selbst verhalte mich abwartend, es kommt ganz auf die Durchführung an.

Leider habe ich übrigens die betreffenden Briefe von Zürich nicht hierher nachgeschickt bekommen, könnten Sie mir welche hierher schicken lassen? Wie ich von anderen höre, soll ich in einer Sitzung chairman sein,[3] ferner seien – so berichtet man mir – Heisenberg und Dyson in einer theoretischen Sitzung Referenten. Können Sie mir Näheres darüber mitteilen, ob dafür gesorgt ist, daß in den Diskussionen, die wohl auf die Referate folgen sollen (?), auch Leute mit anderen Meinungen als der Referent genügend zu Worte kommen?

Källén schrieb mir über diese Frage sehr aufgeregt,[4] denn auf ihn wirkt der Name Dyson wie das rote Tuch auf den Stier.[5] Er schrieb, er frage sich

ernstlich, ob er überhaupt nach Genf kommen solle. Ich möchte ganz gerne – aus sachlichen Gründen – er soll kommen und vielleicht können Sie mir Material schicken, das geeignet wäre, ihn zu beruhigen.

Mein eigener Standpunkt ist dieser: anders als Källén finde ich Dyson persönlich einen sehr netten Mensch (der übrigens jetzt so Pech gehabt hat mit seiner Frau).[6] Auch sind seine Arbeiten, falls es sich um „angewandte Mathematik" im weiteren Sinne, d. h. um Folgerungen aus *feststehenden* mathematischen Grundlagen handelt (z. B. Spinwellen, sonstige Theorie des festen Zustandes,[7] spezielle funktionentheoretische Probleme in der Theorie der Feldquantisierung),[8] ausgezeichnet.

In den prinzipiellen Fragen der quantisierten Feldtheorien handelt es sich aber wesentlich um Physik, nicht um Mathematik, und da braucht es ganz andere Fähigkeiten als diejenigen Dysons. Deshalb bin ich geneigt, anzunehmen, daß *seine Wahl zum Referent für die Konferenz ein Mißgriff war.*[9] (Da sehe ich gerne Ihren weiteren Informationen darüber entgegen.)[10]

Von der Physik dieser prinzipiellen Fragen versteht er *nichts* und hat auch – wie ich *wiederholt* gesehen habe, keinen Überblick über das Gebiet.

Die Gruppe Lehmann-Zimmermann in Princeton, zu der wohl auch der inzwischen nach Zürich zurückgekehrte Jost* gehört (über Herrn Haag weiß ich nichts),[11] scheint mir völlig in eine Sackgasse verrannt: deren gelehrte Mathematik zeigt ihnen nur immer wieder in neuer Form, daß die Dispersionsrelationen aus ihren hierfür zu allgemeinen Voraussetzungen *nicht* folgen.** *Es ist ein prinzipieller physikalischer Fehler, die Dispersionsrelationen vom allgemeinen Problem einer Theorie der Elementarteilchen abzutrennen.* (Bitte um *Verbreitung* dieser meiner Ansicht sowie auch der folgenden Information.)

Der Referent Heisenberg wird sich wohl auf das Spinormodell konzentrieren. Källén ist diesem gegenüber zunächst ablehnend, hat sich aber nunmehr – seit meinen Überlegungen im Herbst zum Fall der komplexen Wurzeln des Lee-Modelles – *positiv* zur indefiniten Metrik des Hilbertraumes im allgemeinen eingestellt.[12]

Dies führt mich nun zum *zweiten* Anlaß dieses Briefes.

*2*. Von Touschek kam ein Brief vom 11. Februar aus Rom,[13] worin er „in großer Aufregung" (natürlich, was denn sonst) mir sehr allgemein gehaltene Äußerungen über Isotopenspin und Spinormodell – ein Problem, mit dem Heisenberg und ich seit Dezember beschäftigt sind – als große Neuigkeit auftischt. Da er mitteilt, er habe Kopien seines Briefes auch an Heisenberg *und an Sie* geschickt, beeile ich mich *nicht* mit der Antwort an ihn. Er wird ja von Heisenberg und Ihnen früher eine Antwort erhalten als von mir (selbst *wenn* ich mich beeilen *würde!*). Ich verstehe nicht, wieso Touschek in Rom (da doch Ferretti oft in Genf) sich so von der Welt isoliert. In Mailand habe ich – auf der Durchreise zum Schiff in Genua im Januar – vor einem kleineren Kreis, dem damaligen Stand der Sache entsprechend, darüber vorgetragen;[14] in der Columbia University noch einmal.[15] {Der erwartete Widerspruch von seiten der Princetongruppe[16] blieb nicht aus; aber die Abneigung (*nicht* persönlich – Lehmann finde ich *sehr nett* – sondern was unsere wissenschaftlichen Richtungen betrifft) ist *ganz gegenseitig!*}

10 Kopien eines $(\text{pre})^n$-print wurden verteilt.[17] Das schien mir ausreichend, falls andere Herren (ich meine Touschek) etwaige Prioritätsansprüche geltend machen sollten.

Es war und ist mir viel wichtiger, daß nichts übereilt wird; deshalb habe ich Heisenberg gebremst in seinem Tempo, das mir – wie man in der Schweiz sagt – „übersetzt" zu sein schien. Das hat sich insoferne bewährt, als nicht nur ich, sondern auch Heisenberg inzwischen einiges geändert haben (teilweise „hin und zurück"). Aber, ich bin hoffnungsvoll, daß sich da nun *bald etwas kristallisieren* wird. Zur Zeit finden briefliche Diskussionen mit Heisenberg und mit dem Türken Gürsey (Brookhaven) über folgende Fragen statt:

*1*. Die Beziehung der Spiegelzustände zu den Bosonen im Spinormodell

Unter Spiegelzuständen (vgl. hierzu Yang-Lee[18] sowie Sakurai[19]) verstehe ich bei den Nukleonen diejenigen, bei denen Ladung $Q$ und Baryonzahl $N$ verschiedene Vorzeichen haben (im Gegensatz zum gleichen Vorzeichen von $Q$ und $N$ bei den wirklichen Zuständen); bei den Leptonen sind die Spiegelzustände diejenigen, bei denen das relative Vorzeichen von Leptonzahl zur $I_3$-Komponente des Isospins umgekehrt ist als bei den wirklichen Zuständen.

Gibt es formal überhaupt die „Spiegelwelt"? Die Bosonen ($\pi$-Mesonen und Lichtquanten) sind aber (wenn ich nicht sehr irre) mit ihren Spiegelzuständen identisch. Warum können sie nicht auch Spiegelpaare erzeugen? Gibt es formal auch Spiegelelektronen und -positronen? Oder nur Spiegelnukleonen?

Wenn nein, wie soll man die Bosonen im Spinormodell konstruiert denken?

*2*. Ist die Entartung des Vakuums notwendig?

Heisenberg hat sie eingeführt, um auch die strange particles deuten zu können. Gürsey schlug einen Konkurrenzformalismus mit nur einfachem Vakuum vor. (Von diesem weiß ich aber erst sehr wenig.) Kann er aber so überhaupt strange particles bekommen? (Sein Vorschlag scheint mir zunächst zu arm an Quantenzahlen.)

*3*. Ist die Form 4. Grades, die für $q$-Zahl-$\psi(x)$ sowohl iso-invariant als auch gewöhnlich $S$-invariant und lorentzinvariant ist, eindeutig bestimmt, oder gibt es *mehrere* Möglichkeiten?[20]

Über diese (und ähnliche) Fragen diskutieren wir jetzt. (Bitte verbreiten Sie dieses „Bulletin"[21] und teilen Sie es auch Touschek mit.)

Wenn das abgeklärt ist, sollen – wenn Heisenberg und ich uns darüber geeinigt haben werden – preprints in größerer Zahl verschickt werden (was aber immer noch nicht Drucklegung bedeuten soll). Eine weitere „rare second edition"[22] von 10 Kopien soll aus Göttingen hierher unterwegs sein.

An Touschek will ich selbst direkt schreiben, sobald die Diskussion dieser Fragen weiter vorangekommen sein wird.

Im allgemeinen scheint mir die Zusammenstellung meiner kritischen Haltung mit Heisenbergs Optimismus ganz günstig. Auch glaube ich, daß Heisenberg für die mathematischen Fragen (wie z. B. Eigenwertproblem) in Symanzik einen guten Berater hat.[23]

Wir werden ja sehen! Mit Källén bin ich auch im Briefwechsel. Die Hauptsache ist, ich finde die Sachlage interessant.

[Zusatz am oberen Briefrand:] Herzliche Grüße an Sie und Ellen von uns beiden, stets Ihr W. Pauli

*Summary*: Das Spinormodell muß nun ernstlich geprüft werden. Es ist *möglich* – aber es muß nicht notwendig so sein – daß sich dabei das Fehlen weiterer wesentlicher Ideen noch herausstellen wird. Aber ich hoffe, daß sich wenigstens das bald entscheiden lassen wird.

[1] Siehe hierzu den Kommentar zum Brief [3024].
[2] John C. Polkinghorne hat sich über dieses von dem *Organizing Committee* vorgeschlagene *new scheme* der *rapporteurs* in einem Bericht (1958d) geäußert: „The Conference on High-Energy Nuclear Physics was not only held in a new place but it also employed a new procedure. Instead of each session consisting of a number of separate reports by persons responsible for the work being reported, rapporteurs were appointed who gave long surveys for the advances that had been made in their allotted subject during the past year. The remainder of the time in the session was devoted to a discussion of this work. This afforded an opportunity for those whose work had been reported to correct any wrong emphasis that might have been given."
[3] Pauli war zum *chairman* der Session 4 über „Fundamental Theoretical Ideas" ernannt worden, in der Heisenberg als *rapporteur* auch über ihre Ergebnisse zur nicht-linearen Spinortheorie berichten sollte.
[4] Vgl. den Brief [2863] von Källén.
[5] Im Frühjahr 1952 war es im Anschluß an einen Vortrag von Lee im Princetoner Seminar zu einer Auseinandersetzung zwischen Källén und Dyson gekommen, die Pauli noch in guter Erinnerung haben mochte (vgl. Band **IV**/2, S. 555, 768 und 911).
[6] Pauli bezieht sich auf Dysons Ehe mit einer Züricherin, die nur von kurzer Dauer war (vgl. Band **IV**/1, S. 161).
[7] Dyson (1956a,b, 1957a). – Vgl. hierzu auch die Bemerkungen in Band **IV**/1, S. 4f. und **IV**/3, S. 127, 410 und 521.
[8] Vgl. Dyson (1958a, b).
[9] Dyson sagte seine Teilnahme schließlich ab.
[10] Zusatz von Pauli: „Engeres Thema seines Referates?"
* Er kam aus USA mit völlig leeren Händen zurück. Seit seiner schönen Arbeit über das CPT-Theorem scheint er in einer völlig sterilen Phase. Aber er weiß es wohl, außerdem kann sich das ja wieder ändern.
[11] Rudolf Haag hielt sich damals als Gast am *Palmer Physical Laboratory* der *Princeton University* auf (vgl. den Hinweis zum Brief [2456]). Am 7. Januar 1958 beantwortete Heisenberg ein von Haag erhaltenes Schreiben: „Ich habe mich gefreut zu hören, daß Sie sich inzwischen in Princeton gut eingerichtet haben und die Arbeit in dem wissenschaftlichen Kreis dort (zu dem ja eine Göttinger Kolonie gehört) aufgenommen haben. Ihr kurzer Bericht über die Topologie beim Lee-Modell hat mir durchaus eingeleuchtet. Ich habe ihn noch nicht mit Symanzik besprochen, da es infolge der Weihnachtsferien und einer sehr intensiven Zusammenarbeit mit Pauli noch nicht dazu gekommen war. Über die Fortschritte der einheitlichen Feldtheorie, die ich zusammen mit Pauli jetzt bearbeite, habe ich gerade an Zimmermann geschrieben, und Sie können das Wichtigste aus meinem Brief an Zimmermann sehen." Vgl. hierzu den im Kommentar zum Brief [2817] wiedergegebenen Auszug aus diesem Schreiben vom 7. Januar an Zimmermann.
** Das Wort „nicht" ist meines Erachtens genügend gerechtfertigt durch die unphysikalischen Einschränkungen, welche die Herren machen müssen: bei der Meson-Nukleonstreuung betreffen diese den Streuwinkel (gegenteilige Behauptungen mußten wieder zurückgenommen werden), bei der Nukleon-Nukleonstreuung die Mesonmasse.
[12] Zusatz von Pauli: „Die Källén-Wightman-Arbeit interessiert mich zunächst *nicht!*" Vgl. Källén und Wightman (1958).

[13] Vgl. den Brief [2866].
[14] Vgl. den Brief [2839].
[15] Vgl. den Brief [2849].
[16] Zu dieser *Gruppe* gehörten außer Dyson und Wightman auch noch die damaligen Besucher Lehmann, Jost, Haag und Zimmermann.
[17] Es handelte sich um die 2. von Pauli auch als *2d edition* bezeichnete Fassung (siehe weiter unten) von Heisenberg und Pauli (1958f).
[18] Lee und Yang (1957a).
[19] Sakurai (1958a).
[20] Zusatz von Pauli: „Wenn Reihenfolge von Faktoren berücksichtigt wird."
[21] Zusatz von Pauli: „auch sonst in der Schweiz: Fierz + Zürich." Weisskopf hielt sich damals in Genf auf, wo er natürlich mit dem hier angesprochenen Personenkreis in Berührung kam.
[22] Wie Heisenberg geschrieben hatte (vgl. die Briefe [2862 und 2869]), wollte er „weitere 10 Exemplare der *Neuauflage*" zu Pauli nach Berkeley schicken. Ein Exemplar dieser *second edition* des Heisenberg-Paulischen Manuskriptes (1958f) befindet sich im Genfer *Pauli-Nachlaß* 1/54-70.
[23] In seinem Brief [2862] vom 10. Februar hatte Heisenberg geschrieben, daß „auch Symanzik diese Darstellung voll gebilligt hat."

## [2874] Pauli an Gürsey

Berkeley, 17. Februar 1958

Dear Dr. Gürsey!

Thanks for your letter of February 14.[1]

I am now eagerly awaiting your next letter, which should contain the discussion of the really important problems.

1. Ambiguity of Lagrangian for $q$-number $\psi$. (What you wrote on the $c$-number case was known to me.) Meanwhile they will presumably investigate this in Göttingen, too. I wonder, what the result will be.

By the way, do you have a reprint of your Istanbul paper?[2]

2. Mirror problem.

Also about that I expect news from Göttingen. A Dr. Dürr (who was earlier in Berkeley) is working there on your line. Very much depends for me on whether or not there is a satisfactory solution for it. *If* one can include the strange particles with a simple vacuum, I would prefer it. But I am not sure.

3. My scruple is, whether I can recommend the Princeton Institute to you, not the other way round. Do you know, *who* will be there (particularly *younger* people) during the winter terms 58/59?

There is also a chance, that I shall get funds in Zürich. In this case I would certainly invite you (perhaps for spring 59). I hope to know more about it in the near future.

Hoping to hear from you soon again

Sincerely yours W. Pauli

[1] Vgl. den Brief [2870].
[2] Vgl. Gürsey (1956b, c).

## [2875] Pauli an Gürsey

Berkeley, 18. Februar 1958

Dear Dr. Gürsey!

I looked meanwhile in the paper of *Schwinger*, „A Theory of Fundamental Interaction", Annals of Physics, **2**, 407–434, 1957,[1] which is independent of the spinor model.

In this paper an alternative way to treat the ‚mirror problem' is developed. What I call ‚mirror particles' *exists* actually in Schwinger's classification. Only the ‚mirror particles' have different masses than the originals. In Schwinger's classification the $\Xi^-$-particle is the ‚mirror' to proton, the $\mu^-$ is the ‚mirror' to electron $e^-$ (opposite leptonic charge, see l. c. p. 428). In the $\mu$-decay one neutrino and one mirror-neutrino are emitted (not one neutrino and one anti-neutrino).

But Schwinger needs besides the conservation of the leptonic charge, a new conservation law called conservation of ‚neutrinic charge'.

The difficulty for the spinor model is then shifted to the new concept ‚neutrinic charge' and its conservation law. I don't see how it can be obtained with the spinor model. Moreover I prefer the usual ‚two component neutrino theory' because of its simplicity.*

But I am eager to hear your opinion on all that in your promised new letter.

With best wishes

Sincerely yours W. Pauli

[1] Über diese bereits im Juli 1957 eingereichte Abhandlung von Schwinger (1957), die Pauli als ein Kuriosum bezeichnete, war schon im vergangenen Herbst während der Padua-Venedig-Konferenz diskutiert worden (vgl. den Brief [2712]).

* The experimentalists in the Radiation Lab think, that Schwinger's 4 neutrinos have only a historical reason. So you can read this ‚for the sake of completeness' only.

## [2876] Pauli an Heisenberg

Berkeley, 19. Februar 1958

Lieber Heisenberg!

Heute kam Deine erwartete Sendung von 10 Kopien[1] sowie (zugleich) Deine Briefe vom 13. + 14. und vom 15.[2]

Ein großer Fortschritt! Noch bin ich nicht mit allem einverstanden. Nach Berücksichtigung dieses Briefes mußt Du an die Physiker abschicken! Nichts hindert Dich, wenn Du willst, nachher noch Addenda zu verschicken.

Dagegen möchte ich Dich sehr bitten, *nicht mit der Publikation zu drängen!* Warte ruhig 2 bis 3 Wochen damit, ich möchte auch die Reaktion verschiedener Leute auf die preprints abwarten, auch Gürseys Arbeit (siehe unten).

Freitag will ich hier vor einem kleineren Kreis von Theoretikern hier vortragen und will dann berichten (*ohne* Deine Antwort auf diesen Brief abzuwarten), ob interessante Gesichtspunkte dabei herausgekommen sind. Auch

erwarte ich Nachricht von Gürsey, der nun versteht, wo die Probleme sind. (Er hat mir bereits zugegeben, daß er – wie wir – 4 Quantenzahlen braucht und daß 3 zu wenig sind, wenn man strange particles bekommen will.) Er hat auch das Spiegelproblem verstanden (siehe unten, auch über Schwinger). Ich freue mich, daß Du es als „ziemlich tiefliegend" ansiehst und daß Du es „noch nicht verstanden hast". Um etwas Negatives positiv zu wenden: ich habe eigentlich den Eindruck, daß ein Aufgeben des Spinormodells gegenüber dem Spiegelproblem gar nichts helfen würde. Es wird in einer oder anderer Form *immer wieder* auftauchen!

Als Kuriosum habe ich Dir gestern einen Sonderdruck der Schwinger-Arbeit[3] geschickt. Bei ihm existieren die Spiegelteilchen *wirklich*: Das $\Xi^-$ ist das Spiegelteilchen vom Proton, das $\mu^\pm$ ist das Spiegelteilchen von $e^\pm$, und es gibt bei ihm wirklich die Spiegelneutrinos, die beim $\mu$-Zerfall neben den gewöhnlichen entstehen sollen. Es ist „fast genial", aber niemand glaubt es (ich auch nicht), insbesondere nicht seine erhaltene „neutrinic charge" neben der „leptonic charge". Natürlich ist Schwingers Welt nicht spiegel*invariant*, $\mu$ und $e$ haben verschiedene Massen, ebenso wie $\Xi^-$ und $P$. Während mir seine Deutung der $\mu$-Teilchen* als $e$-Spiegelbilder ebenso unhaltbar erscheint wie sein Verwerfen der Zweikomponententheorie der Neutrinos, ist seine Auffassung der $\Xi^-$-Teilchen vielleicht verwertbar. Schreib mir, bitte, gelegentlich Deine Ansicht darüber.

Deine Idee der *wirklichen* Existenz der Spiegelteilchen (und ihre Erzeugung mod. 4) halte ich für „arguable". Ich hatte selbst schon ähnliche Ideen. Dagegen bin ich der Meinung, daß die Parität der $K$-Teilchen in bezug auf starke Wechselwirkungen wohl-definiert ist. (Näheres im folgenden Brief. Hier bemerke ich noch dies: Salam und Matthews haben im Herbst ein paper geschrieben,[4] mit einem etwas zweifelhaften Argument aus Dispersionsrelationen, daß die $K$-Teilchen ein Skalar, und kein Pseudoskalar sein sollen.)

Gürsey denkt nun auch über das Spiegelproblem nach.

---

Nun zum paper.

1. Leider bin ich *nicht* zufrieden mit Deiner Darstellung des $^\dagger$ und $\hat{}$-Formalismus. Wohl verstehe ich, daß man viererlei Vektoren des Hilbertraums $\phi\rangle$, $\hat{\phi}\rangle$, $\langle\hat{\phi}$, $\langle\phi$ einführen kann derart, daß diese dann *keinen* Spinorindex mehr haben.[5]

Anders ist es aber beim $\psi$, das doch schon einen Spinorindex (mit 4 Werten) trägt. Daß es außer $\psi$ und $\psi^\dagger$ noch zwei weitere *unabhängige* Spinoren $\hat{\psi}$ und $\hat{\psi}^\dagger$ geben soll, glaube ich *nicht*! Auch sagst Du nicht, *wie sich* $\hat{\psi}$ *bei der gewöhnlichen Lorentzgruppe verhalten soll? Ferner sagst Du nicht, wieso in der* Lagrange *funktion nur* $\psi$ *und* $\psi^\dagger$*, nicht aber* $\hat{\psi}$ *und* $\hat{\psi}^\dagger$ *vorkommen.* Kurz, es ist Dir wieder gelungen, einen Sachverhalt völlig unverständlich zu machen (indem *Wesentliches unter den Tisch fällt*).

Ein Hauptfehler von Dir, der sich oft wiederholt.

Bei der (Lorentz)-Gruppe transformieren sich gleich wie $\psi$ nur $\psi^C$, $\gamma_5\psi^C$ und $\gamma_5\psi$. Aber die erfüllen nicht (I) und (II), p. 6.[6] Wenn aber $\hat{\psi}$ ein unabhängiger, neuer Spinor ist: *warum hängt dann L nicht von ihm ab?*

Nun, ich verstehe doch etwas: Du *verlangst* $\hat{L} = L$, weil $L$ isoinvariant ist. Ich verstehe aber nicht, was das bedeutet, da $L$ von $\hat{\psi}$ gar nicht abhängt! Es muß eine Vorschrift existieren, wie $\hat{\psi}$ aus $\psi$ folgt. Aber ich finde keine, die mit (I), (II), p. 6 vereinbar ist.**

(Ich möchte nur $\psi$, $\psi^\dagger$ haben; dagegen hätte ich nichts gegen $\phi\rangle$, $\hat{\phi}\rangle$; $\langle\hat{\phi}$, $\langle\phi$, da diese Größen keinen Spinorindex haben.)

Bei der $L$-Gruppe ist dann allerdings $\hat{\psi}$ kein gewöhnlicher Spinor, aber (I), (II), p. 6 stimmt; ebenso $\hat{L} = L$.

Sage auch, ob $(AB)\hat{} = \hat{B}\hat{A}$ oder $= \hat{A}\hat{B}$? Ferner, ob $\hat{\hat{A}} = A$ oder $\hat{\hat{A}} = -A$?

Eine andere Vorschrift, die auch geht, wäre

$$\hat{\psi}_1 = \psi_3, \quad \hat{\psi}_2 = -\psi_4, \quad \hat{\psi}_3 = \psi_1, \quad \hat{\psi}_4 = -\psi_2.$$

Aber das widerspricht den Vertauschungsregeln (21), (22), p. 8, deren Lorentzinvarianz nur stimmt, wenn $\hat{\psi}(x)$ ein gewöhnlicher Spinor ist wie $\psi(x)$.

Dann aber ist $\hat{L} = L$ nicht erfüllbar.

So komme ich leider zum Resultat, daß das Manuskript, wie es ist, *nicht* an die Physiker abgeschickt werden kann!

Meine anderen Verbesserungsvorschläge wären kein Hinderungsgrund. Mache bitte die Erklärungen und Verbesserungen des $\hat{}$-Formalismus, *ohne noch einmal bei mir rück-zufragen* und verschicke die verbesserte Ausgabe an alle (auch an mich); die Leute sind ja mit Recht schon neugierig.

Bei dem Eigenwertproblem hast Du leider – trotz meiner ausführlichen Briefe – es *wieder* (!) unter den Tisch fallen lassen, *wie* die Bestimmung der Funktionen $F(s)$, $G(s)$, $G_1(s)$ aus den Eigenwertsbedingungen folgt![7] Übrigens solltest Du erwähnen, daß für reelle $s$ die Funktionen $F(s)$, $G(s)$, $G_1(s)$ reell sein sollen, das ist wichtig für $C$-Invarianz etc. (*nicht* für Wightman).

Ob ich die Vertauschungsregeln (21), (22) auch, soweit sie die $\hat{\psi}$ enthalten, akzeptieren kann, hängt von einer eventuellen, die $\hat{\psi}$ enthaltenden Form von $L$ ab.

Am *liebsten wäre es mir, Du würdest die kleinen* $\hat{\psi}$ *und* $\hat{\psi}^\dagger$ *ganz herausstreichen!*

Du hast auch nicht gesagt, was an die Stelle der Norm tritt. Das ist wohl die *Determinante* der Matrix

$$\begin{pmatrix} \phi\rangle & \hat{\phi}\rangle \\ -\hat{\phi} & \langle\phi \end{pmatrix}$$

(nach früheren Briefen, im paper steht davon *nichts!*)

Auf p. 4 unten muß es heißen $t < \underset{!}{-r}$ (backward cone).

Zur Tabelle, p. 13

Die *Konvention* ist, daß $\bar{\nu}$ (nicht $\nu$) $e^-$ beim $\beta$-Zerfall begleitet. Also muß dann $\bar{\nu}$ und $e^-$ entgegengesetztes $l_N$ haben.

Dann solltest Du $\nu$ und $\bar{\nu}$ in der Tabelle vertauschen, so daß es $\bar{\nu}\nu$ (statt $\nu\bar{\nu}$) heißt. Es mischt dann die Isogruppe $e^-$ mit $\nu$ (statt mit $\bar{\nu}$) und $e^+$ mit $\bar{\nu}$.

---

Zum Schluß noch die Frage der Eindeutigkeit der Lagrangefunktion (von den $\hat{\psi}$ Komplikationen abgesehen). Diese sehe ich jetzt als nicht mehr so wesentlich an und ich bin einverstanden, daß Du da in dem an die Physiker gesandten Manuskript nichts mehr änderst. (In der *Publikation* muß es dann noch etwas besser gemacht werden.)

Solange man in $L$ die Relationen

$$\psi_\alpha(x)\psi_\beta(x) = -\psi_\beta(x)\psi_\alpha(x)$$

*und*

$$\psi_\alpha^\dagger\psi_\beta(x) = -\psi_\beta(x)\psi_\alpha^\dagger(x)$$

verwendet, ist natürlich die invariante Lagrangefunktion *eindeutig* bestimmt. Diese Voraussetzung ist auch sicher richtig in der nicht-elektrischen Näherung, wo $G(s)$, $G_1(s)$ vernachlässigt wird (denn $F(s) = 0$ für $s = 0$).

Ist aber $G(s)$ und $G_1(s)$ für $s = 0$ logarithmisch $\infty$, so sind die soeben angeschriebenen Antikommutativitätsrelationen problematisch.

Es hängt dann alles an der Definition der Produkte am gleichen Punkt $x$. (Du hast auch hier meine Fragen unter den Tisch fallen lassen; ich hatte Dir doch geschrieben, Dein früherer Brief enthalte da eine Lücke!)

Inzwischen (siehe meinen letzten Brief)[8] habe ich da wohl gesehen, daß dies auf die eine oder andere Weise schon gemacht werden kann. Jedenfalls hängt eine eventuelle Nichteindeutigkeit von $L$ *nur an der Reihenfolge von Faktoren!*

Der Gürseysche Ausdruck hat den Vorteil, alle Invarianzeigenschaften zu haben, *unabhängig von irgendwelchen Antikommutativitäten* (der angegebenen Art)!

Gürsey arbeitet nun an diesen Fragen, die ich aber selbst nun als sekundär betrachte.

---

Also *summary*: Leider verhindert mich Dein $\hat{\psi}$, als Stein des Anstoßes, mein Abschicken des gewünschten Telegramms. (Das übrige würde alles schon gehen.)

Warte also, bitte, meine weiteren Briefe (die bald folgen werden, schon bevor Deine Antwort eintrifft) nicht weiter ab und sende nun, bitte, eine in diesem Sinne verbesserte Fassung an die Physiker (einschließlich mich selbst). Wenn Du bei dieser Gelegenheit noch andere Verbesserungsvorschläge dieses Briefes berücksichtigst, ist es auch schön; das ist aber sekundär.

Nichts für ungut und viele Grüße (Fortsetzung folgt) stets Dein W. Pauli

---

P. S. Im Rätselraten über $\hat{\psi}$ fortfahrend, sehe ich noch eine Möglichkeit: $\psi$ und $\hat{\psi}$ sind *unabhängige* Spinoren, und man ersetze $L$ durch $\frac{1}{2}(L + \hat{L})$.

(Wobei der Leser zu erraten hat, ob $(AB)\hat{} = \hat{B}\hat{A}$?)

Aber es ist *auch nicht* schön, denn dann gibt es viele Möglichkeiten, das zu setzen, und die Theorie wird doch unterbestimmt sein, wenn *keinerlei* Beziehung zwischen $\psi$ und $\hat{\psi}$ angenommen wird!

Eine letzte Möglichkeit: Die Vorschrift, daß alles, was gegen (I), (II) invariant ist, auch gegen $\hat{}$-Konjugation invariant ist, wird *fallengelassen*: es gibt ein $L$ und ein *davon unabhängiges*, zweites Exemplar $\hat{L}$. Aus beiden leitet man Feldgleichungen ab und beide sollen gelten. (Ich glaube es *auch nicht!*)

---

Daß das $\pi$-Meson richtig pseudoskalar herauskommt, ist ja wirklich schön!

---

Ob man mit einfachem Vakuum durchkommt oder nicht, hoffe ich bald zu wissen.

[1] Diese 10 Exemplare der *Neuauflage* des Preprints hatte Heisenberg in seinem Brief [2852] angekündigt.
[2] Vgl. die Briefe [2868, 2871 und 2872].
[3] Vgl. Schwinger (1957).
* Ich glaube, unsere Deutung der $\mu$-Teilchen ist besser und richtig.
[4] Vgl. Salam und Matthews (1957).
[5] Zusatz von Pauli: „Aber $\Psi$ in (20) hat einen Spinor-Index!“
[6] Dieser Hinweis bezieht sich auf die Formeln der *2nd Edition* des Heisenberg-Paulischen Manuskriptes (1958f).
** Ich sehe eben, es *gibt* eine Vorschrift, die ist (für Standardform von $\gamma_5$ und $C$): $\hat{\psi}_1 = \psi_4$, $\hat{\psi}_2 = \psi_3$, $\hat{\psi}_4 = \psi_1$, $\hat{\psi}_3 = \psi_2$, (entsprechend mit *).
[7] Zusatz von Pauli: „Da muß *unbedingt* eine Bemerkung hinein!“
[8] Vgl. den Brief [2869].

## [2877] Pauli an Heisenberg

Berkeley, 20. Februar 1958

Lieber Heisenberg!

Das ist nur eine kurze Ergänzung zum Brief von gestern (19.) abend[1] und zum Telegramm.

Wahrscheinlich ist es wohl Deine Absicht, in Verbindung mit der Vakuumentartung, daß $\bar{\psi}$ ein neuer (von $\psi$ unabhängiger) Spinor sein soll. Aber dann mußt Du den Zusammenhang mit der Lagrangefunktion $L$ besser erklären: Willst Du zum Ausdruck (1) einen anderen Term

$$\bar{\psi}^\dagger \gamma_\nu \frac{\partial}{\partial x_\nu} \hat{\psi} + \frac{l^2}{2}[(\hat{\psi}^\dagger \hat{\psi})^2 - (\hat{\psi}^\dagger \gamma_5 \hat{\psi})^2]$$

(oder mit umgekehrter Reihenfolge der Faktoren?) addieren? Aber dann: warum nicht

$$\hat{\psi}^\dagger \gamma_\nu \frac{\partial}{\partial x_\nu} \psi + \frac{l^2}{2}[(\hat{\psi}^\dagger \psi)^2 - (\hat{\psi}^\dagger \gamma_5 \psi)^2]$$

$$+\psi^\dagger\gamma_\nu\frac{\partial}{\partial x_\nu}\hat{\psi}+\frac{l^2}{2}[(\psi^\dagger\hat{\psi})^2-(\psi^\dagger\gamma_5\hat{\psi})^2]??$$

Die Willkür stört mich.

Du kannst also hier über $L$ eine Ergänzung machen, oder aber den ˆ-Formalismus ganz weglassen.

Die Verzögerung tut mir leid, aber inzwischen habe ich gesehen, daß andere es auch nicht verstanden haben. Das Absenden des Manuskriptes an die Physiker mit dieser logischen Lücke hätte einen Sturm von Fragen ausgelöst.

{Eine andere Möglichkeit wäre zu *definieren*: $\hat{\psi}=\psi C\gamma_5$. Das aber würde wohl kaum Deiner Absicht entsprechen. Auch müßte man dann (II), p. 6 abändern in $\hat{\psi}'=\hat{\psi}e^{+i\alpha\gamma_5}$ und auch Änderungen in (22) und (24) vornehmen.}[2]

Aber nun frage bitte nicht mehr zurück *und* schicke ein *irgendwie* diesen Wünschen entsprechend abgeändertes Manuskript an die Physiker. Auch brauchst Du hierzu nicht mehr meine weiteren Briefe abzuwarten!

---

Inzwischen habe ich noch mit Karplus über die Parität der $K$-Teilchen gesprochen. Sie scheint nicht *bekannt*, aber *definiert* ist eine *relative* Parität der $K$-Teilchen zum *Hyperon-Nukleon-Paar* aus der *starken Wechselwirkung* $\Lambda$ oder $\Sigma\bar{N}$

$$\begin{matrix}\bar{N}\Lambda K.\\(\Sigma)\end{matrix}$$

Ist das so wie beim $\pi$-Meson oder umgekehrt? Salam und Matthews glauben, Argumente für letzteres zu haben.[3] Das ist aber recht unsicher.

Von Gürsey habe ich noch keinen weiteren Brief. Wahrscheinlich „schwitzt" er über den Problemen. Über die Definition der $\psi$-Produkte am gleichen Ort entsprechend meinem Brief vom 14. Februar[4] hoffe ich, noch von Dir zu hören. Es ist wohl möglich, daß das mit Deiner Regel $S_F(0)=0$ ganz identisch ist!

Alles Gute! Viele Grüße Dein W. Pauli

[1] Vgl. den Brief [2876] und das Telegramm [2878].
[2] Diese Abänderungsvorschläge beziehen sich auf die *2d Edition* des Heisenberg-Paulischen Manuskriptes (1958f).
[3] Vgl. Salam und Matthews (1957).
[4] Vgl. den Brief [2869].

## [2878] Pauli an Heisenberg

Berkeley, 20. Februar 1958
[Telegramm]

Disagree with roof formalism. Good otherwise. Have sent letter. Pauli

## [2879] Heisenberg an Pauli

Göttingen, 21. Februar 1958[1]

Lieber Pauli!

Heute kam Dein Telegramm,[2] und ich war etwas unglücklich darüber – nicht etwa wegen des ˆ-Formalismus, der sicher noch verbesserungsfähig ist, sondern weil ich sehe, wie schwierig die Verständigung über 10 000 km eben trotz der modernen Technik immer noch ist. Ich bekomme jeden Tag neue Briefe von Physikern, die unbedingt sofort einen preprint haben wollen (z. B. Weisskopf und Landau).[3] Jedenfalls hoffe ich, daß Dein Brief die Abänderungsvorschläge so enthält, daß ich sie sofort in den preprint einfügen und dann wegschicken kann.

In den letzten Tagen habe ich über Dein Problem der Spiegelwelt ernstlich nachgedacht und bin zu dem Schluß gekommen, daß Du Dir unnötige Skrupel gemacht hast mit einem Problem, das gar nicht existiert (jedenfalls nicht in unserer Theorie!). Man kann Deine Frage einmal von der Physik her, dann vom Formalismus unserer Theorie aus, diskutieren.

In der Physik sieht es so aus: Es gibt Teilchen, z. B. Neutronen oder $\pi$-Mesonen, die beim radioaktiven Zerfall eine bestimmte Polarisation hervorbringen und damit einen ihnen innewohnenden Schraubensinn dokumentieren. Die Frage lautet: Warum gibt es keine Teilchen gleicher Masse, die den entgegengesetzten Schraubensinn haben? Hier lautet die Antwort: Solche Teilchen gibt es in der Tat, es sind jeweils die *Antiteilchen* der betreffenden Teilchen. Daß diese Teilchen auch die entgegengesetzte Ladung haben, zeigt nur, daß das elektromagnetische Feld an den Schraubensinn angekoppelt wird. (Das ist in unserer Theorie *besonders plausibel*, da das Lichtquantenfeld mit dem Ausdruck $\gamma_{\mu\nu}$ verbunden ist.) Die Natur und die Theorie sind eben CP-invariant. Man könnte natürlich nur nach Teilchen suchen, die z. B. das gleiche magnetische Moment wie das Neutron, aber entgegengesetzten Schraubensinn haben. Aber solche Teilchen brauchen jedenfalls nicht die gleiche Masse zu haben; sie sind einfach etwas ganz anderes als das Neutron.

Nun zur Frage der Spiegelwelt in unserem Formalismus. Du schreibst: „man kann doch die Vorzeichen in der unteren Hälfte unserer Quantenzahlentabelle alle umkehren und bekommt damit scheinbar die Spiegelteilchen.“ Hier hast Du aber einen einfachen Sachverhalt übersehen: Wenn man z. B. beim Proton die unteren Vorzeichen umkehrt, bekommt man einfach das Antiteilchen zum $\Xi^-$ (also $\bar{\Xi}^-$), das positiv ist und die strangeness + 2 hat. Dieses Teilchen gibt es natürlich. Daß es nicht die Masse des Protons hat, scheint mir überhaupt nicht verwunderlich. Die entsprechenden Teilchen der strangeness 2 bei den *Leptonen* sind allerdings bisher nicht bekannt; aber vielleicht entstehen sie zu selten oder sind aus irgendwelchen Gründen nicht stabil.

Das Gesamtresultat ist also: Die ganze Spiegelwelt ist ein Phantasieprodukt, das uns in unserer Theorie nicht weiter zu interessieren braucht.

Beim Eigenwertproblem haben sich interessante neue Probleme ergeben. Es gibt in der niedrigsten Näherung verschiedene gleichberechtigte „Graphen“, die alle ungefähr das Gleiche geben sollten, wenn die Theorie in sich in Ordnung ist. Beim Nukleon gibt es drei solche Graphen. Nun geben zwei tatsächlich

ungefähr das Gleiche (die Zahlen, die ich Dir neulich schrieb), das dritte aber gibt bisher etwas ganz Falsches (schon das Vorzeichen ist falsch). Ich habe nun den sehr starken Verdacht bekommen, daß an unseren Vertauschungs-Relationen oder Vakuum-Erwartungswerte noch etwas in Unordnung ist. Ich probiere jetzt gerade aus, ob man das Massenglied nicht[4]

$$\langle \psi_\alpha \hat{\psi}^\dagger_\beta \rangle = \left( \frac{1+\gamma_5}{2} \right)_{\alpha\beta} G(s); \quad \langle \hat{\psi}_\alpha \psi^\dagger_\beta \rangle = \left( \frac{1-\gamma_5}{2} \right)_{\alpha\beta} G(s)$$

(eventuell mit einer geeigneten Matrix rechts) schreiben muß. Das wäre, soviel ich sehe, auch noch $P$-invariant (wegen des Charakters der $\hat{}$-Konjugation). Eine solche Abänderung könnte vielleicht alles in Ordnung bringen und würde, wie ich hoffe, die Leptonen gleich mitliefern. Aber das sind einstweilen noch Versuche. Ich schreibe Dir, sobald ich Sicheres weiß.

Viele Grüße! Dein W. Heisenberg

[1] Zusatz von Pauli: „Beantwortet 24. II."
[2] Vgl. das voranstehende Telegramm [2878].
[3] Vgl. hierzu auch das in der Anlage zum Brief [2912] wiedergegebene Schreiben von Landau an Heisenberg.
[4] Hier der Zusatz von Pauli: „Brief am 25. geschickt."

## [2880] Pauli an Heisenberg

Berkeley, 22. Februar 1958

Lieber Heisenberg!

Zur Vorbereitung der Publikation[1] (im Nuovo Cimento?) schicke ich Dir – auch für Herrn Dürr – beiliegend meine Rechnungen und Überlegungen zur Definition der Produkte von Spinoren am gleichen Punkt $x$. *Wenn* eine logarithmische Singularität der Vakuum-Erwartungswerte vorhanden ist, bedeutet die Regel $S_F(0) = 0$ meines Erachtens eine – allerdings logisch mögliche – zusätzliche Renormalisation (wenn auch eine schwache). Ich möchte aber auch die Frage aufwerfen, ob eine solche logarithmische Singularität (die nur aus Deinen früheren Arbeiten übernommen wurde) denn *wirklich notwendig* ist?

Physikalisch schien es mir, wenn man schon eine indefinite Metrik einführt, befriedigender, die *volle Regularität* aller Vakuum-Erwartungswerte auf dem Lichtkegel zu verlangen und $S_F(0) = 0$ als eine *exakte* Gleichung. Gerne möchte ich Deine Meinung darüber hören. Die Methoden zur Bestimmung der Funktionen $F(s)$, $G(s)$, $G_1(s)$ scheinen mir sehr im argen zu liegen. Das hat natürlich mit der Bestimmung der $\psi$-Funktionen und mit der Konvergenz des Verfahrens zu tun. Was meinst Du? (Die logarithmische Singularität wäre nur schön, wenn man in der komplexen Ebene mit der logarithmischen Verzweigung etwas Hübsches machen könnte.)

Noch ein pädagogischer Wunsch für die Publikation: Es sollte darin stehen, daß die Entartung des Vakuums für die Möglichkeit, strange particles zu

bekommen, wesentlich ist. Auch wäre wohl ein Satz darüber wünschenswert, *wie* die Darstellung gegenüber der Isogruppe sich aus dem Zustandssymbol der untersten Zeile der Tabelle im Prinzip ergibt. Z. B.: wie kommt der *Isospin 1/2* bei den $K$-Teilchen aus $\psi\psi^\dagger\psi\psi^\dagger\Omega$ heraus? Solche Fragen werden mir in den Diskussionen oft gestellt, und ich weiß dann die Antwort nicht (hauptsächlich, weil ich mich bisher nicht sehr dafür interessiert habe).

Daß es nur die *zwei* Teilchensorten (Photon und $\pi$-Meson entsprechend) bei $\psi^\dagger\psi|\Omega\rangle$ gibt, soll ja in die Arbeit von Dir und Mitter kommen. Oft werde ich gefragt, warum es keine Skalarteilchen mit Isospin 0 gibt. Könntest Du mir zu meiner Information etwas darüber schreiben?[2]

Wie ich selbst nun weiter arbeiten werde, weiß ich noch nicht genau. Vielleicht mache ich zusammen mit Gürsey (der wohl im März hierher kommt)[3] dem Herrn Dürr Konkurrenz (mit dem allgemeinen Formalismus). Zimmermann kommt Ende April hierher. Vielleicht kann ich dann mit ihm das Eigenwertproblem neu diskutieren. Vielleicht wird es nur die *eine gemeinsame* Arbeit von uns beiden geben. Wir werden ja sehen, wie es weitergeht. Fährst Du nun in Ferien? (Ich habe jetzt *keine* Ferien!)

Viele Grüße stets Dein W. Pauli

## Anlage zum Brief [2880]

### Fierz an Stückelberg

[Basel], 20. Februar 1958

Lieber Herr Stückelberg!

Es freut mich sehr, wieder einmal von Ihnen zu hören, und es tut mir auch sehr leid, daß es mit Ihrer Gesundheit nicht zum besten bestellt ist. Immerhin sehe ich, daß Sie jetzt mit Erfolg damit beschäftigt sind, Ihr gelahmtes Instrumentarium neu zu schmieren und zu wetzen.

Ich weiß sehr wohl aus eigener Erfahrung, daß man immer Mühe hat, nach längerer Pause wieder die technischen Fertigkeiten zu erwerben – es geht da ähnlich wie beim Geigenspielen. Man ist eingerostet und stolpert gerade über die dümmsten Schwierigkeiten. Ich halte das nicht für Verblödung, denn gerade Fehler dieser Art können einen ungeheuer irritieren. Weil sie nämlich irgendwie blöd sind, kann man sie nicht mit Verstand entdecken, sondern nur, indem man stumpfsinnig gewisse Konventionen sich klarzumachen sucht.

Hat man eine unitäre Darstellung einer Gruppe $g = (a, b, c, \ldots)$ durch Matrizen $M_a$, $M_b$, $M_c$, so daß

$$ab \to M_a M_b,$$

dann bilden die hermitesch konjugierten Matrizen $M_a^\dagger$, $M_b^\dagger$ ebenfalls eine Darstellung, gemäß

$$ab \to M_a^\dagger M_b^\dagger.$$

Diese Darstellungen sind zwar nicht äquivalent, haben aber gleichwohl dieselbe Struktur, was reichlich Anlaß zur Verwirrung bietet. Man kann sie zueinander invers nennen.

Was nun Ihre besondere Frage betrifft, so glaube ich, die Konvention, die man oft benützt, sei folgende:

Man betrachtet z. B. die Paulimatrizen

$$\sigma_x = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma_y = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma_z = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$$

die auf die Spinoren $\psi$ wirken.

Wir machen nun eine Drehung $S$ gemäß

$$\sigma'_k = \sum_l s_{kl}\sigma_l. \tag{1}$$

Man soll nun die $\sigma'_k$ wieder auf die ursprüngliche Form bringen, indem man den Spinorraum $\psi$ einer unitären Transformation $U(S)$ unterwirft:

$$\psi' = U(S)\psi$$

derart, daß

$$\sigma_k = U(S)\sigma'_k U^{-1}(S); \quad \text{d. h. } \sigma_k\psi' = U(\sigma_k\psi). \tag{2}$$

Damit ist jedem $S$ ein $U$ zugeordnet, also ist $S$ unitär dargestellt. Insofern $U$ die Wirkung von $S$ *rückgängig* macht – gemäß (2) – ist freilich $U$ eine inverse Darstellung.

Das hat aber den Vorteil, daß, wenn zuerst $S_1$ und dann $S_2$ ausgeübt wird, die Transformation $U(S_1)\ U(S_2)$ resultiert, während

$$\sigma''_k = \sum_l S_{kl}\sigma_l \sum_{l,m} S_{2,kl}S_{1,lm}\sigma_m$$

sein wird.

Man kann diese Regeln als ungeschickt empfinden, und sie sind es in gewisser Hinsicht sicherlich. Da man aber gewöhnlich zeigen will, daß in einer invarianten Theorie alle Operatoren – auch wenn sie Tensorcharakter haben – als invariant gelten dürfen und nur der Hilbertraum einer passenden Transformation unterworfen werden muß – die eben z. B. duch $S$ induziert wird, ist die Konvention wohl begründet.

Mehr weiß ich nicht zu sagen. Man wird ja auch derartige Konventionen einfach hinnehmen müssen, und zwar auch dann, wenn eine andere Konvention in mancher Hinsicht besser wäre.

Ob übrigens meine Erklärungen die richtigen sind, ist auch nicht sicher.

In der Physik ist in letzter Zeit nicht viel Neues herausgekommen. Pauli und Heisenberg haben gewisse Spekulationen gerüchteweise verbreitet, aber niemand hat verstanden, was eigentlich beabsichtigt ist. Ich fürchte, auch die Autoren selber wissen es nicht recht.

Ich plane nun, mit Bundesgeldern Herrn Dr. Petermann nach Basel zu gewinnen, der ja einer Ihrer treuen Schüler ist und den ich selber hochschätze.

Ich wünsche Ihnen ferner alles Gute – neuen Mut und neue Kraft. Lassen Sie bald von sich hören!

Mit den besten Grüßen Ihr M. Fierz

[1] Zusatz von Pauli: „Ich möchte Reaktionen der Physiker auf das preprint abwarten!“
[2] Zusatz von Pauli: „Das Spiegelweltproblem ist wahrscheinlich schwierig.“
[3] Wie Pauli dann in seinem Brief [2902] mitteilte, sollte Gürsey „etwa am 20. März bis Ende Mai nach Berkeley kommen“.

## [2881] Gürsey an Pauli

Upton, 22. Februar 1958

Dear Prof. Pauli!

Thank you very much for your letter of February 17[1] which I got yesterday. As there is no mail service today (Washington's Birthday) I shall only be able to post this letter on Monday (by special delivery to make up for the delay).

I have thought on the degeneracy of the vacuum and the mirror problem. Although I have not solved the problem I have made enough progress to justify the spinor model, I think. What I wrote in my last letter[2] tentatively about the mirror problem being connected with strangeness, or rather hypercharge ($\Xi^-$ is the mirror of $p$, $\Sigma^+$ the mirror of $\Sigma^-$, etc.) seems to be confirmed. I also realized that the single vacuum treatment is not equivalent to the degenerate vacuum, at least with the quantum number assignments of your preliminary paper. The two problems (non degenerate vacuum and mirror problem) seem to be intimately connected and their solution will come simultaneously.

Now what you said about the difficulty of the non degenerate vacuum (in your 2 letters) is true: namely the structure of the quantum number assignments which can be integers or half integers both for fermions and bosons.

I first tried to get quantum number assignments which are half integer for fermions and integer for bosons starting from *empirical* quantum numbers.

To include leptons I have to assign strangeness to them. A scheme which works is the following ($L$ is the lepton number)

| | $S$ | $L$ |
|---|---|---|
| $e^- = \varepsilon$: | 0 | 1 |
| $\nu$: | 1 | 1 |
| $\mu^+$: | 2 | 1 |

$L$ is taken to be zero for particles other than $\varepsilon$, $\nu$, $\mu$. The other quantum number assignments are the usual ones for $N$ (nucleon: $p$, $n$), $\pi$, $K$, $\Lambda$, $\Sigma$, $\Xi$. Now that I have 4 quantum numbers $Q$, $N$, $L$, $S$ (assuming lepton conservation $L$ is a good quantum number), I can transform to a set of 4 other quantum numbers $t_3$, $v$, $f$ and $u$ (which correspond to the quantum numbers I introduced in my last letter, $t_3$, $f$, $u$ being already in the notes I gave you in New York).[3] These are defined as:

$$\frac{f}{2} = \frac{N+L}{2}, \quad \frac{u}{2} = \frac{N-L}{2}, \quad \frac{t_3}{2} = Q - \frac{N-L}{2}, \quad \frac{v}{2} = Q - 2S + \frac{3L-N}{2}.$$

Then I get the following table for the particles (opposite signs for antiparticles)

TABLE I

| | $p$ | $n$ | $\nu$ | $\varepsilon$ | $\pi^+$ | $\pi^0$ | $\pi^-$ | $K^+$ | $K^0$ | $\bar{K}^0$ | $K^-$ | $\mu^+$ | $\Lambda^0$ | $\Sigma^+$ | $\Sigma^0$ | $\Sigma^-$ | $\Xi^0$ | $\Xi^-$ | photon $\gamma$ |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| $\frac{f}{2}$ | $\frac{1}{2}$ | $\frac{1}{2}$ | $\frac{1}{2}$ | $\frac{1}{2}$ | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | $\frac{1}{2}$ | $\frac{1}{2}$ | $\frac{1}{2}$ | $\frac{1}{2}$ | $\frac{1}{2}$ | $\frac{1}{2}$ | $\frac{1}{2}$ | 0 |
| $\frac{u}{2}$ | $\frac{1}{2}$ | $\frac{1}{2}$ | $-\frac{1}{2}$ | $-\frac{1}{2}$ | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | $-\frac{1}{2}$ | $\frac{1}{2}$ | $\frac{1}{2}$ | $\frac{1}{2}$ | $\frac{1}{2}$ | $\frac{1}{2}$ | $\frac{1}{2}$ | 0 |
| $\frac{t_3}{2}$ | $\frac{1}{2}$ | $-\frac{1}{2}$ | $\frac{1}{2}$ | $-\frac{1}{2}$ | 1 | 0 | −1 | 1 | 0 | 0 | −1 | $\frac{1}{2}$ | $-\frac{1}{2}$ | $\frac{1}{2}$ | $-\frac{1}{2}$ | $-\frac{3}{2}$ | $-\frac{1}{2}$ | $-\frac{3}{2}$ | 0 |
| $\frac{v}{2}$ | $\frac{1}{2}$ | $-\frac{1}{2}$ | $-\frac{1}{2}$ | $\frac{1}{2}$ | 1 | 0 | −1 | −1 | −2 | 2 | 1 | $-\frac{5}{2}$ | $\frac{3}{2}$ | $\frac{5}{2}$ | $\frac{3}{2}$ | $\frac{1}{2}$ | $\frac{7}{2}$ | $\frac{5}{2}$ | 0 |

Here $f$, $u$ and $t_3$ are always conserved. $v$ is conserved only in strong and electromagnetic interaction. This table strongly suggests, almost on empirical grounds that all the fields can be constructed out of the 4 fundamental fields $p$, $n$, $\nu$, $\varepsilon$. Now, to get a table as near as possible to your table I go over to the set

$$I_3 = Q - \frac{N - L + S}{2}, \quad \frac{l}{2} = Q + \frac{N - L + S}{2},$$

$$I_B = \frac{f}{2} = \frac{N + L}{2}, \quad \frac{l_B}{2} = \frac{u}{2} = \frac{N - L}{2}$$

$I_B$ and $l_B$ are identical with your quantum numbers if one calls $\nu$ in your table $\bar{\nu}$ and replaces $\bar{\nu}$ by $\nu$, as Kroll had suggested.[4] The relation of these quantum numbers to $f$, $u$, $t_3$, $v$ are

$$I_3 = \frac{3t_3 + u + v - f}{8}, \quad \frac{l}{2} = \frac{t_3 + 3u - v + f}{8}, \quad I_B = \frac{f}{2}, \quad l_B = u\,.$$

We now obtain the table which is very much like yours except for $\nu$.

TABLE II

| | $p$ | $n$ | $\nu$ | $\varepsilon$ | $\pi^+$ | $\pi^0$ | $\pi^-$ | $K^+$ | $\bar{K}^0$ | $K^0$ | $K^-$ | $\mu^+$ | $\Lambda^0$ | $\Sigma^+$ | $\Sigma^0$ | $\Sigma^-$ | $\Xi^0$ | $\Xi^-$ | $\gamma$ |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| $I_B$ | $\frac{1}{2}$ | $\frac{1}{2}$ | $\frac{1}{2}$ | $\frac{1}{2}$ | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | $\frac{1}{2}$ | $\frac{1}{2}$ | $\frac{1}{2}$ | $\frac{1}{2}$ | $\frac{1}{2}$ | $\frac{1}{2}$ | $\frac{1}{2}$ | 0 |
| $\frac{1}{2}l_B$ | $\frac{1}{2}$ | $\frac{1}{2}$ | $\frac{1}{2}$ | $-\frac{1}{2}$ | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | $-\frac{1}{2}$ | $\frac{1}{2}$ | $\frac{1}{2}$ | $\frac{1}{2}$ | $\frac{1}{2}$ | $\frac{1}{2}$ | $\frac{1}{2}$ | 0 |
| $I_3$ | $\frac{1}{2}$ | $-\frac{1}{2}$ | 0 | $-\frac{1}{2}$ | 1 | 0 | −1 | $\frac{1}{2}$ | $-\frac{1}{2}$ | $\frac{1}{2}$ | $-\frac{1}{2}$ | $\frac{1}{2}$ | 0 | 1 | 0 | −1 | $\frac{1}{2}$ | $-\frac{1}{2}$ | 0 |
| $\frac{1}{2}l$ | $\frac{1}{2}$ | $\frac{1}{2}$ | 0 | $-\frac{1}{2}$ | 0 | 0 | 0 | $\frac{1}{2}$ | $\frac{1}{2}$ | $-\frac{1}{2}$ | $\frac{1}{2}$ | $\frac{1}{2}$ | 0 | 0 | 0 | 0 | $-\frac{1}{2}$ | $-\frac{1}{2}$ | 0 |

The physical significance of these assignments is clear. $I_B + \frac{1}{2}l_B$ is the baryon number, $I_B - \frac{1}{2}l_B$ is the lepton number, $I_3$ is the third (component) isotopic spin and $l$ is the hypercharge.

Table I helps us to understand the spinor structure of elementary particles (which is not obvious in Table II). On the other hand Table II is very revealing on the mirror problem (which is concealed in Table I). The mirror operation conserves the baryon and lepton numbers but switches the sign of the 3d isospin

and the hypercharge. The particle-antiparticle operation switches the sign of all four quantum numbers. Under the mirror operation

$$\begin{array}{lllll} \varepsilon \leftrightarrow \mu^+ & p \leftrightarrow \Xi^- & \pi^+ \leftrightarrow \pi^- & K^+ \leftrightarrow K^- & \Lambda^0 \leftrightarrow \Lambda^0 \quad \Sigma^+ \leftrightarrow \Sigma^- \\ \nu \leftrightarrow \nu & n \leftrightarrow \Xi^0 & \pi^0 \leftrightarrow \pi^0 & \bar{K}^0 \leftrightarrow K & \Sigma^0 \leftrightarrow \Sigma^0 \quad \gamma \leftrightarrow \gamma \end{array}$$

Now if the mass of the particles depends on the quantum number ($t_3$) (and $v$) which is related to the number of factors of the fundamental field operators to create that particular particle, then as ($t_3$) changes under the mirror operation, the mirror particles *need not have the same mass*.

Now that we have more or less guessed the correct quantum number assignments from empirical grounds and in relation to the closure under the mirror operation we can proceed to the construction of particle operators from the fundamental operators $p$, $n$, $\nu$, $\varepsilon$. If I write the matrix

$$\Psi = \begin{pmatrix} p_1 & n_1 & \nu_1 & \varepsilon_1 \\ p_2 & n_2 & \nu_2 & \varepsilon_2 \\ p_3 & n_3 & \nu_3 & \varepsilon_3 \\ p_4 & n_4 & \nu_4 & \varepsilon_4 \end{pmatrix} (p, n, \nu, \varepsilon),$$

then the gauge transformations corresponding to the quantum numbers $f$, $u$, $t_3$, $v$ are respectively ($\gamma_5$, $\sigma_3$ diagonal)

$$\Psi \to \Psi e^{i\frac{f}{2}}, \quad \Psi \to \Psi e^{i\frac{\alpha}{2}\gamma_5}, \quad \Psi \to e^{i\sigma_3\frac{u}{2}}, \quad \Psi \to ei\alpha_3\frac{u}{2}.$$

The operators $i$, $i\gamma_5$, $i\sigma_3$, $i\alpha_3 = i\gamma_5\sigma_3$ all commute. The charge operator is

$$Q \to \frac{\gamma_5 + \sigma_3}{2},$$

the operators for the baryon number and the lepton numbers are

$$N \to \frac{1+\gamma_5}{2}, \quad L \to \frac{1-\gamma_5}{2},$$

the strangeness is

$$\rho \to \frac{1-\gamma_5}{2}\frac{1+\sigma_3}{2}.$$

The general gauge transformation is therefore

$$\Psi \to \Psi e^{i\frac{1+\gamma_5}{2}N} e^{i\frac{1-\gamma_5}{2}L} e^{i\frac{\gamma_5+\sigma_3}{2}Q} e^{i\frac{1-\gamma_5}{2}} e^{i\frac{1+\sigma_3}{2}s}.$$

The strangeness operator singles out the neutrino and therefore is like the neutrinic charge (introduced by Schwinger).[5] This pecularity of the neutrino field may be associated with its 2-component nature. The isotopic spin rotation for the baryon field is

$$\Psi\frac{1+\gamma_5}{2} \to \Psi\frac{1+\gamma_5}{2}e^{i\boldsymbol{\sigma}\cdot\boldsymbol{t}}.$$

It is easy to make a transformation in which the isorotation is represented by the Pauli transformations on the new matrix $\Psi'$. It is

$$\Psi' = \left(\frac{1+\gamma_5}{2}\Psi\frac{1+\sigma_3}{2} + \frac{1-\gamma_5}{2}\Psi\sigma_1\frac{1-\sigma_3}{2}\right) + i\left(\frac{1-\gamma_5}{2}\Psi^C\sigma_1\frac{1+\sigma_3}{2} - \frac{1+\gamma_5}{2}\Psi^C\frac{1-\sigma_3}{2}\right).$$

Then, as

$$\Psi \to \Psi e^{i\boldsymbol{\sigma}\cdot\boldsymbol{t}}$$

we have

$$\Psi' \to a\Psi' + b\gamma_5\Psi'^{C'}.$$

The Lagrangian could be written either in terms of $\Psi$ or $\Psi'$.

Now, to construct the different fields, the Lagrangian should distinguish between the nucleon field $N(p, n)$ and the lepton field, rather the electroneutrino field $L(\varepsilon, \nu)$, so that $N$ interacts with itself and $L$ with itself but that we do not get particle like bound states of the structure $N\,L$. Again as the neutrino should be singled out in the Lagrangian (owing to its 2 component nature) we can distinguish between the bound states $\bar{\nu}\nu$, $\bar{\varepsilon}\varepsilon$, $\bar{\nu}\varepsilon$, $\bar{\varepsilon}\nu$. Therefore the Lagrangian should be such that it gives a bound state of $N$ with itself but only of $\varepsilon$ with $\nu$. (This means that the interaction term should include the operators

$$\frac{1+\gamma_5}{2},\ \frac{1-\gamma_5}{2} \quad \text{and} \quad \frac{1-\gamma_5}{2}\frac{1+\sigma_3}{2}.)$$

Then, defining $\bar{\Psi}$ by $\bar{\Psi} = \Psi^\dagger\gamma_0$, by applying $\bar{\Psi}\Psi$ to the single vacuum $|\Omega\rangle$ we can get the following combinations:

$$\bar{n}\,p|\Omega\rangle, \quad (\bar{n}n, \bar{p}\,p)|\Omega\rangle, \quad \bar{p}n|\Omega\rangle.$$

These correspond to $\pi^+$, $\pi^0$ and $\pi^-$.
We have

$$(\bar{n}n - \bar{p}\,p)|\Omega\rangle \to \pi^0$$

and possibly a scalar meson {Schwinger's (isosinglet) $\sigma$ meson}

$$(\bar{n}n + \bar{p}\,p)|\Omega\rangle \to \sigma^0.$$

We also have

$$\underbrace{\bar{\varepsilon}\nu|\Omega\rangle}_{\rho^+} \quad \text{and} \quad \underbrace{\bar{\nu}\varepsilon|\Omega\rangle}_{\rho^-}.$$

This $\rho$ particle should decay rapidly but could be attached to the other particles. $\rho^+$ carries strangeness + 1 and $\rho^-$ carries strangeness $-1$ (the strangeness in this theory is the same as neutrinic charge) and is very similar to the „symmetry changing $\pi = \pi'$" of your preliminary paper.

Then I can construct the $K$ particle as follows

$$\underbrace{\bar{p}n\bar{\varepsilon}\nu|\Omega\rangle}_{K^0} \qquad \underbrace{\begin{pmatrix}\bar{p}p\\ \text{or } \bar{n}n\end{pmatrix}\bar{\varepsilon}\nu|\Omega\rangle}_{K^+} \qquad \underbrace{\begin{pmatrix}\vdots\\ \vdots\\ \vdots\end{pmatrix}\bar{\nu}\varepsilon|\Omega\rangle}_{\bar{K}^+=K^-} \qquad \underbrace{\bar{n}p\bar{\nu}\varepsilon|\Omega\rangle}_{\bar{K}^0}$$

or $\pi^-\rho^+|\Omega\rangle \qquad \pi^0\rho^+|\Omega\rangle \qquad \pi^0\rho^-|\Omega\rangle \qquad \pi^+\rho^-|\Omega\rangle.$

The strange baryon isosinglet $\Lambda^0$ can be created by the operator

$$p\bar{\nu}\varepsilon|\Omega\rangle$$

or, perhaps better

$$p\sigma^0\bar{\nu}\varepsilon|\Omega\rangle.$$

In this last form it would involve the fundamental field $\Psi$ 5 times.

The $\Sigma$ particle corresponds to

$$\underbrace{p\pi^+\bar{\nu}\varepsilon|\Omega\rangle}_{\Sigma^+}, \qquad \underbrace{p\pi^0\bar{\nu}\varepsilon|\Omega\rangle}_{\Sigma^0}, \qquad \underbrace{p\pi^-\bar{\nu}\varepsilon|\Omega\rangle}_{\Sigma^-},$$

or $p\pi^+\rho^-|\Omega\rangle \qquad p\pi^0\rho^-|\Omega\rangle \qquad p\pi^-\rho^-|\Omega\rangle.$

The $\Xi$ particle would be

$$\underbrace{p\pi^+\rho^-\rho^-|\Omega\rangle}_{\Xi^0} \quad \text{and} \quad \underbrace{p\pi^0\rho^-\rho^-|\Omega\rangle}_{\Xi^-}.$$

The $\mu$ meson is

$$\underbrace{\varepsilon\pi^+\rho^+|\Omega\rangle}_{\mu^+} \quad \underbrace{\bar{\varepsilon}\pi^-\rho^-|\Omega\rangle}_{\mu^-}.$$

The number of operators needed in each case is the maximum value of $v$ in Table I.

Now before I stop writing (otherwise the letter will never be finished) I would like to add a few remarks.

1. I have not touched the problem of the Lagrangian, because now the Lagrangian should involve the matrix $\Psi$. There are 2 possibilities. Either the Lagrangian has maximum symmetry either we would have an interaction term like $(\bar{\Psi}\Psi)(\bar{\Psi}^C\Psi^C)$, or the Lagrangian is a sum of terms involving $\gamma_5$ and

$$\frac{1-\gamma_5}{2}\frac{1+\sigma_3}{2}$$

with varying degrees of symmetry. In the first case, the commutation relations should involve $\gamma_5$ and

$$\frac{1-\gamma_5}{2}\frac{1+\sigma_3}{2}$$

which we need to forbid particles like $p\nu|\Omega\rangle$, etc. In the second case the commutation relations would have full invariance. The first possibility is more in line with your philosophy. If one uses the transformed matrix $\Psi'$ in the Lagrangian there is also the nice possibility of writing the quadratic interaction term as $\mathrm{Det}\,\Psi'$.

2. I would like a tidy operator to correspond to the mirror operation. It should be something like $(\pi^+\rho^+)$ and again might correspond to $\mathrm{Det}\,\Psi'$. So far I have not found it.

3. I am worried about my lepton number assignments. Experimentally

$$\mu^- \to e^- + \nu + \bar{\nu}$$

seems to be better than

$$\mu^- \to e^- + \nu + \nu.$$

In the first case $\mu^-$ has lepton number $L = 1$, so that for $\mu^+$, $L = -1$. In the second case $L(\mu^+) = 1$, $L(\mu^-) = -1$. But if I choose the first assignment I get into trouble with the mirror problem. Then $\mu^+$ is no longer the mirror image of $\varepsilon$.

4. If we adopt the 2-component theory of the neutrino, then the Lagrangian and the commutation relations must be invariant under

$$\Psi \to \gamma_5 \Psi \frac{1-\gamma_5}{2}\frac{1+\sigma_3}{2}.$$

We may take

$$\frac{1-\gamma_5}{2}\Psi\frac{1-\gamma_5}{2}\frac{1+\sigma_3}{2} = 0.$$

In this case whenever a particle has strangeness (neutrino charge) it is not in a definite parity eigenstate. This would explain the impossibility of assigning an intrinsic parity to strange particles, only their relative parity may be determined.

Another point. If in decays $\Delta S = 1, 2$ we also have $\Delta v = 1, 2$, and since such decays are roughly equivalent (as far as the change of quantum numbers is concerned) to the emission of neutrinos, then parity violation inevitably accompanies nonconservation of strangeness.

I would very much like to hear your opinion on these questions and also the latest news from Göttingen.

Sincerely yours Feza Gürsey

[1] Vgl. die Briefe [2874 und 2875].
[2] Vgl. den Brief [2870].
[3] Vgl. die Anlage zum Brief [2860].
[4] Pauli hatte in seinem Brief [2861] verlangt, in diesem Zusammenhang Krolls Anregung zu zitieren.
[5] Schwinger (1957).

## [2882] Källén an Pauli

Kopenhagen, 22. Februar 1958[1]
[Maschinenschrift]

Lieber Professor Pauli!

In den letzten Tagen habe ich eine Photokopie des Manuskriptes von Ihnen und Heisenberg gesehen.[2] (Dies bedeutet *nicht*, daß ich das Manuskript direkt von Heisenberg bekommen habe. Die Photokopie hat mir Aage Winther gezeigt. Er hat sie von Pablo Kristensen in Aarhus, der sie von Swiatecki[3] bekommen haben soll. Die noch frühere Geschichte der Photokopie kenne ich nicht. Doch kann man in einer Ecke den Namen von Dyson sehen. Ich finde es recht amüsant, daß ich auf diese komplizierte Weise das Manuskript von Ihnen und Heisenberg bekommen habe!) Dies Manuskript hat mir soweit geholfen, daß ich jetzt fürchte, daß ich Ihr Argument über die Vereinbarkeit der $\gamma_5$-Invarianz mit von Null verschiedenen Massen verstanden habe. Psychologisch ist es ganz interessant, Ihre Reaktion auf meinen Brief vom 26. Dezember[4] zu studieren. Am 2. Januar sagen Sie zuerst:[5] „Was Sie schreiben, ist mir lange bekannt". Dann kommt das Argument mit der Entartung, die ich verstanden habe und die sicher richtig ist (vgl. unten). Am Ende desselben Briefes steht aber ein „Brask-Zettel" {Kennen Sie Herrn Brask?[6] Er war ein (in Schweden) bekannter Quisling[7] während des Krieges zwischen Schweden und Dänemark am Anfang des 16. Jahrhunderts. Er war der einzige, der in Stockholm von Christian Tyrann nicht abgeköpfelt wurde. Dies hat er durch einen geschickt geschriebenen Zettel erreicht. Ich habe gefunden, daß dieser Mann in Dänemark weniger bekannt ist.} und zwar „Dieser Brief ist natürlich nur vorläufig". (Also, obgleich Sie lange diese Schwierigkeit kennen, geben Sie nur eine vorläufige Antwort!) Dann wurde die Frage mit dem $\Lambda_0$-Teilchen gestellt, wonach Sie zuerst am 10. Januar vom Anti-$\Lambda_0$ gefaselt haben, um dann am 16. Januar eine ganz andere Rechnung zu machen,[8] wonach „die Vereinbarkeit eines $\gamma_5$-invarianten Spinormodells mit der *exakten* Welt" gezeigt sein sollte. Diese Rechnung war mir bis jetzt unverständlich. In allen folgenden Briefen haben Sie dann über das $\gamma_5$-Argument geschimpft, es „falsch" genannt usw. Eben dies zeigt aber, daß Sie auf diesem Punkt ein schlechtes Gewissen haben (bewußt oder unbewußt), und ich weiß jetzt warum. Aus dem Manuskript sehe ich jetzt deutlich, daß Sie das folgende machen. Sie fangen mit den gewöhnlichen Gleichungen an

$$\left(\gamma \frac{\partial}{\partial x} + m\right) \psi = 0 \tag{1}$$

und schreiben dann

$$\psi' = \frac{1}{\sqrt{2}}(\psi + \gamma_5 \psi^C); \quad \psi'^C = \frac{1}{\sqrt{2}}(\psi^C + \gamma_5 \psi). \tag{2}$$

Das $\psi'$ erfüllt die Gleichung

$$\gamma \frac{\partial \psi'}{\partial x} + m\gamma_5 \psi'^C = 0 \tag{3}$$

und die ist $\gamma_5$-invariant, d. h. invariant bei der Transformation $\psi' \to \gamma_5\psi'$, auch wenn $m \neq 0$ ist. Dies ist richtig und auch verständlich, denn *die $\gamma_5$-Invarianz für $\psi'$ entspricht der Ladungskonjugation für $\psi$*. Bei einer Ladungskonjugation ($\psi \rightleftarrows \psi^C$) ist ja auch (1) mit $m \neq 0$ invariant. Die Umkehrung gilt aber auch, d. h., *die $\gamma_5$-Transformation von $\psi$ entspricht der Ladungskonjugation von $\psi'$* (abgesehen von einem Vorzeichen, das uninteressant ist). Da die $\gamma_5$-Invarianz für das *ursprüngliche* $\psi m = 0$ als Konsequenz hat, ist zu erwarten, daß *die Ladungskonjugation von $\psi' m = 0$ bedeutet*. Dies kann man auch einfach nachprüfen, und es stimmt. Aus (3) folgt nach Ladungskonjugation

$$\gamma \frac{\partial \psi'^C}{\partial x} + m\gamma_5 \psi'^C = 0, \tag{3'}$$

was mit

$$\frac{\partial \bar{\psi}'}{\partial x}\gamma - m\bar{\psi}'\gamma_5 = 0 \tag{3''}$$

äquivalent ist. Aus (3) erhält man aber direkt {Gleichung (9) in Ihrem Manuskript}

$$\frac{\partial \bar{\psi}'}{\partial x}\gamma + m\bar{\psi}'\gamma_5 = 0, \tag{3'''}$$

und ein Vergleich von (3″) und (3‴) ergibt $m = 0$ wie zuvor. Auch für das neue $\psi'$ soll ja die Invarianz bei allen Transformationen I und II gelten, und die Ladungskonjugation ist ein Spezialfall davon. Es ist ja logisch auch nicht zu erwarten, daß eine einfache, formale Umschreibung wie (2) (d. h. eigentlich nur eine Änderung der Bezeichnungen) etwas Wesentliches in der Theorie (wie die Aussage $m = 0$) wegzaubern sollte. *Nur kann die spezielle Invarianzeigenschaft, worauf es ankommt, in den neuen Bezeichnungen ein wenig anders aussehen, aber sie ist immer noch da.*

Es ist also nicht richtig, wie Sie am 2. Februar geschrieben haben,[9] daß die Aussage $m = 0$ davon abhängt, wie man die Theorie schreibt. Es ist also nicht *mein* Argument, das falsch war und in diesem Zusammenhang zur Verwirrung beigetragen hat.

Heute bin ich also genau derselben Meinung wie am 9. Januar,[10] und zwar, daß die $\gamma_5$-Invarianz der Theorie (die also in anderen Bezeichnungen beliebig anders aussehen kann, aber immer dabei sein muß) eine von Null verschiedene Masse *für einen nicht-entarteten Zustand* verbietet. Dies *ist* eine wesentliche Schwierigkeit für das Spinormodell von Heisenberg, wenn das $\Lambda_0$-Teilchen dabei sein soll. Insbesondere sind *alle* seine früheren Rechnungen über das Eigenwertproblem mit Hilfe der Tamm-Dancoff Methode *falsch*. Das Entsprechende gilt für jede Theorie mit einer solchen Invarianzeigenschaft, daß ein Massenglied in den Grundgleichungen nicht vorkommen darf. Es ist dabei unwichtig, ob die Invarianz eine $\gamma_5$-Invarianz ist oder anders aussieht.

Für heute will ich nichts von dem übrigen Teil Ihres Manuskriptes sagen. Ich muß nämlich zuerst ein wenig genauer mit Ihren letzten Briefen vergleichen, damit ich nicht von etwas rede, das Sie schon zurückgezogen haben.

Über die genaue Form der Kompensationsglieder in der Heisenbergschen, nicht-linearen Theorie, wage ich keine bestimmte Aussage zu machen. Wenn es eine gewöhnliche Quantisierung wäre, sollte man zunächst ein Glied wie $-\delta m\psi(x)$ wegsubtrahieren und dabei die Konstante $\delta m$ so bestimmen, daß

$$\langle 0|\bar{\psi}\psi\psi + \ldots + \delta m\psi|q\rangle = 0$$

wäre. In der gewöhnlichen Formulierung sollte man kaum erwarten, daß

$$\langle 0|\bar{\psi}\psi\psi|q\rangle$$

weniger singulär als

$$\langle 0|\bar{\psi}\psi|0\rangle\langle 0|\psi|q\rangle$$

wäre (eher umgekehrt), aber wie das bei Heisenberg aussieht, wage ich nicht zu prophezeien.[11]

Ich habe das Argument am Ende Ihres letzten Briefes über die Kopplung der zwei Spiegelwelten mit Hilfe der Bosonen nicht in allen Einzelheiten verstanden. Da Sie aber hier zum ersten Male wirklich ein Argument haben, das Sie vom Spinormodell von Heisenberg wegzieht, sehe ich keinen Grund zu versuchen, dies Argument zu widerlegen. Ein neues Argument gegen das Spinormodell von Heisenberg habe ich selber nicht nötig.

Viele Grüße

Ihr sehr ergebener Gunnar Källén

P. S. Ein wirklich vernünftiges Eigenwertproblem kann ich auch nicht machen. Ich habe eine gewisse Idee, wie man eine halbphenomenologische Bestimmung der Lage der ersten komplexen Wurzeln *vielleicht* machen kann. Es handelt sich dabei um eine Ausnützung der Idee mit einer energieabhängigen effektiven Ladung, wobei das Anwachsen dieser Ladung in einer Sprache durch die komplexen Wurzeln (eine Resonanzkurve!) beschrieben wird, während sie in einer anderen Sprache durch die Überlegung, worüber ich in Genf vorgetragen habe,[12] gegeben sein soll. Ob ich dies wirklich ausführen kann, weiß ich noch nicht. Wenn ja, werde ich später mehr davon schreiben. G. K.

[1] Zusatz von Pauli: „Beantwortet 25. II."

[2] Vgl. Heisenberg und Pauli (1958f).

[3] Der polnische Physiker Wladislaw J. Swiatecki arbeitete damals am Institut für Mechanik und mathematische Physik der Universität in Uppsala über störungstheoretische Probleme der Mehrteilchenphysik.

[4] Vgl. den Brief [2809].

[5] Vgl. den Brief [2818].

[6] Der schwedische Bischof Hans Brask (gestorben 1538) konte durch eine List der Enthauptung durch den 1520 in Stockholm einziehenden und ein blutiges Gericht haltenden König Christian II. von Dänemark entgehen, indem er einen versiegelten Zettel vorwies, der beweisen sollte, daß er die inkriminierte vom schwedischen Reichstag verfügte Absetzung des Erzbischofs nur unter Zwang mit unterzeichnet habe.

[7] Der norwegische Politiker *Quisling*, 1945 wegen Landesverrats und Kollaboration mit dem Hitler-Regime hingerichtet, wurde damals häufig als Inbegriff eines *Kollaborateurs* zitiert. Vgl. hierzu Margret Boveris Studie [1976, S. 49ff.] *Der Verrat im 20. Jahrhundert*.

[8] Vgl. die Briefe [2824 und 2837].
[9] Vgl. den Brief [2852].
[10] Vgl. den Brief [2831].
[11] Källén schrieb *profetieren*.
[12] Vgl. Källén (1957c).

## [2883] Pauli an Heisenberg

Berkeley, 24. Februar 1958

Lieber Heisenberg!

Dein Brief vom 21.[1] ging besonders schnell und kam schon heute. Die Briefe, die ich zugleich mit dem Telegramm abgeschickt habe,[2] wirst Du auch heute (oder spätestens morgen = 25.) bekommen. Die Verzögerung tat mir auch leid, aber ich konnte nicht verstehen, wie sich $L$ zu der $\hat{}$-Konjugation verhalten soll. Nun, ich gab Dir ja ausdrückliche Vollmacht zum Abschicken an die Physiker ohne Rückfrage. (Hätten wir eine halbe Stunde zusammensitzen können, wäre es allerdings besser gegangen!)

Am 23. habe ich Dir einen anderen Brief geschrieben[3] mit Kritik Deiner logarithmischen Singularität,[4] die ich gerne los sein möchte. Sollte das mit Deinen Vorzeichen bei den Graphen vielleicht helfen?

Gegen

$$\langle \psi_\alpha \hat{\psi}^\dagger_\beta \rangle_0 = \left(\frac{1+\gamma_5}{2}\right)_{\alpha\beta} G(s); \quad \langle \hat{\psi}_\alpha \psi^\dagger_\beta \rangle_0 = \left(\frac{1-\gamma_5}{2}\right)_{\alpha\beta} G(s)$$

habe ich nichts, falls die $P$-Invarianz in Ordnung ist. Wir werden ja sehen.

Nun zur *Spiegelwelt*. Ich möchte, was Du neuerdings sagst, so formulieren: zunächst soll man einsehen, daß in unserer Theorie gegenüber Vorzeichenänderung von $N$ allein (bei festem $Q$) – ebenso bei Vorzeichenänderung von der Leptonzahl $l_N$ (bei festem $Q$) – *nicht Invarianz* besteht.

Das habe ich übrigens inzwischen aus der Arbeit von Schwinger[5] gelernt, ebenso, daß die $\Xi^-$-Teilchen die „Spiegelteilchen" (mit anderer Masse) der Protonen sind.

Was dann die entsprechenden Teilchen der strangeness 2 bei den Leptonen sind, bleibt offen. (Schwinger interpretiert die $\mu$-Teilchen so und führt außerdem die Spiegelneutrinos ein, was Du ihm wohl auch nicht glauben wirst.)

Zum Eigenwertproblem: Symanziks $\infty$ viele sets of $\varphi$-functions[6] mißfallen mir überaus, da er offenbar keine Methode hat, um den richtigen zu finden. (Heute bin ich etwas „geladen" gegen den ganzen Feldverein LSZ; aber vielleicht „verraucht" das wieder!)

Von Gürsey kam noch nichts; der „knobelt" offenbar.

Viele Grüße stets Dein W. Pauli

## Anlage zum Brief [2883]

### Über die logarithmische Singularität der Vakuumerwartungswerte

*1. Die „kausale" Funktion* $S_F(x-x')$ ist definiert durch

$$-iS_F(x-x') = \begin{cases} \langle \psi_\alpha(x)\bar{\psi}_\beta(x')\rangle_0 & \text{für } t > t' \\ \langle \bar{\psi}_\beta(x')\psi_\alpha(x)\rangle_0 & \text{für } t < t' \end{cases}$$

(es soll $\bar{\psi}$ identisch sein mit $\psi^\dagger$), (zeitgeordnetes Produkt).

Bei Anwendung von (22) und den Definitionen von $s$, p. 4 unten,[7] können wir in der Nähe von $S=0$ wegen $F(0)=0$ den Term mit $F(s)$ weglassen, ferner können wir $G(s)$ ersetzen durch $A\log s + B$ (die Matrix ${}^A U_{A'}$ schreibe ich hier nicht hin, auch sehe ich von der Komplikation mit $\bar{\psi}$ ab).

Dann haben wir in der Nähe von $x = x'$

$$-iS_F(x-x') = \begin{cases} (A\log s + B)\delta_{\alpha\beta} & \text{für } t > t' \\ -(A\log s^* + B)\delta_{\alpha\beta} & \text{für } t < t' \end{cases}$$

$$s^* = \text{konjugiert komplex von } s = \begin{cases} s & \text{für raumartige } x-x' \\ -s & \text{für zeitartige } x-x' \end{cases}$$

Das heißt mit $\tau \equiv t-t'$, $r \equiv |\boldsymbol{x}-\boldsymbol{x}'|$

$$-iS_F(x-x') = \delta_{\alpha\beta} \quad \begin{cases} A\log(s)+B & \text{für } r > \tau > 0 \\ -\{A\log(s)+B\} & \text{für } -r < \tau < 0 \\ A\log(s)+B+i\pi/2 & \text{für } \tau > r \\ -\{A\log(s)+B+i\pi/2\} & \text{für } \tau < -r \end{cases}$$

Was bedeutet nun die Vorschrift $S_F(0)=0$, Gleichung (34), p. 16? Handelt es sich um Epsilontik oder um Physik? Ich glaube das letztere: Es handelt sich um eine Art *zusätzlicher Renormierung*, nämlich um eben die Regel, daß in der Lagrangefunktion $\psi_\alpha(x)\bar{\psi}_\beta(x)$ durch $\psi_\alpha(x)\bar{\psi}_\beta(x) - \langle\psi_\alpha(x)\bar{\psi}_\beta(x)\rangle_0$ zu ersetzen ist, die ich in meinem letzten Brief erwähnt habe. Ich sehe also nicht die Selbstverständlichkeit von (34), halte sie vielmehr für eine zusätzliche Subtraktion der logarithmischen Singularität.

### *2. Der Antikommutator* $\langle\{\psi_\alpha(x), \bar{\psi}_\beta(x')\}\rangle_0$ *und die Eindeutigkeit der Lagrangefunktion*

Für den Antikommutator in der Nähe von $x = x'$ findet man analog

$$-i\langle\{\psi_\alpha(x), \bar{\psi}_\beta(x)\}\rangle_0 = \delta_{\alpha\beta} \quad \begin{cases} 0 & \text{für } r > |\tau| \text{ (raumartig)} \\ Ai\pi & \text{für } \tau > r \\ -Ai\pi & \text{für } \tau < -r \end{cases}$$

($\bar{\psi}$ ist identisch mit $\psi^\dagger$).

Es ist also $\{\psi_\alpha(x), \bar{\psi}_\beta(x)\}$ für $x = x'$ nicht *eindeutig* zu Null definiert. Für $\{\psi_\alpha(x)\psi_\beta(x)\}$ gilt gemäß der Funktion $G_1(s)$, Gleichung (24) analog.

Dies halte ich allerdings eher für Epsilontik. Die scheinbare Mehrdeutigkeit der Lagrangefunktion hängt an der Frage, ob die Relationen

$$\psi_\alpha(x)\bar{\psi}_\beta(x) = -\bar{\psi}_\beta(x)\psi_\alpha(x) \tag{1}$$

und

$$\psi_\alpha(x)\psi_\beta(x) = -\psi_\beta(x)\psi_\alpha(x); \quad \bar{\psi}_\alpha(x)\bar{\psi}_\beta(x) = -\bar{\psi}_\beta(x)\bar{\psi}_\alpha(x) \tag{2}$$

benützt werden dürfen.

Gürsey leitete die Invarianz seines Ausdruckes ab, ohne (1) oder (2) zu benützen. Ob Eindeutigkeit von $L$ vorhanden ist, wenn *weder (1) noch (2)* vorausgesetzt werden, weiß ich nicht.

Kroll wies auf die Antikommutativität hin, benutzte (2), nicht aber (1), und schrieb statt $J_4$

$$J_4 = A_\mu A_\mu; \quad A_\mu = \frac{1}{2}[\psi^\dagger i\gamma_\mu\gamma_5\psi - \psi(i\gamma_\mu\gamma_5)^T\psi^\dagger],$$

d. h. den Kommutator.

Dürrs Resultat, daß bei Benützung von *(1) und (2)* Eindeutigkeit von $L$ vorhanden ist, halte ich für richtig. Die stärkere Regel $S_F(0) = 0$ enthält natürlich die schwächere (1) und (2) für die Antikommutatoren. Die letztere beunruhigt mich nicht weiter.

[1] Vgl. den Brief [2879].
[2] Vgl. den Briefe [2877] und das Telegramm [2878].
[3] Der Brief [2880] ist am 22. Februar datiert!
[4] Vgl. die Anlage zum Brief [2883].
[5] Schwinger (1957).
[6] Vgl. hierzu Paulis folgenden Brief [2884] an Källén.
[7] Dieser sowie auch der folgende Hinweis bezieht sich auf die *Neuauflage* (vgl. den Brief [2869]) von Heisenberg und Pauli (1958f).

## [2884] Pauli an Källén

Berkeley, 24. Februar 1958

Lieber Herr Källén!

Ihr Brief vom 10. des Monats[1] hat sich mit meinem letzten Brief an Sie[2] gekreuzt und enthält auch eine Antwort auf die Frage nach dem Produkt von Feldoperatoren im gleichen Punkt bei einer indefiniten Metrik. Nun möchte ich in der Tat in letzterer volle Regularität aller Funktionen auf dem Lichtkegel verlangen und halte Heisenbergs logarithmische Singularität[3] für sehr unschön und eigentlich nicht für zulässig. Denn Heisenberg setzt die Feynman-Funktion $S_F(x - x')$ im Nullpunkt gleich Null: $S_F(0) = 0$. Im Falle einer logarithmischen Singularität ist sie dort aber $\pm(A \log s + \text{const.})$, so daß $S_F(0) = 0$ eine

zusätzliche Renormalisation bedeutet. Wenn man aber schon eine indefinite Metrik einführt, möchte ich – ganz wie Sie – nicht auch noch renormalisieren.

Über die Tagung in Genf habe ich gleich (am 15. des Monats) an Weisskopf geschrieben,[4] als Ihr Brief ankam. Es ist natürlich – sogar unabhängig von Dyson – wichtig, daß andere Meinungen außer des rapporteurs in der Diskussion auch zu Worte kommen.

Deswegen habe ich bei Weisskopf angefragt, auch über das Programm (das ich bis jetzt nicht hierher nachgeschickt bekam) und über mein chairman-ship in einer Sitzung (wovon ich bis jetzt nur von anderen gehört habe). Bei den Solvay-Kongressen in Brüssel machten wir es immer so, daß die reports vorher an die Teilnehmer verschickt wurden und diese dann nicht noch einmal wiederholt wurden, sondern als Basis einer allgemeinen Diskussion dienten. Etwas anderes ist es aber, wenn der ‚rapporteur' in eine Art Obstruktionsredner verwandelt wird.

Das andere Extrem sind aber viele kleine Mitteilungen, ein System, das sich z. B. in Padua-Venedig gar nicht bewährt hat. Deshalb wollte man es wohl jetzt anders machen. So wie ich etwas von Weisskopf höre, werde ich wieder berichten.

---

Das „Spiegelproblem", das ich Ihnen das letzte Mal schrieb, hat bisher keine Antwort gefunden (auch nicht die Spur einer solchen). Heisenberg gab zu, daß er es nicht verstanden hat und daß es „tiefliegend" ist. So bin ich gewiß sehr tolerant, wenn jemand die Bosonen (klassischen Felder) extra einführen will, ohne sie auf Spinoren zurückzuführen.

Aber, was immer das Modell sein mag (ob Spinormodell oder etwas anderes), man braucht anständigere Methoden, um ein Eigenwertproblem zu behandeln, als diejenigen, welche jetzt vorliegen.

Daß die Massen der „Elementar"-Teilchen irgendwelche Eigenwerte sind, scheint doch sicher. Glauben Sie an Theorien, welche keine Hamiltonian haben und bei denen die Vertauschungsregeln nicht explizite vorgegeben sind, so daß die Vakuumerwartungswerte von Produkten erst im Laufe der Behandlung des Eigenwertproblems bestimmt werden müssen?

Glauben Sie an zeitgeordnete Produkte ($\tau$-Funktionen) oder retardierte Produkte (R-Funktionen) als die geeigneten Hilfsmittel zur Behandlung eines solchen Eigenwertproblems? Ich bin mit der zugehörigen mathematischen Technik nicht vertraut und auf die Hilfe anderer angewiesen (weiß aber nicht, wo ich diese erhalten kann). Die Frage ist ja viel allgemeiner als das Spinormodell im besonderen. Es ist meine Meinung, daß auch der Feldverein (LSZ) hier ganz versagt hat.

Heisenberg hat darüber einen Absatz in den preprint geschrieben, der von Symanzik gebilligt wurde.[5] Dort wird „postuliert", es gäbe außer den $\tau$-Funktionen einige ‚set' von $\varphi$-Funktionen derart, daß für $N \to \infty$ alles konvergiert (d. h. die $\tau$-Funktionen auch), wenn zunächst alle $\varphi_n$ für $n > N$ Null gesetzt werden. Das tönt ja ganz vernünftig. Aber: in der Dissertation von Symanzik (1954)[6] wurde gezeigt, daß unendlich viele (!) sets von $\varphi$-Funktionen (im Falle des anharmonischen Oszillators) kombiniert werden können. Niemand

weiß, wie man die „richtigen“ sets zu konstruieren hat – d. h. diejenigen, die für $N \to \infty$ zu einem konvergenten Prozeß führen – niemand weiß daher, ob die von Heisenberg in den früheren Arbeiten benützten $\varphi$-Funktionen die „richtigen“ sind.

Es scheint mir, daß so etwas überhaupt nicht den Namen einer Methode verdient: *der Feldverein (LSZ) hat hier versagt* (und es scheint mir nicht gerechtfertigt, wenn dieser sich gegenüber Heisenberg so superior fühlt).

{Übrigens bin ich überhaupt schlecht zu sprechen auf diesen Verein. Im Gegensatz zu Ihrem weisen Desinteressement an den Dispersionsrelationen ist dieser darüber mit physikalischem Unsinn vollgestopft – nämlich mit der Idee, daß sie aus formalen Allgemeinheiten „folgen“ könnten. Zu diesem Unsinn gehört auch die Unitarität der $S$-Matrix als ein Extrapostulat von $\infty$ vielen Gleichungen, die niemand behandeln kann. Meines Erachtens muß in jeder vernünftigen Theorie – ob positiv definite oder indefinite Metrik (siehe Lee-Modell mit komplexen Wurzeln) – die Unitarität der $S$-Matrix aus den allgemeinen Grundlagen folgen. Die Verrücktheit dieses Vereins hat es fertig gebracht, diese als untraitables Extrapostulat daran zu kleben! – Das nur nebenbei!}

Heisenberg wendet da in Ermangelung eines Besseren die Tamm-Dancoff-Methode an.

Davon habe ich mich nun – getreu meiner schon in früheren Briefen an Sie ausgesprochenen Tendenz – auch äußerlich distanziert: Heisenberg wird in einer Arbeit mit Mitter, die meinen Namen nicht tragen wird und zu der ich auch nichts beigetragen habe, Anwendungen der Tamm-Dancoff-Methode auf das Spinormodell mit Isogruppe behandeln.[7] Ich halte nicht viel davon.

Nun aber brauche ich etwas Hilfe mit dieser Lichtkegel-Eigenwertmathematik. Ich bin nicht mehr so leistungsfähig wie früher, wenn ich so intensiv arbeite wie zu Weihnachten und Neujahr, werde ich müde, und es kommt dann auch nicht viel heraus. Ohne solche Methoden für ein Masseneigenwertproblem kann man aber nicht einmal beurteilen, ob irgendein spezielles Modell gut ist oder schlecht.

Sie werden nun vielleicht sagen, daß das Problem heute noch für alle zu schwierig sei. Da bin ich aber gar nicht so sicher, und ich bin eher geneigt, an meine persönliche Unzulänglichkeit zu glauben. Z. B. könnte es wohl sein, daß man die Methode der $\tau$- und $\varphi$- (oder R-) Funktionen übertrieben hat.

Meine Vermutung ist, daß die $x$-abhängige Eichgruppe – nicht nur die zu $Q$-, sondern auch die zu $N$-gehörige – dabei stärker herangezogen werden sollte. Gerne möchte ich Ihre Meinung darüber hören.

Die $Q$- und $N$-Operatoren führen nun wieder zur Frage der Degeneration des Vakuums. Hierzu eine Erläuterung: Heisenberg und ich haben diese „Erfindung“ nur deshalb in Betracht gezogen, damit es überhaupt möglich wird, daß (wie bei manchen strange particles) zu einem halbzahligen Spin auch ein ganz-zahliger Isospin gehören kann und vice versa. Gürsey hat einen anderen Formalismus vorgeschlagen, bei dem aber $\psi_{\alpha,A}$ zwei Indices (mit je vier Werten) trägt. Dann hat aber $\psi$ auch eine *feste* Darstellung des Isospins, und die 2. Quantisierung muß für halb (ganz)-zahligen Spin auch stets zu halb (ganz)-zahligem Isospin führen. Also so, wie er will, scheint es nicht zu gehen. Es soll mich aber

sehr freuen, wenn hier jemand etwas Besseres mit einfachem Vakuum erfindet (Heisenberg hält es auch für möglich).

---

Nun noch eine Frage über Ihre eigene Arbeit. Lange schon liegt Ihr Brief über die Resultate von Wightman und Ihnen[8] im „Eisschrank“ in Zürich. Die Zeit vergeht darüber, und ich wiederhole die Frage, ob Sie irgend etwas physikalisch Interessantes damit machen konnten – wenigstens *in Richtung* auf Ihre Vermutung über die Bornschen Näherungen. Ich *bezweifle* es, daß das je der Fall sein wird.

Das einzige, was ich von der jüngeren – Ihrer – Generation möchte, ist *konstruktive* Arbeit zur Aufstellung von Modellen der Materie („Elementar“-Teilchen)! Über alle Einzelheiten bin ich weitgehend tolerant. (N. B. Wightmans Analytizitätsprinzip halte ich für gut[9] – seine „Axiome“ natürlich für verrückt.) Ich befürchte aber, daß Ihr Euch alle in zu großen formalen Allgemeinheiten verliert.

Viele Grüße Stets Ihr W. Pauli

[Zusatz am oberen Briefrand:] P. S. Was war Ihr Eindruck von Jost in Zürich? Seine allgemeine Einstellung zur Physik fand ich ganz vernünftig. Er hat sich aber – in Princeton – zunächst einmal „sterilisieren“ lassen!

[1] Vgl. den Brief [2863].
[2] Vgl. den Brief [2865].
[3] Siehe hierzu das in der Anlage zum Brief [2883] wiedergegebene Manuskript von Pauli.
[4] Vgl. den Brief [2873].
[5] Vgl. die *Neuauflage* des preprints von Heisenberg und Pauli (1958f, S. 15).
[6] Symanzik (1954b). – Siehe hierzu auch Gerhard Macks Bericht (1985) über Symanziks frühe feldtheoretische Arbeiten.
[7] Diesem Vorschlag von Pauli hatte Heisenberg in seinem Schreiben [2871] zugestimmt.
[8] Vgl. den Brief [2700].
[9] Diese Meinung vertrat Pauli auch in seinem Brief [2828] an Heisenberg.

## [2885] Weisskopf an Pauli

Aus einem Brief von Weisskopf vom 24. Februar [1958]

---

Was die ‚Rochester‘-Konferenz anlangt,[1] brauchen Sie sich nicht zu besorgen: Dyson hat abgesagt, er kommt überhaupt nicht (grünes Licht für Källén!);[2] wir haben beschlossen, für die theoretische Grundlagen-Sitzung überhaupt keinen Rapporteur zu haben, sondern unter *Ihrer* Chairmanship die großen Geister selber loszulassen. Den Besen, um dieselben zu beschwören, werden Sie wohl zu handhaben wissen. Ich denke, daß dabei Schwinger, Heisenberg, Lehmann, Källén und noch andere singen werden.

---

[1] Siehe den Kommentar zum Brief [3024].
[2] Källén wollte die Konferenz u. U. nicht besuchen, weil er befürchtete, in einer von Dyson geleiteten Sitzung nicht zu Worte zu kommen (vgl. die Briefe [2863 und 2873]).

## [2886] Pauli an Enz

Berkeley, 25. Februar [1958]

Lieber Herr Enz!

Dank für Ihren Brief vom 18. Februar.[1]

Heute schreibe ich nur schnell, daß man die Rechnungen *nicht* einfach auf meinem Tisch liegen lassen darf (sonst werde ich gemahnt), sondern *per Luftpost* hierher schicken soll. (Besonders das Telephonamt wird immer sehr wild; schicken Sie, bitte, die Telephonrechnungen immer gleich, wenn sie kommen; *ebenso Privatbriefe*.) Falls die 150 Franken dazu ausreichen, bestünde auch die Möglichkeit, daß speziell die Telephonrechnung jetzt schon in Zürich bezahlt wird; aber ich glaube, das Amt wird schon so lange warten, bis wir von hier aus die Banküberweisung machen. Sie oder Fräulein Schmid könnten ja auch das Amt anrufen und dort sagen, sie mögen sich noch etwa 2 Wochen (von heute an) gedulden.

Die preprints von Heisenberg und mir[2] wurden deshalb in Europa noch nicht verschickt, weil ich damit nicht zufrieden war. Ich bin noch gar nicht überzeugt davon, daß das Spinormodell funktioniert (trotz Heisenbergs Optimismus), aber ich bin auch nicht überzeugt, daß es *nicht* geht.

Das Schlimme ist, daß keine vernünftigen Methoden zur Behandlung des Eigenwertproblems existieren. (Die Tamm-Dancoff-Methode will ich Heisenberg und seinen Mitarbeitern allein überlassen.) Es wird nun wohl bald ein preprint von Göttingen kommen, aber der ist zunächst auch noch nicht für Publikation bestimmt.

Wegen der Diplom-Themata warte ich also auf Bericht. Und vergessen Sie Ihre eigene Wiederanstellung im April nicht![3]

Das mit den verschiedenen Feldern in meiner früheren Vorlesung ist gar nicht wichtig,* da ich ja die Unterlagen von Lüders habe.[4] Übrigens hat mir Kinoshita ein neues paper darüber geschickt.[5]

Wie weit ist Curtius mit der Ausarbeitung der Vorlesung über schwache Wechselwirkung?[6] (Dies interessiert mich mehr.)

Von dem paper von Low und Huang[7] wußte ich gar nichts. Bitte schicken Sie es.

Was nun die Dispersionsrelationen betrifft, so interessiert mich an ihnen wenig. Befriedigend scheint mir, daß sie aus den gelehrten Allgemeinheiten der Experten *nicht* folgen {wobei „nicht“ eine Abkürzung ist für die unphysikalischen Einschränkungen für Impulsübertragung (Streuwinkel) bzw. Mesonmasse}. Dies mit vielen Grüßen an Jost.

Also schicken Sie, bitte, mehr Post nach (die dringende per Luftpost) und seien Sie und Familie herzlichst gegrüßt von uns beiden

Stets Ihr W. Pauli

[1] Dieser Brief liegt nicht vor.
[2] Vgl. Heisenberg und Pauli (1958f).
[3] Siehe hierzu Paulis Schreiben [2911] vom 7. März an den Schulratspräsidenten.
* Vielen Dank für Ihre Ausarbeitung [vgl. Pauli (1957c)], die mir gute Dienste leistet!
[4] Vgl. die Briefe [2778, 2791 und 2807].
[5] Vgl. Kinoshita (1958). – Der japanische Physiker Toichiro Kinoshita arbeitete damals zusammen mit Alberto Sirlin am *Laboratory of Nuclear Studies* der *Cornell University* in Ithaca. Kinoshitas Untersuchung (1954) über Familien von Spinorfeldern wurde auch in Lüders Abhandlung (1958b) über die Vertauschungsrelationen von verschiedenen Feldern erwähnt. Siehe hierzu auch die im Brief [2659] genannte Abhandlung von Spitzer (1957).
[6] Ein Exemplar der von Peter Curtius ausgearbeiteten Vorlesung über die Theorie der schwachen Wechselwirkungen befindet sich im Pauli-Nachlaß (vgl. Band **IV**/2, S. 970).
[7] Vgl. Huang und Low (1958).

## [2887] Pauli an Heisenberg

Berkeley, 25. Februar 1958

Lieber Heisenberg!

Heute – zu Händen der kommenden Publikation – noch eine Bemerkung zu Deinem Vorschlag zur Abänderung der Vakuum-Erwartungswerte[1] in

$$\langle \psi_\alpha \hat{\psi}^\dagger_\beta \rangle_0 = \left(\frac{1+\gamma_5}{2}\right)_{\alpha\beta} G(s); \quad \langle \hat{\psi}_\alpha \psi^\dagger_\beta \rangle_0 = \left(\frac{1-\gamma_5}{2}\right)_{\alpha\beta} G(s). \qquad (1)$$

Welche Matrizen ${}^A U_{A'}$ sollen da dabeistehen?[2] Es scheint mir nämlich wichtig, daß die $\gamma_5$-Invarianz der Theorie *irgendwo gestört* ist. Denn sonst käme man wieder zur Schlußfolgerung, daß die Ruhmassen entweder 0 sein müssen, oder daß zu jedem Teilchen mit der Dirac-Gleichung

$$\left(\gamma \frac{\partial}{\partial x} + m\right) \psi = 0$$

ein Duplikat mit der Dirac-Gleichung

$$\left(\gamma \frac{\partial}{\partial x} - m\right) \psi = 0$$

existieren muß.

Bei der Substitution (mit *Vorzeichen* $\varepsilon = +1$ oder $-1$ und $\hat{\varepsilon} = +1$ oder $-1$)

$$\varepsilon^2 = \hat{\varepsilon}^2 = +1$$
$$\psi' = \varepsilon \gamma_5 \psi; \quad \hat{\psi} = \hat{\alpha} \gamma_5 \hat{\psi}$$
$$\psi^{\dagger\prime} = -\psi^\dagger \gamma_5 \hat{\varepsilon}; \quad \hat{\psi}^{\dagger\prime} = -\hat{\psi}^\dagger \hat{\varepsilon}$$

multipliziert sich nun die erste Gleichung mit $-\varepsilon\hat{\varepsilon}$, die zweite mit $+\varepsilon\hat{\varepsilon}$.

Eine Transformation ${}^{A}U_{A'} \to -{}^{A}U_{A'}$ wäre wohl erlaubt,[3] aber die würde – meiner Ansicht nach *erfreulicherweise* – nun *nicht mehr* in *beiden* Gleichungen die Ausgangsform wiederherstellen.

Die Gleichungen *(22), p. 8* des Manuskriptes[4] scheinen mir – wegen der Möglichkeit dieser Vorzeichenänderung der $U$-Matrix – *zu stark invariant!*

Ich glaube also (unabhängig von Tamm-Dancoff Methoden), daß Dein neuer Vorschlag ein Fortschritt ist und die Möglichkeit bietet, *nicht* zu jedem Teilchen mit nicht verschwindender Ruhmasse ein Duplikat zu haben.

Und das war ja auch der ursprüngliche Zweck der Terme mit dem $G(s)$.

{Appendix: meine frühere Substitution $\psi' = \frac{1}{\sqrt{2}}(\psi + \gamma_5 \psi^C)$, die nun mit Recht aus dem Manuskript verschwunden ist, können wir in dieser Verbindung ruhig vergessen. Sie transformiert bloß $\psi \to \gamma_5 \psi$ in $\psi' \to \psi'^C$.}

Viele Grüße Dein W. Pauli

[1] Pauli schreibt abgekürzt V.-E.'s.
[2] Zusatz von Pauli: „Es kommt gar nicht sehr darauf an, in beiden Ausdrücken wohl die gleiche."
[3] Zusatz von Pauli: „Da $U$ die Eigenwerte $+1$ und $-1$ hat."
[4] Pauli bezieht sich wieder auf die *Neuauflage* von Heisenberg und Pauli (1958f).

## [2888] Pauli an Källén

Berkeley, 25. Februar 1958

Lieber Herr Källén!

Gestern schrieb ich Ihnen einen langen Brief.[1] Heute kam Ihr Brief vom 22.,[2] über den ich mich nun, glaube ich, sehr kurz fassen kann.

Daß Sie das alte Manuskript[3] bekommen haben, bedauere ich sehr; es war *nicht gut genug* für Leute wie Sie (vielleicht werden Sie das von dem neuen Manuskript, das Sie wohl schließlich erhalten werden, aber auch finden!); deshalb habe ich systematisch verhindert, daß es verschickt wird. Die Rechnung, auf die Sie sich beziehen, steht übrigens in dem neuen Manuskript nicht mehr darin.

Nun, zur Sache. Sind wir einig über folgende Formulierung: Ein Spinormodell, d. h. beides: Lagrangefunktion *und* Vakuumerwartungswerte, darf *keine* Invarianzeigenschaft exakt haben, aus der auf das Verschwinden der Ruhmassen geschlossen werden kann. (Es darf auch noch andere Invarianzen *nicht* haben: die Isogruppe darf – wegen Elektromagnetismus – natürlich *nicht* exakt gelten. Auch darf *nicht* Invarianz bei Vorzeichenumkehr von Baryonzahl $N$ und Leptonzahl $l_N$ bei fester elektrischer Ladung $Q$ folgen.)

Ich bin ganz mit Ihnen einig, daß bei exakter und allgemeiner C-Invarianz *und* $\gamma_5$-Invarianz das Verschwinden der Ruhmasse folgt (wie in Ihrem Brief vom 22. ganz richtig auseinandergesetzt ist). Meine damalige Rechnung halte ich jetzt für unwesentlich.

Wir haben daher nunmehr ganz bewußt in den Vakuumerwartungswerten Terme hineingefügt, welche die $\gamma_5$-Invarianz verletzen. (Das $\varphi$- und $N$-Integral,

das exakt sein muß, kann auch gar nicht mit $e^{i\alpha}$ bzw. $e^{i\alpha\gamma_5}$-Multiplikation allein verknüpft sein.)

Sehr unzufrieden bin ich damit, daß ich die mathematische Verknüpfung der Vakuumerwartungswerte[4] mit der Lagrangefunktion und damit den Grund für die Symmetrieverminderung gegenüber der nicht-elektrischen Näherung nicht deutlich sehe. *Wie bestimmen sich die invarianten Funktionen, die in den Vakuumerwartungswerten auftreten?*

Ich bin auch (wie Sie aus meinem letzten Brief sehen) sehr unglücklich über das Nichtvorhandensein von Methoden zur Behandlung des Eigenwertproblems. Logisch scheint mir aber ein Erhaltungssatz mod. 4 für $l$ und $l_N$ (neben exakter Erhaltung von $Q$ und $N$) mit von Null verschiedenen Ruhmassen vereinbar. Denn hierfür scheint es mir ausreichend, daß sich an den physikalischen Größen* – bei Vernachlässigung der schwachen Wechselwirkung – nichts ändert, wenn man in der Diracgleichung $m$ durch $-m$ ersetzt. *Haben Sie da einen Einwand dagegen?*

Vom Spinormodell bin ich gar nicht überzeugt, aber *auch noch nicht* von seiner Unmöglichkeit!

Viele Grüße Ihr W. Pauli

[Zusatz am oberen Briefrand:] Das neue Manuskript ist auch noch nicht für Publikation bestimmt.

Ich bin immer noch dafür, daß die Vakuumerwartungswerte eine schwächere Invarianz haben können als die Lagrangefunktion bei indefiniter Metrik (unabhängig vom Spinormodell). Was ist Ihre Meinung darüber?

[1] Vgl. den Brief [2884].
[2] Vgl. den Brief [2882].
[3] Källén hatte entweder die *erste* oder *zweite* Fassung des Heisenberg-Paulischen Preprints (1958f) erhalten.
[4] Pauli fügte hier die Abkürzung „V.-E." in Klammern hinzu.
* Energiewerte und S-Matrix.

## [2889] Heisenberg an Pauli

Göttingen, 25. Februar 1958[1]

Lieber Pauli!

Deine beiden Briefe[2] zum 2. Entwurf unserer Arbeit[3] habe ich bekommen. Bevor ich die kritischen Stellen umschreibe, will ich gewissermaßen als Vorübung Dir den ˆ-Formalismus in diesem Brief genauer schildern.

Deine Einwände sind zum Teil berechtigt. Die Schwierigkeit für mich war nur, daß man dann, wenn man alles mit $\psi$ und $\psi^\dagger$ allein ausdrückt (was wahrscheinlich möglich ist), den Abschnitt 4 und die Quantenzahlentabelle radikal umändern muß, was ich nicht gut fände.[4] Wenn man nur $\psi$, $\psi^\dagger$ verwendet, kann ja das Massenglied der Vakuumerwartungswerte (22) bei II nicht invariant sein, d. h., auch am Vakuum muß mit $e^{i\alpha\gamma_5}$ transformiert werden.

Das würde aber bei der Interpretation von S. 11 bedeuten, daß nur die *Summe* $I_3 + \frac{1}{2}$ bei *starken* Wechselwirkungen erhalten bliebe, was ja nicht zutrifft; es ist $I_3$ und $\frac{1}{2}$ einzeln erhalten. Natürlich kann man durch Uminterpretation der Quantenzahlen wieder alles in Ordnung bringen, aber das scheint mir unschön.

Meine ˆ-Operation war jedenfalls so gemeint, daß $\hat{\psi}$ eindeutig aus $\psi$ folgt, aber nur in demselben Sinne, in dem auch $\psi^\dagger$ eindeutig aus $\psi$ folgt. $\hat{\psi}$ soll ein Spinor sein wie $\psi$, und es soll aus der Wellengleichung

$$\gamma_\nu \frac{\partial}{\partial x_\nu}\psi + l^2 \gamma_\mu \gamma_5 \psi \left(\psi^\dagger \gamma_\mu \gamma_5 \psi\right) = 0$$

auch trivial

$$\gamma_\nu \frac{\partial}{\partial x_\nu}\hat{\psi} + l^2 \gamma_\mu \gamma_5 \hat{\psi} \left(\hat{\psi}^\dagger \gamma_\mu \gamma_5 \hat{\psi}\right) = 0$$

folgen. $\{(AB)\hat{} = \hat{A} \cdot \hat{B}\}$. Der Zusammenhang zwischen $\psi$ und $\hat{\psi}$ soll aber, obwohl er eindeutig ist, erst über den ganzen Hilbertraum definiert sein; *nicht* etwa über die Indizes (z. B. nicht $\hat{\psi}_1 = \psi_3$ oder dergleichen).

Am einfachsten siehst Du das, was ich meine, an Gleichung (22). Wenn man auf der rechten Seite die Matrix

$$\begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \text{ in } \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$$

umformt, so steht rechts das berühmte Vorzeichen, das die für unsere Theorie so charakteristische Verdoppelung erzeugt. Die ˆ-Operation soll nun im wesentlichen das $+1$ in $-1$ verwandeln. Diese Operation ändert an der Wellengleichung trivialerweise nichts, und man kann wohl auch unbedenklich annehmen, daß alle für I und II invarianten Ausdrücke auch für ˆ-Konjugation invariant sind. Aber der eindeutige Zusammenhang zwischen $\psi$ und $\hat{\psi}$ geht doch erst über den ganzen Hilbertraum so wie bei $\psi$ und $\psi^\dagger$.

Ganz allgemein möchte ich behaupten: jede „Verdoppelung“ in unserer Theorie erzeugt die Möglichkeit einer neuen Konjugationsoperation. Die ˆ-Operation scheint mir für die Definition der tiefsten Eigenwerte und starken Wechselwirkungen ausreichend, und man kann sie wieder auf viele verschiedene Weisen einführen. Ich hatte eigentlich ausdrücklich den Wunsch, hier noch nicht alles ganz festzulegen, bevor ich die Rechnungen für Nukleon und $\pi$-Meson völlig abgeschlossen habe. Auch wird der Formalismus für spätere Zwecke vielleicht wieder geändert werden müssen.

Deinen Vorwurf, ich hätte nicht gesagt, wie $F(s)$, $G(s)$ usw. zu bestimmen seien,[5] muß ich mit Entrüstung zurückweisen. Ich habe auf S. 15, Abschnitt 2, und außerdem S. 15, Zeile 4 von unten, ausdrücklich gesagt, daß die $S_F$-Funktion genau so zu bestimmen ist (prinzipiell wenigstens!) wie alle anderen $\tau$-Funktionen, nämlich aus den Integralgleichungen, die aus (33) entspringen.[6] Der ganze Abschnitt 2e der alten Mitter-Kortel-Arbeit[7] war diesem Thema gewidmet. Nicht gesagt habe ich allerdings, wie ich es praktisch in der Tamm-Dancoff-Methode machen will (da machen wir's tatsächlich ganz anders), aber

das Thema der Näherungsmethoden war ja ausdrücklich ausgeklammert worden (siehe S. 16).

Zur Eindeutigkeit von L: die Relationen

$$\psi_\alpha^\dagger(x)\psi_\beta(x) = -\psi_\beta(x)\psi_\alpha^\dagger(x)$$

waren in meiner Theorie immer per definitionem *festgesetzt* worden:

$$S(0) = S_F(0) = 0.$$

Wahrscheinlich genügt unsere Gleichung (34) $S_F(0) = 0$, weil ja dann Real- und Imaginärteil verschwinden müssen: außerdem braucht man praktisch nur $S_F$. Ich sehe hier also kein Problem mehr.

Es hat mir Spaß gemacht, aus Deinem Brief zu lernen, daß Schwinger das Spiegelweltproblem ungefähr so aufgefaßt hat wie ich ($\bar{\Xi}^-$ als gespiegelt zu $P$). Diese Lösung scheint mir trivial richtig, nur haben $\bar{\Xi}^-$ und $P$ gar keine Ähnlichkeit mehr, weil eben die Parität *radikal* verletzt ist und nur $C\,P$ gilt. Die radikale Verletzung von $P$ allein kommt nur bei den starken und elektromagnetischen Wechselwirkungen noch nicht zum Vorschein, weil alles gegen Vorzeichenänderung von $Q$ invariant ist. Erst die Neutrinos *zeigen*, daß $C$ und $P$ gekoppelt sind.

Dürr hat mich noch darauf aufmerksam gemacht, daß unsere Erklärung für die Pseudoskalarität des $\pi$-Mesons zum Teil schon bei *Fermi* und *Yang* (Physical Review **76**, S. 1740, 1949)[8] steht. *Fermi* und *Yang* haben schon betont, daß ein Gebilde, das aus Teilchen + Antiteilchen besteht, dann, wenn die Bindung im S-Zustand erfolgt, pseudoskalar sein muß (siehe auch das Positronium). Bei uns kommt nun dazu, daß in der tiefsten Näherung die Kraft sozusagen eine $\delta$-Kraft ist (Graph: $\begin{pmatrix}\vdots\\ \vdots\\ \vdots\end{pmatrix}$, also *nur* S-Bindung entstehen kann und auch tatsächlich entsteht. In höheren Näherungen kämen Kräfte der Reichweite $10^{-13}$ cm dazu (das ist bisher nicht gerechnet); aber eventuell dann mögliche p-Zustände lägen wohl sicher höher als der S-Zustand (wenn es sie überhaupt gibt) und wären daher instabil.

So, nun genug für heute. Die Neufassung der S. 6 unserer Arbeit bekommst Du in einigen Tagen.

Alles Gute! Dein W. Heisenberg

P. S. Eben habe ich noch eine 2-stündige Konferenz mit meinen Experten über den ˆ-Formalismus gehabt. Daraufhin bleibt er doch in dem preprint in einer Fassung, die Du in wenigen Tagen bekommst.

[1] Zusatz von Pauli: „Erhalten und beantwortet 3. III."
[2] Vgl. die Briefe [2876 und 2877] vom 19. und 20. Februar 1958. Wie Pauli dort schreibt, benötigte ein Brief von Göttingen nach Berkeley etwa 4 bis 5 Tage.
[3] Heisenberg und Pauli (1958f).
[4] Vgl. hierzu und für das Folgende das als Anlage I zum Brief [2836] wiedergegebene Manuskript.

[5] Pauli hatte in seinem Brief [2876] gerügt, Heisenberg habe die Bestimmung der Funktionen $F(s)$, $G(s)$ „*wieder* (!) unter den Tisch fallen lassen".
[6] Vgl. Heisenberg und Pauli (1958f).
[7] Vgl. Heisenberg, Kortel und Mitter (1955).
[8] Fermi und Yang (1949).

## [2890] Pauli an Enz

Berkeley, 26. Februar [1958]

Lieber Herr Enz!

Ich schreibe zuerst noch einmal wegen der Post. Jost schrieb mir über einen Brief von Präsident Pallmann vom 5. des Monats, wonach die Ansprüche des theoretischen Institutes für Neubaufragen bei Scherrer vor dem 1. Mai eingereicht werden sollen.[1]

1. Haben Sie diesen Brief von Pallmann mir bereits nachgeschickt? Dann ist es gut, und er wird noch kommen.

Wenn nicht, schicken Sie ihn, bitte, gleich per Luftpost.

Ferner sollte ich dazu auch die Dimensionen der Zimmer unserer jetzigen Räume als Unterlage haben. (Nicht notwendig Luftpost, surface mail würde genügen, da bis zum 1. Mai ja noch Zeit ist.) Ich würde dann außer einem Zimmer für Jost (wie er es schreibt) noch 1 bis 2 kleinere Zimmer mehr als jetzt beantragen.

Könnten sie mir Ihre Ansicht darüber (nach Rücksprache mit Jost) schreiben?

Die Sache würde sich ändern, falls weitere Professoren für theoretische Physik berufen würden, die sich in unseren Räumen aufhalten sollen. (Die letztere Bedingung ist nicht sicher im Falle von „Haustheoretikern" der experimentellen Herren.)

2. Es sollte auch ein Brief von CERN über die Konferenz im Juli da sein, den ich brauche; eventuell auch etwas vom Solvay Kongreß in Brüssel im Juni.[2]

3. Wo sind meine Bankbriefe? (Über Rechnungen schrieb ich bereits.)

Ich habe den Eindruck, daß Sie *zu wenig* Post nachschicken. Vielleicht kann Sie Jost da beraten, der wohl Erfahrung im Nachschicken aus früheren Tagen hat. (Natürlich soll man nicht *alles* nachschicken: offene Drucksachen, Einladungen zu Vorträgen in Zürich oder zu Abteilungs-Konferenzen oder Doktorprüfungen, zu denen ich doch nicht gehen kann, brauche ich zum Beispiel nicht. Man muß schon etwas sortieren.)

---

Scherrer schrieb mir, daß ich voraussichtlich Geld bekomme für die theoretische Physik. Ich möchte zunächst versuchen, Gürsey (den „Brookhaven-Türken") nach Zürich einzuladen.[3] Er hat viel Phantasie (im Gegensatz zu den gelehrten Experten) und ist auch mathematisch sehr zuverlässig (im Gegensatz zu Heisenberg).

Die Entartung des Vakuums hatte Heisenberg erfunden, um strange particles machen zu können. Gürsey hat aber nun eine Konkurrenz-Methode eines

Spinormodells mit einfachem Vakuum, bei der das Neutrino (statt des Vakuums) die strangeness erzeugt. Das gefällt mir eigentlich besser.

Sonst ziehe ich *auch* die Möglichkeit in Betracht, daß es doch nötig sein wird, noch Extrabosons einzuführen, die sich *nicht* aus Spinoren aufbauen lassen.

Das Hauptproblem scheint mir zu sein, die mathematischen Bedingungen für die Vakuumerwartungswerte bei gegebener Lagrangefunktion vernünftig zu formulieren. Da liegt fast nichts vor (und der Feldverein LSZ hat ganz schmählich versagt!). Die Experten pflegen einem da nur zu versichern, daß sie selbst das nicht können und daß die anderen nicht „streng" sind.* Hätte da der Feldverein etwas Anständiges produziert, so wäre Heisenberg nie dazu gekommen, die Tamm-Dancoff-Methode anzuwenden (an die ich persönlich *nicht* glaube).

Daß ich es allein kann, mute ich mir nicht zu. Aber vielleicht hilft da noch irgendein Jüngerer mit. Ohne eine gute Methode zur Formulierung des Eigenwertproblems können wir nicht weiterkommen, sei es nun mit, sei es ohne Spinormodell (letzteres heißt mit einem allgemeineren Modell).

Unabhängig vom Spinormodell im speziellen glaube ich, daß die Vakuumerwartungswerte eine geringere Symmetrie (Gruppen-Invarianz) aufweisen können als die Lagrangefunktion und daß man *so* die Symmetrieverminderung (Durchbrechung der Isogruppe im Elektromagnetismus, der parity in der schwachen Wechselwirkung) erklären soll.

Källén dagegen scheint eine solche Idee für einen groben Unfug zu halten (wenn ich seine Briefe richtig verstanden habe). Dann muß er aber Symmetrie verletzende Zusatzterme in der Lagrangefunktion einführen (was wiederum *mir* sehr mißfällt). Entscheiden wird man das aber nur können mit besseren Methoden zur Behandlung des Eigenwertproblems für die Teilchenmassen.

Was meint Jost darüber? Oder hält er es für unter seiner Würde, da überhaupt etwas zu meinen? Sein Brief an mich enthält keine Physik. Hat er sie aufgegeben (indem er reine Funktionentheorie macht)?

Nochmals viele Grüße an Sie, Jost und die jüngeren Herren. Meiner Frau und mir geht es gut.

Stets Ihr W. Pauli

[Zusatz am oberen Briefrand:] Bitte *nicht* ans Radiation Laboratory schreiben!

[1] Siehe hierzu den Kommentar zum Brief [2972].
[2] Vgl. die Kommentare zu den Briefen [3011] und [3024].
[3] Dieses Angebot unterbreitete ihm Pauli in seinem folgenden Schreiben [2891].
* Ist das bei Jost auch so?? Was meint er?

## [2891] Pauli an Gürsey

Berkeley, 26. Februar 1958

Dear Dr. Gürsey!

Many thanks for your letter of February 22,[1] which arrived yesterday and which I studied with great interest. I am in favour of your idea, to make the neutrino rather than the vacuum responsible for the strangeness. Independent of this alternative there are still some more fundamental difficulties connected with the spinor-model, which I discuss first.

### 1. $\gamma_5$-*invariance and restmasses*

I say, the theory is invariant with respect to some operation, if *both* the Lagrangian *and* the commutation relation have this invariance.

Suppose now the theory is invariant with respect to the operation $\psi' = \gamma_5 \psi$ (*or* $\psi' = i\gamma_5 \psi$).

If then a particle with spin 1/2 – which is obtained from the vacuum by an odd number $\psi$-operator factors – obeys a Dirac-equation

$$\left(\gamma^\nu \frac{\partial}{\partial x^\nu} + m\right)\psi = 0 \qquad \text{with } m \neq 0$$

there should, due to the $\gamma_5$-invariance also exist a „double" of this particle, obeying the Dirac-equation

$$\left(\gamma^\nu \frac{\partial}{\partial x^\nu} - m\right)\Psi = 0.$$

This can be applied for instance to the electron, but also to an isosingulet like $\Lambda_0$. (The latter has been proposed by Källén.)

As there is no such ‚duplicate' in nature, one concludes first, that Lagrangian and commutation rules can not be *both* $\gamma_5$-invariant.

This seems to agree with your conclusion on p. 7 of your letter, particularly regarding the terms with $\frac{1-\gamma_5}{2}\frac{1+\sigma_3}{2}$.

(In any case Lagrangian and commutation rules can not have *the same* symmetry. To which of them one gives the higher symmetry is an open question.)

But here seems to me a difficulty: If the $\gamma_5$-invariance is destroyed – *either* in the Lagrangian *or* in the commutation relations – *what is then the justification for your statement, that f and u* (hence $N$ and $L$) are good *quantum-numbers?*

*In the moment I don't know any good answer. I would like to hear your opinion about it.*

Källén seems to think, that this is a definite *dis*proval of the spinormodel. But I am not yet convinced of such a far reaching conclusion. What do you think of it?

### 2. *Eigenvalue-problem*

Nobody knows any good method to determine the invariant functions $F(s)$, $G(s)$, $G_1(1)$ occurring in the vacuum-expectation-values[2] (therefore also in the anticommutators).*

Heisenberg therefore applies the Tamm-Dancoff-method. I personally don't trust at all this method, therefore I abstain from collaboration in this part of the work done in Göttingen (at present by Heisenberg and Mitter).

Moreover, if one already introduces an indefinite metric in Hilbert-space, I believe, one should claim complete regularity of all vacuum-expectation-values on the light cone, and *not* admit a logarithmic singularity.

This are the more fundamental difficulties. (One an objection, the other an essential lack of a good method – in spite of the existence of so many experts.)

Now – more specific – to your interesting proposal of a strangeness producing neutrinos. First: there are some slight mistakes on your p. 2 below: One should read

$$\frac{l}{2} = \frac{N - L + S}{2}$$

(instead of $\frac{l}{2} = Q + \frac{N-L+S}{2}$), as $I_3 + l/2 = Q$.

This is also in agreement with your other formulas on p. 2 and 3. If the $\mu^+$ is considered to be the „mirror" of $\varepsilon^-$ in the table I one has for $\mu^+$ to correct

$$\frac{t_3}{2} = 3/2 \text{ and } \frac{v}{2} = -\frac{3}{2}$$

(instead of $\frac{t_3}{2} = \frac{1}{2}$ and $\frac{v}{2} = -\frac{5}{2}$).

But I think, that Schwinger's idea[3] to consider $\mu^{\pm}$ as the mirror particles of $\varepsilon^{\mp}$ is not possible. The mirror particles of $\varepsilon^{\mp}$ must be something of yet observed (perhaps something unstable) and the $\mu^-$ particle must be something else the decay

$$\mu \to e + \nu + \bar{\nu}$$

being certain. (I want to maintain the two component theory of the neutrino.) I leave it to you, to make new proposals for the $\mu^-$ particle in your scheme. One possibility is

$$S(\mu^+) = +1; \quad \left(\frac{u}{2}\right)_{\mu+} = 3/2.$$

So far physics for today.

*Personal*

I have good news from Zürich, that I get some money to invite theoreticians to Zürich probably already this autumn. The definite decision on it will be by end of March. Of course, I would like very much to have you in Zürich. Our winter-term starts middle of October and lasts till 1st of March. The summer term starts end of April and lasts till about 18th July.

I also wrote to Oppenheimer on behalf of you. Possibly you will have to decide whether you prefer to be in Princeton or in Zürich next winter. In the first case you could come to Zürich in the spring- and summer-term '59 (then the Princeton-Institute is empty).

In any case I would like to know the amount of money which you would need either for half a year or for one year in Zürich. I understand that you have also a

stipend from your government. One can not simply compute the costs of living in Switzerland from those in the States here with the official course \$ : Swiss Francs. With this measure, I believe, that the costs of living in Switzerland are less. But the details of the comparison are complicated.

So, please, think it over. There are many Swiss physicists with family in the States (Frauenfelder, Steffen, E. Bleuler, Maeder etc.),[4] you can also ask one of them.

All good wishes

Sincerely yours W. Pauli

[1] Vgl. den Brief [2881].
[2] Zusatz von Pauli: „V. E." Im weiteren Text verwendete Abkürzungen wurden stets ausgeschrieben.
[*] There must be some (probably indirect) mathematical connections of them with the Lagrangian.
[3] Schwinger (1957).
[4] Es handelte sich um die Physiker Hans Frauenfelder (*University of Illinois*, Urbana), Rolf M. Steffen (*Purdue University*, Lafayette, Indiana), Ernst Bleuler (*Pennsylvania State University*, University Park) und Daniel Maeder (*Purdue University*, Lafayette, Indiana).

## [2892] Gürsey an Pauli

Brookhaven, 26. Februar 1958

Dear Prof. Pauli!

The day after I mailed (by special delivery) my letter about the classification of particles,[1] I received your letter dated February 18.[2] Thank you very much for penetrating remarks on Schwinger's paper[3] at which I had glanced superficially. I was pleasantly surprised that in this connection you made remarks similar to mine on the mirror problem, namely that mirror particles are connected with particles obtained by reversing the hypercharge of the originals and may have a different mass. In my last letter I also wrote that I was worried by the $\mu$ decay problem which I have not yet solved. In the sense we use it, the mirror of the electron should be $\mu^+$ and not $\mu^-$ (as in Schwinger's case) since the mirror operation must also reverse the charge. Then the experiment suggests (Michel parameter $\approx \frac{3}{4}$) that $\mu^- \to e^- + \nu_R + \nu_L$.

In the usual interpretation of the 2-component theory $\nu_L$ is the antiparticle of $\nu_R$ so that $\nu_R + \nu_L = \nu + \bar{\nu}$ has lepton number zero, therefore $\mu^-$ and $e^-$ have same lepton number. Hence $\mu^+$ has lepton number $-1$ and cannot be the mirror of $e^-$. On the other hand if $\nu_R \neq \bar{\nu}_L$, then the 2-component neutrino has to be abandoned, which is a pity, both are experimental grounds and because the connection I pointed out in my last letter between parity and strangeness would be lost. At this costs ($e^-$, $\nu$, $\mu^+$) would form a triplet closed under the mirror operation since both $e^-$ and $\mu^+$ become particles (lepton number + 1) with opposite charge. By the way, ($e^-$, $\nu$, $\mu^+$) have been considered as a triplet by Salam, Prentki and d'Espagnat[4] in a recent article in Nuclear Physics (have you seen it?). To reduce the number of states of the neutrino from 4 to 2 we could take a Majorana neutrino with $\nu_R = (\bar{\nu}_R)$, $\nu_L = (\bar{\nu}_L)$, but in this case it becomes difficult to assign a non zero leptonic charge to the neutrino. There

may be a way out by assuming that the lepton number changes sign not under $C$ but under $PC$. I am trying to think about a solution along these lines.

Before reading your comments on Schwinger's neutrinic charge and its relation to the spinor model I seem to have answered your question in my last letter, because the neutrinic charge when incorporated in the spinor model becomes identical with the strangeness quantum number.

Thank you very much for the 2nd edition of your joint paper with Heisenberg.[5] I have not yet studied in which it differs from the first but I noticed that the strangeness of $\nu$ has again been changed. If it is changed to 1 in the 3rd edition it will agree exactly with the model in my letter.

I am now trying to formulate the operators for the creation of particles out of the vacuum $\Omega$ in a more consistent and elegant way than in my last letter. I shall report to you immediately any progress that I may make.

Now some items of personal news: I have heard from Prof. Chew. The Radiation Laboratory being willing to pay the travel expenses of my family I am planning to be in Berkeley from about March 20 to May 31. I am looking forward to the stimulating experience of working with you and visiting the West Coast.

It is extremely kind of you to invite me to Zürich in 1959.[6] I shall be delighted and greatly honoured to accept such an invitation. Meanwhile I have to plan my stay in the U.S.A. My American scholarship extends until the spring of 1959 and my appointment in Brookhaven is coming to an end in October 1958. Since Dyson asked me to apply to Princeton I did so, and before I received your letter telling me about your scruples to recommend me to Princeton (or the other way round) I received a letter from Prof. Oppenheimer telling me that I had been accepted. Do not fear that I shall be „contaminated by the experts". I am used to working independently wherever I am. Another cause of satisfaction is that the Institute will give me a supplementary allowance to make up for my meagre I.C.A. fellowship[7] and will also provide housing. I shall try to find out what young people will be there next fall. After that in 1959 I am supposed to return to Turkey where living conditions now are miserable and teaching duties heavy. Since I shall not be able to work efficiently in Istanbul I would certainly welcome any invitation to Zürich or CERN to save me from the danger of becoming a crackpot out of isolation and ignorance.

With best wishes

Yours sincerely Feza Gürsey

[1] Vgl. den Brief [2881].
[2] Vgl. den Brief [2875].
[3] Schwinger (1957).
[4] Vgl. d'Espagnat, Prentki und Salam (1958).
[5] Vgl. Heisenberg und Pauli (1958f.), 2nd edition.
[6] Vgl. das Angebot im vorangehenden Brief [2891].
[7] Gürseys Aufenthalt in den U. S. A. wurde von der *International Cooperation Administration* (I.C.A.) und der *U. S. Atomic Energy Commission* ermöglicht.

## [2893] Pauli an Gürsey

Berkeley, 27. Februar 1958

Dear Dr. Gürsey!

After I sent my letter to you yesterday,[1] I realized, that I had forgotten to mention a few things.

1. *The mirror-problem*

I had received on February 24 another letter of Heisenberg, written on February 21[2] (probably without study of the Schwinger paper), where he proposed a solution of the mirror-problem very similar to yours: that the mirror-particles don't need to have the same mass as the original objects. He also thinks, that the mirror's of $\varepsilon$ are unobserved, possibly unstable and that the $\mu$ is something else.

2. *The group-invariance (symmetry) problem*

Here probably the transition from $\Psi$ to $\Psi'$ p. 4 below of your letter comes into play. *One* of these two matrices $\Psi$ and $\Psi'$ must have the $\gamma_5$-invariance, the *other* must lead to this spinor (for instance for electron's $\varepsilon$ or for $\Lambda_0$) which obeys the ordinary Dirac-equation.

But this is your speciality and you can probably give me the answer very quickly. I don't believe anymore that Källén's objection is a very profound one.

But I am looking forward very much to discuss with you (in the following letters) the whole fundamental problem of symmetry (group-invariance) of the Lagrangian's and of the commutation-relations. Here comes also the formulation of the electromagnetic forces within the spinor model into play. I have only some rather provisional knowledge of it.

I don't believe [in] the Tamm-Dancoff method (which the Göttingen group still applies), but I think that the transformations corresponding both to $Q$ and to $N$ should be generalized with $x$-dependent phases. (Does this lead to something similar as Schwinger's $Z$-particles?)

3. I have, moreover, to report that I eventually obtained from Zürich your letter of January 22nd.[3]

It was interesting for me to learn the earlier history of your work (conform-group etc.). Do you have reprints of your earlier papers?

Hoping to hear from you soon

Sincerely yours W. Pauli

[Zusatz am oberen Briefrand:] I intend to send a copy of your letter of February[4] to Göttingen.

[1] Vgl. den Brief [2891].
[2] Vgl. den Brief [2879].
[3] Vgl. den Brief [2844].
[4] Von diesem Schreiben [2881] vom 22. Februar existiert außer dem Original auch noch eine maschinenschriftliche Abschrift im *Pauli-Nachlaß* 1/89-96.

## [2894] Pauli an Källén

Berkeley, 27. Februar 1958

Lieber Herr Källén!

Aufgrund beiliegenden Auszuges aus einem Brief von Weisskopf[1] werden Sie nun hoffentlich nach Genf kommen.

Zu Schwingers letzter Arbeit[2] bin ich im ganzen positiv eingestellt (sie hat mich interessiert, während Lehmann und Jost mich langweilen) trotz aller Unterschiede der Deutungen im einzelnen. (Soll ich hier in Klammern hinzufügen: „Källén schimpft!“?)

Gürsey hat nun tatsächlich ein Spinormodell mit *einfachem* Vakuum, wobei das Neutrino (nicht das Vakuum) die strangeness macht. Ich komme sehr gut mit ihm aus. Nun diskutieren wir (brieflich) die Invarianzfragen von Lagrangefunktion und Vertauschungsrelationen (einschließlich Ihrer Ideen über die $\Lambda_0$-Teilchen) und ich hoffe, bald darauf zurückkommen zu können. Das „Spiegelproblem“ hat sich wohl lösen lassen.

Für heute viele Grüße Ihr W. Pauli

[1] Vgl. den Briefauszug [2885].
[2] Vgl. Schwinger (1957).

## *Heisenbergs Radioreklame: „Aus dem hohlen Bauch“*

In der Zeitschrift *Der Spiegel* vom 12. März 1958, S. 54–56 war ein Bericht über Heisenbergs Göttinger Kolloquiumsvortrag vom 24. Februar 1958 mit dem Titel „Heisenberg-Formel: *Aus dem hohlen Bauch*“ erschienen, der im In- und Auslande großes Aufsehen erregte. Solche und andere von Pauli als geschmacklose *Zeitungs-* und *Radioreklame* bezeichneten Nachrichten [2895, 2901, 2904, 2906 und 2907],[1] die inzwischen – „in nur sehr gedämpfter“ Form – auch zu ihm „nach dem Westen gedrungen“ waren [2895], sorgten nun für seine endgültige Verstimmung. Er kritisierte, Heisenberg wolle gerne in seiner „Hauptrolle als Über-Einstein, Über-Faust und Über-Mensch“ erscheinen [2907] und seine „Ruhm- und Publicity-Sucht“ sei schier unersättlich. Es fehle nur noch, bemerkte er sarkastisch, „daß auch ‚Deutschland, Deutschland über alles‘ dazu gespielt wird“ [2925]. „Du kannst Dir denken,“ ließ er Heisenberg wissen [2907], „wieviel Witze ich über Dich reiße.“ Seinen Assistenten Charles Enz wies er an, ihm bitte keine weiteren Zeitungsausschnitte mehr zu schicken.

Solche Gerüchte waren für Pauli abermals ein Anlaß, zu einem seiner wirkungsvollsten Hilfsmittel zu greifen. Rasch formulierte er einen *Comment to Heisenberg's Radio-advertisement* [2897] und zeichnete ein mit einem leeren Rahmen versehenes *Tizian-Cartoon* dazu, das er an zahlreiche Freunde und Kollegen verschickte und sie bat, es zu verbreiten und möglichst am schwarzen Brett aufzuhängen [2931].[2] „Das einzig Erfreuliche“ an dieser Aktion, kommentierte Heisenberg, als er in Genf davon erfuhr [2908 und 2912], „war

Dein schöner Vergleich mit dem Tizianbild, der natürlich genau die Sachlage trifft." Paulis „Tizian-Zitat" fand in Physikerkreisen weite Verbreitung und erfreut sich bis auf den heutigen Tag großer Beliebtheit.[3]

Zum besseren Verständnis dieser ebenfalls in dem Briefwechsel mehrfach diskutierten Angelegenheit geben wir hier auch den oben erwähnten Spiegel-Aufsatz wieder.[4]

## Heisenberg-Formel: *Aus dem hohlen Bauch*

An jedem Montag um 17 Uhr „cum tempore" – mit der akademischen Viertelstunde Verspätung – versammeln sich Professoren und Studenten im Hörsaal I des „I. Physikalischen Instituts" der Universität Göttingen zum „Physikalischen Colloquium": zu einem Sonderkolleg, in dem neue Forschungsergebnisse vorgetragen und diskutiert werden. Am Montag der vorletzten Woche war der Andrang zu diesem Colloquium besonders stark. Professor Werner Heisenberg, Deutschlands prominentester Physiker, hatte angekündigt, er werde über das Thema „Fortschritte in der Theorie der Elementarteilchen" referieren.

Der 56jährige Nobelpreisträger zeichnete vor seinen Zuhörern eine lange Formel an die Wandtafel und erläuterte in der nüchternen Sprache der theoretischen Physiker, es handele sich bei der von ihm aufgestellten Gleichung möglicherweise um jene Fundamentalformel, nach der er und viele seiner Kollegen seit langem gesucht haben. Die Formel fasse – immer unter der Voraussetzung, daß sie sich als richtig erweisen sollte – die Grundgesetze der Natur mathematisch zusammen, „sie bestimme die Struktur der kleinsten Materieteilchen und damit die Materie selbst".

Den Fachleuten im Hörsaal war sofort bewußt, daß Heisenbergs Mitteilung eine wissenschaftliche Sensation vom Range des ersten Sputnik-Starts darstellte. Dennoch sollte die Nachricht von dem bedeutenden Ereignis zunächst auf den kleinen Kreis der Göttinger Hörer beschränkt bleiben. Der Öffentlichkeit wollte Professor Heisenberg die Formel erst zwei Monate später bekanntmachen – anläßlich einer Feier zum hundertsten Geburtstag des Quantentheoretikers Max Planck in Berlin.

Unter den Zuhörern des Göttinger Montags-Colloquium befand sich aber ein Journalist, dessen physikalische Fachkenntnisse wenigstens so weit reichten, daß er den sensationellen Gehalt des Heisenberg-Vortrags zu erkennen vermochte. Der Journalist sorgte dafür, daß Heisenbergs theoretische Atombombe vorzeitig platzte. Ausländische und deutsche Zeitungen berichteten in prominenter Aufmachung über die Sensation aus Göttingen.

„Die neue Formel … wird Auswirkungen von nicht abzuschätzender Bedeutung haben", frohlockte die „Frankfurter Allgemeine Zeitung". Die Hamburger „Welt" räumte einem Faksimile der Gleichung sogar Platz auf ihrer ersten Seite ein: Die Abbildung zeigte einen auch Physikern ohne Erläuterung kaum verständlichen Komplex aus Rechensymbolen, griechischen und lateinischen Buchstaben. Der „Welt"-Chefredakteur Hans Zehrer, zumindest auf physikalischem Gebiet ein Laie, widmete der Formel einen Leitartikel, „da sie möglicherweise von bestimmendem Einfluß auf unser Weltbild und vielleicht auch auf unser Weltschicksal sein kann …"

Die amerikanische Zeitschrift „Newsweek“ urteilte: „Wenn Heisenberg recht hat, könnten alle physikalischen Phänomene – Licht- und Wärmestrahlung, Elektromagnetismus, Materie- und Schwerefeld – zu einem einfachen, allumfassenden Bild des Kosmos zusammengefaßt werden. Alles, von den ungeheuren Kräften im Weltall bis zu den winzigen Spannungen in einem gespaltenen Atom, ließe sich erklären.“

Die Heisenberg-Gleichung stellt in der Tat den bemerkenswerten Versuch dar, eine Frage zu beantworten, die seit Jahrtausenden von der Wissenschaft gestellt wird – die Frage von Goethes „Faust“ nach dem, „was die Welt im Innersten zusammenhält“. Sie könnte zudem das Weltbild der Physik wieder vereinheitlichen, das zersprungen ist, seit die Wissenschaftler begonnen haben, die Geheimnisse des Atoms zu enträtseln.

Bevor die Physiker anfingen, sich mit den Vorgängen im Innern der bis dahin für unteilbar gehaltenen kleinsten Materieteilchen, der Atome, zu befassen, hatte die Physik fest mit der Unantastbarkeit einiger Axiome – nicht zu beweisender Grundvoraussetzungen – gerechnet. Eines dieser Axiome war zum Beispiel das Kausalitätsprinzip: die Voraussetzung, daß bestimmte Ursachen unter bestimmten Umständen stets zu gleichen Wirkungen führen.

Das einheitliche Denkgebäude der Naturwissenschaft wurde jedoch zu Beginn dieses Jahrhunderts durch neue Theorien, aber auch durch die Ergebnisse experimenteller Forschung erschüttert. Einstein postulierte in seiner „Relativitätstheorie“, daß Raum und Zeit nichts Absolutes seien; Max Planck stellte in seiner „Quantentheorie“ die Behauptung auf, Naturprozesse vollzögen sich nicht stetig, sondern in Sprüngen; Werner Heisenberg wies in seiner „Theorie der Unschärfe-Relation“ nach, daß die bekannten Gesetze von Ursache und Wirkung im Mikrokosmos nicht mehr festzustellen seien: Eine Anzahl kleinster Teilchen verhalte sich unter gleicher Einwirkung nicht gleichartig; ihre Reaktion sei nicht im voraus zu bestimmen, sondern nur nach den Gesetzen statistischer Wahrscheinlichkeit zu berechnen.

Als es den Experimentalphysikern gelungen war, Atomkerne in noch kleinere Einheiten – in sogenannte Elementarteilchen – aufzusplittern, hatte sich gezeigt, daß die Ergebnisse der Experimente mit den vorhandenen naturwissenschaftlichen Theorien nicht mehr übereinstimmten. Seitdem versuchten die Theoretiker auf dem Papier vergebens, ihre experimentierenden Kollegen wieder einzuholen und die Ergebnisse der experimentellen Kernforschung in mathematischen Gleichungen einzufangen. Alle diese Versuche schlugen bisher fehl oder führten zu völlig widersinnigen Behauptungen – etwa zu der, daß die Masse und die elektrische Ladung jedes Atombausteins unendlich groß seien.

Das Dilemma zwischen den Resultaten der experimentierenden Physiker und den Bemühungen der Theoretiker wurde immer größer, weil alle Versuche die Struktur eines Atomkerns – etwa durch gedankliche Vergrößerung – anschaulich zu machen, zu Verfälschungen führten.

Um der Gefahr der Verfälschung zu entgehen, hatte Professor Heisenberg bereits vor mehr als dreißig Jahren vorgeschlagen, Elementarteilchen, „die ihrem Wesen nach keine materiellen Gebilde in Zeit und Raum zu sein scheinen“, durch mathematische Symbole zu ersetzen. Der Theoretiker Heisenberg versprach sich

von diesem Kunstgriff, daß nun „die Naturgesetze eine besonders einfache Gestalt annehmen“ könnten.

Auf diese „besonders einfache Gestalt“ war aber nur solange zu hoffen, als an der Theorie festgehalten werden konnte, die Atomkerne bestünden aus wenigen, leicht überschaubaren Elementarteilchen – etwa aus dem Proton und dem Neutron. Diese Hoffnung zerschlug sich, sobald die Experimentatoren mit Hilfe ihrer Atomzertrümmerungs-Geräte immer neue Kernbausteine entdeckten. Die Naturgesetze verloren ihre scheinbar „besonders einfache Form“ vollends, als der japanische Physiker Hideki Yukawa im Jahre 1935 prophezeite, daß zum Atomkern auch kurzlebige Elementarteilchen, die sogenannten „Mesonen“, gehören. Tatsächlich wurde die Existenz solcher „Mesonen“, die nur etwa eine zweimillionstel Sekunde existieren, in den darauffolgenden Jahren experimentell nachgewiesen.

Während die Theoretiker einen vergeblichen Anlauf nach dem anderen unternahmen, um die theoretische Physik mit der Experimentalphysik wiederzuvereinigen, machte die praktische Auswertung der Laboratoriums-Ergebnisse die für Militärs glücklichsten Fortschritte. Das Fazit dieser Situation ist, daß zwar einige Staaten wirkungsvolle Kernwaffen zu produzieren vermögen, daß aber andererseits die Atomforscher bis heute nicht exakt voraussagen können, welche Kernprozesse sich bei der Explosion von Atom- und Wasserstoffbomben abspielen. Die Physiker blieben darauf angewiesen, aus der Erfahrung gewonnene, grobe Überschlagsformeln anzuwenden, um die Ergebnisse ihrer Experimente näherungsweise vorauszubestimmen.

Unabhängig von den bemerkenswerten Fortschritten der Waffentechnik bemühten sich die theoretischen Physiker aber weiter, die ihnen von den Experimentatoren gelieferten Materialien und Resultate zu einer einheitlichen „Theorie der Elementarteilchen“ zu verarbeiten, die der Physik die verlorene Einheitlichkeit zurückgeben könnte.

Den ehrgeizigsten Plan dieser Art hat in seinen letzten Lebensjahren der 1955 gestorbene Relativitäts-Theoretiker Einstein vorangetrieben. In seinem Institut in der amerikanischen Universitätsstadt Princeton beschäftigte sich Einstein damit, ein System von Formeln aufzustellen, das gemeinsam für sämtliche physikalischen Erscheinungen verbindlich sein sollte. Einstein verband die beiden Grundkräfte des Universums – die Schwerkraft (Gravitation) und den Elektromagnetismus – in einer Kette von Formeln, der er den Namen „Einheitliche Feldtheorie“ gab. Diese Theorie, so hoffte er, decke in ihren Gleichungen die Kräfte des gesamten Weltgefüges.

Die meisten Physiker hielten jedoch Einsteins Arbeit von vornherein für aussichtslos, weil der Begründer der Relativitätstheorie einige bereits bewiesene physikalische Thesen, zum Beispiel aus der Quantentheorie, bewußt nicht berücksichtigt hat. Sein Mißerfolg schien die Prophezeiung des Schweizer Atomphysikers Professor Wolfgang Pauli zu bestätigen, die gesuchte Universalformel werde wohl niemals „durch Denken aus dem hohlen Bauch“ gefunden werden.

Einsteins Niederlage hinderte andere theoretische Physiker freilich nicht an eigenen Versuchen, die „Grundgleichung der Materie“ zu formulieren: Die Prominentesten unter ihnen waren der deutsche Nobelpreisträger Max Born und der britische Astrophysiker Sir Arthur Eddington.

Auch Werner Heisenberg hat sich seit Jahrzehnten an dieser theoretischen Arbeit beteiligt. Noch in den letzten Kriegsjahren – er war damals Leiter des deutschen Uran-Projekts in Berlin – veröffentlichte er eine Theorie, deren Kernstück aus der These bestand, es müsse eine neue Naturkonstante in die theoretische Physik eingeführt werden: die Elementarlänge. Diese Theorie baute Heisenberg weiter aus, als er im Jahr 1946 nach seiner Entlassung aus britischer Gefangenschaft die Leitung des neuen „Max-Planck-Instituts für Physik“ in Göttingen übernahm.

Auf der schon damals postulierten Naturkonstante, der Elementarlänge, basiert auch die neue Formel, die Heisenberg am vorletzten Montag an die Wandtafel schrieb. Die Formel verarbeitet insgesamt drei solcher „Naturkonstanten“ – das sind unveränderliche Meßgrößen, die aus der Beobachtung der Natur entnommen sind. Eine von ihnen ist die Lichtgeschwindigkeit – sie beträgt 300 000 Kilometer in der Sekunde –, die zweite ist das von Planck eingeführte „Wirkungsquantum“, die dritte jene von Heisenberg eingeführte „konstante kleinste Länge“, die in billionstel Millimeter gemessen wird.

Heisenberg und seine Mitarbeiter versuchen jetzt, die Gleichung, wenn auch nicht exakt für jeden Einzelfall, so doch wenigstens näherungsweise aufzulösen. Die Göttinger Physiker berechneten beispielsweise mit Hilfe der Heisenberg-Formel, wie groß die elektrische Ladung bestimmter Atomteilchen ist. Derartige Werte sind experimentell bis auf viele Dezimalstellen genau ermittelt. Wenn die aus Experimenten gewonnenen Erfahrungswerte mit den Lösungen der Heisenberg-Gleichung übereinstimmten, wäre das ein Beweis für die Brauchbarkeit der neuen Universaltheorie.

Die ersten Berechnungen ergaben immerhin eine gewisse Übereinstimmung, doch weichen die Rechenergebnisse bereits in der ersten Stelle hinter dem Komma von den Experimentalwerten ab.

Die mathematisch exakte, komplette Lösung von Heisenbergs Gleichung überfordert die Rechenkünste der Wissenschaftler vorläufig noch erheblich. Heisenberg schätzt, daß es mindestens fünf Jahre wissenschaftlicher Arbeit bedarf, ehe mit Sicherheit entschieden ist, ob die Formel stimmt; andere Fachleute beurteilen die Theorie noch zurückhaltender.

Immerhin zeigte sich der Physikprofessor Lew Landau, ein führender Sowjet-Wissenschaftler, von Heisenbergs Zauberformel höflich beeindruckt. Drei Tage nach dem Montags-Colloquium erklärte er in Moskau: „Heisenbergs Theorie zeichnet sich durch außerordentlichen Ideenreichtum aus.“

Die Fachkollegen Heisenbergs warten unterdessen auf das Urteil des Schweizer Professors Pauli. Der Züricher Nobelpreisträger Pauli ist so etwas wie ein Papst der theoretischen Physik: Er gilt in der Familie der Atomforscher als oberste Instanz für wissenschaftliche Streitfragen. Vielen Physikern schien es deshalb bedeutsam, daß Professor Heisenberg in seinem Montags-Colloquium beiläufig erwähnte, Professor Pauli sei an der Formulierung der Fundamental-Gleichung beteiligt.

Professor Pauli, der sich zur Zeit als Gast der Kalifornischen Universität in Amerika aufhält, antwortete inzwischen auf die Frage, ob Heisenbergs neue Gleichung die gesuchte Fundamentalformel sei, telegraphisch: „Frage noch nicht reif zur Entscheidung.“

[1] In dem Juni-Heft der *Physikalischen Blätter* war unter dem Titel „Grundgleichung der Materie“ ein kurzer Hinweis auf den Göttinger Vortrag und die erfolgten Pressemitteilungen erschienen. Weiter heißt es (dort auf S. 238f.): Wenige Tage später übergab Heisenberg der Presse folgende Mitteilung, durch die er die Behauptung, eine neue Formel gefunden zu haben, die die Struktur der kleinsten Teilchen der Materie und damit der Materie selbst beschreiben soll, auf das richtige Maß reduzierte: „Im Hinblick auf viele Nachrichten, die mir zum Teil mißverständlich und weit übertrieben erscheinen, liegt mir daran, Folgendes festzustellen: Mein Vortrag vor dem Göttinger Kolloquium berichtete über einen Vorschlag zur Theorie der Elementarteilchen, dessen Richtigkeit erst durch die Forschung der nächsten Jahre nachgeprüft werden kann. Dieser Vorschlag stammt von Prof. Wolfgang Pauli (Zürich) wie von mir und wird von uns beiden in einer wissenschaftlichen Zeitschrift gemeinsam veröffentlicht werden. Er beruht auf der Vorarbeit, die seit einigen Jahren am Göttinger Max-Planck-Institut für Physik unter Mitwirkung verschiedener in- und ausländischer Physiker durchgeführt worden ist.“ – In dem gleichen Heft der *Physikalischen Blätter* folgte dann noch ein ausführlicherer Bericht über „Heisenbergs ‚Weltformel‘“, den *ein Teilnehmer* des Kolloquiums dem Herausgeber zur Verfügung gestellt hatte.

[2] Eine ähnliche Bemerkung über Eddington machte Einstein einst am 6. Januar 1922 in einem Schreiben an Hermann Weyl: „Bei den Eddingtonschen Ausführungen geht es mir wie bei der Mieschen Theorie: es ist ein schöner Rahmen, bei dem man absolut nicht sieht, wie er ausgefüllt werden könnte.“ Pauli war später mit Weyl gut befreundet und könnte durch ihn von Einsteins Äußerung gehört haben.

[3] Vgl. z. B. den kritischen Artikel über die String-Theorie im *American Scientist* von Peter Woit (2002).

[4] E. Schücking danke ich für den Hinweis auf diesen Aufsatz.

## [2895] Pauli an Weisskopf

Berkeley, 27. Februar 1958

Lieber Weisskopf!

Vielen Dank für Ihren Brief vom 24. Februar.[1]

Mit dem neuen Programm für die theoretische Sitzung der „Rochester Konferenz“ bin ich sehr einverstanden. Habe es auch gleich Källén geschrieben.[2]

Der letzte Stand meiner Korrespondenz mit Heisenberg war der, daß ich ihm letzte Woche noch einige Kritik geschrieben und hinzugefügt habe, er solle diese mit verarbeiten und dann, ohne weitere Rückfrage bei mir, preprints an die Physiker schicken (noch nicht zur Publikation bestimmt). Wenn Sie noch keine preprints bekommen haben, müssen diese nun bald eintreffen.

Von der Tamm-Dancoffmethode distanziere ich mich ausdrücklich. Diese wird von Heisenberg und Mitter weiter angewendet werden, ohne meinen Namen.[3]

Einige der Fragen, die in meinem letzten Brief erwähnt wurden, konnten inzwischen einigermaßen erledigt werden. Heisenberg und Gürsey haben unabhängig einiges Vernünftige zum „Spiegelproblem“ gesagt. Mir war dabei übrigens Schwingers Arbeit (vom letzten November)[4] sehr nützlich. Unsere Auffassung von Neutrinos und $\mu$-Teilchen ist jedoch anders.

Wenn man, wie ich, logarithmische Singularitäten der Vakuumerwartungswerte auf dem Lichtkegel ablehnt und dort volle Regularität verlangt[5] – was mir bei einer indefiniten Metrik konsequent erscheint – ist die Lagrangefunktion (im wesentlichen) *eindeutig* bestimmt.* Ich diskutiere diese Fragen nun weiter (brieflich) mit Gürsey.

Dieser hat einen interessanten Konkurrenz-Formalismus erfunden, bei welchem das Vakuum einfach ist und die Neutrinos die strangeness produzieren. (Viele mögen das auch nicht, aber mir gefällt es ganz gut.)

---

Heisenbergs Radioreklame[6] ist nur sehr gedämpft bis zu mir nach dem Westen gedrungen. Von der Reuter-Agency rief mich jemand aus New York an, der nur aus mir herausgebracht hat „this is indeed an interesting line of research".[7] Heisenberg scheint als Mischung von Einstein, Faust und Nietzsches Übermensch geschildert worden zu sein, der die Geheimnisse des Kosmos nun definitiv verstanden hat. Seine intimeren Freunde werden wohl *nicht* durch diese Charakterisierung überrascht sein.

---

But I wish to take it more easy. Bitte den als Appendix beigefügten Kommentar unter Physikern zu *verbreiten* (eventuell auch in England und in Princeton) und auch Heisenberg in Genf damit zu begrüßen.

Viele herzliche Grüße an Sie beide von Franca und mir

Stets Ihr W. Pauli

[1] Vgl. den Briefauszug [2885].
[2] Vgl. den voranstehenden Brief [2894].
[3] Diese Vereinbarung hatten Pauli und Heisenberg in ihren Briefen [2861 und 2871] getroffen.
[4] Schwinger (1957).
[5] Vgl. hierzu insbesondere auch die Anlage zum Brief [2883].
* Heisenberg macht hierzu folgende sich selbst widersprechende Aussage: man kann $L_{\text{interaction}}$ ($\equiv L_{\text{int}}$) auch durch eine *willkürliche* Funktion $f(L_{\text{int}})$ ersetzen; „aber auf das Vorzeichen von $L_{\text{int}}$ kommt es an". Fragen Sie ihn selbst!
[6] Siehe hierzu den Kommentar zum Brief [2817].
[7] Siehe hierzu Schücking (2001).

## [2896] Heisenberg an Pauli

Göttingen, 27. Februar 1958[1]

Lieber Pauli!

Unsere Arbeit[2] habe ich heute verschickt. Du bekommst mit der gleichen Post 10 Exemplare der Neufassung von S. 6, und ich bitte Dich, diese anstelle der früheren S. 6 einzufügen. Auch bekommst Du noch eine Liste der Physiker, an die der preprint verschickt worden ist.[3]

Damit sind wir einen Schritt weiter, und ich möchte für das weitere Vorgehen folgendes vorschlagen. Ich glaube schon jetzt, den Absatz 3 sehr wesentlich verbessern zu können, indem ich das Wechselspiel von Verdoppelung und Symmetrieverminderung viel präziser schildere. Insbesondere glaube ich, jetzt genau die Rolle der Teilchen der Ruhmasse 0 zu verstehen. Außerdem möchte ich meine Auffassung des Spiegelweltproblems, falls Du damit einverstanden bist, aufnehmen. Schließlich haben Dürr und Yamazaki die ˆ-Konjugation noch weiter klären können. Ich möchte davon folgendes erwähnen: Die Behauptung,

daß $\psi^\dagger$ „ganz unabhängig von $\psi$“ sei, ist schon ganz früh widerlegt worden, als Dirac versuchte, die Protonen als die „Löcher“ der Elektronen zu identifizieren. Das ging *nicht*, $\psi^\dagger$ gehört eben zwangsläufig zur *gleichen* Masse. Nun wird aber durch Deine Transformation die †-Konjugation etwas „entwertet“, da sie nicht mehr vom Proton zum Antiproton, sondern vom Proton zum *Neutron* führt. Man braucht also eine neue Konjugationsoperation, die vom Proton zum Antiproton führt. Das ist jetzt bei uns die Operation $\hat{}^\dagger$. Dürr hat noch genauer im Gürsey-Formalismus aufgeschrieben, was diese Operation dort bedeutet. (Leider habe ich vergessen, in die Arbeit die Beziehung $\hat{\hat{\psi}} = \psi$ aufzunehmen, die wir jetzt sicher wissen.)

Schließlich könnte ich in unser Manuskript noch eine Bemerkung über die *Ergebnisse* der Tamm-Dancoff-Näherung einfügen, die dann von Mitter, Schlieder und mir publiziert wird. Diese Rechnungen haben sich noch ein wenig geändert durch Korrektur von Rechenfehlern und dergleichen, sie sind aber jetzt im wesentlichen abgeschlossen. Ich muß morgen früh nochmals unsere elektrischen Rechenmaschinen[4] einspannen und kann Dir dann den hoffentlich endgültigen Zahlwert für das Massenverhältnis Proton-$\pi$-Meson schreiben. Aber diese ‚Vorschau‘ kann auch ruhig aus unserer Arbeit fortbleiben, wenn es Dir lieber ist.

Im ganzen schlage ich vor, daß ich Dir in etwa 8 Tagen ein nochmal erheblich verbessertes Exemplar unserer Arbeit als Entwurf für den Druck schicke. Ich bitte Dich dann, der Arbeit die *endgültige* Fassung zu geben und sie mir in einer Form wiederzuschicken, in der ich sie an die Zeitschrift schicken kann, sofern ich nicht selbst noch wesentliche Änderungen wünsche. (Auf einige Wochen kommt es mir nicht an.) Ich will am 10. März zur Erholung nach Ischia fahren (Adresse: Porto d’Ischia bei Neapel, c. o. Prof. Buchner, Casa Buchner)[5] und dort nicht allzuviel arbeiten – mit dem Aufschreiben der Tamm-Dancoff-Näherung habe ich schon genug zu tun.

Vielleicht schicke ich Dir noch einige Notizen von Dürr zum $\hat{}$-Formalismus.[6] Ich bin jetzt doch sehr froh, daß wir das „Dach“ in unsere Arbeit aufgenommen haben. Für das praktische Berechnen der Eigenwerte ist es offensichtlich bequem, und außerdem wäre es doch ziemlich verrückt, wenn man keine Konjugationsoperation mehr hätte, die vom Teilchen zum Antiteilchen führt.

28. Februar 1958

Eben bekomme ich die Ergebnisse der numerischen Auswertung der Bosonengleichung mit der Rechenmaschine. Für das Massenverhältnis Proton-$\pi$-Meson ergibt sich 6,62.[7] Das stimmt so unanständig gut mit der Erfahrung, daß man kaum wagen kann, es zu publizieren. Die Methode ist sicher nicht so gut wie das Ergebnis. Ich hätte mit 20% Fehler gerechnet. Immerhin, es wird Tag in der Theorie der Elementarteilchen!

Am Montag habe ich im Physikalischen Kolloquium über unsere Arbeit vorgetragen.[8] Leider kam davon etwas in die Zeitung, natürlich in furchtbar dummer Form.[9]

Also in 8 Tagen bekommst Du das verbesserte Manuskript.

Viele Grüße! Dein W. Heisenberg

[1] Zusatz von Pauli: „Erhalten und beantwortet 3. III."
[2] Es handelte sich offenbar um die (durch die neu eingefügte S. 6 ergänzte) „2nd edition" von Heisenberg und Pauli (1958f), von der auch eine Kopie im *Pauli-Nachlaß* 1/54-70 aufbewahrt wird.
[3] Siehe die Anlage zum Brief [2901].
[4] Das Göttinger *Max-Planck-Institut für Physik* hatte unter der Leitung von H. Billing eine Arbeitsgruppe *Numerische Rechenmaschinen* eingerichtet, die sich mit dem Bau und der Nutzung elektronischer Rechenmaschinen befaßte. Eine dieser Maschinen (G 2) war „im Februar 1958 zum erstenmal probeweise zum Rechnen eingesetzt" worden. „Eine noch wesentlich schnellere und auf größere Leistung berechnete Rechenmaschine G 3" befand sich noch im Entwicklungsstadium. {Vgl. den Bericht in *Die Naturwissenschaften* **45**, 610 (1958) und Heisenbergs Festvortrag (1960, S. 329) zur Einweihung des neuen Münchener Institutes.}
[5] Dort hatte Heisenberg auch schon im April 1955 seinen Urlaub verbracht (vgl. Band **IV**/3, S. 194).
[6] Vgl. Dürr (1958).
[7] Dieses erste Rechenergebnis erwies sich tatsächlich später als falsch (vgl. den Brief [2908]).
[8] Dieser von Friedrich Hund erbetene Kolloquiumsvortrag über die „Weltformel", der dann zu reklamehaften Darstellungen in der Presse führte (vgl. u. a. die Briefe [2904, 2906 und 2908]), hatte am 24. Februar stattgefunden.
[9] Im Maiheft der *Physikalischen Blätter* **14**, 238 (1958) erschien folgender Bericht: „Nach Pressemitteilungen machte Prof. Heisenberg im Physikalischen Kolloquium der Universität Göttingen die Mitteilung, daß eine Gleichung ermittelt worden sei, die erstmalig eine befriedigende Theorie der Elementarteilchen in den Bereich der Möglichkeiten rücke. Die Presse bemerkte dazu, daß aus diesen theoretischen Arbeiten möglicherweie die ‚gesamte Physik abzuleiten sei'. Das alte Einsteinsche Programm einer einheitlichen Feldtheorie der Physik sei in greifbare Nähe gerückt. Allerdings hätte Heisenberg betont, daß der endgültige Nachweis der Richtigkeit dieser Formel im jetzigen Stadium der Forschungen noch nicht erbracht sei. Am Schluß seines Vortrages habe er in humorvoller Form gesagt: Leibniz hat die Welt als die beste aller möglichen Welten bezeichnet. Er selbst sei nicht ganz sicher, ob man das sagen könne, aber es sehe so aus, als sei sie möglicherweise die einfachste aller Welten."

## [2897] Pauli an Gamow

Berkeley, 1. März 1958
[Fragment]

Dear Gamow!

Thanks for your letter of February 24.[1] The stuff of Heisenberg and me is, as I believe, only so complicated for the reason, that we both have not yet understood it sufficiently. (There is no ‚paper' yet; but some other preprint, nor yet determined for publication, may be sent to physicists soon, to satisfy their curiosity and to prevent wild rumors.) In this sense you find enclosed my comment on Heisenberg's radio advertisement.* (Please don't publish it in the press, but please do show it to other physicists and make it popular among them.)[2]

But today – it is Saturday afternoon – I want to talk a little bit on *biology*. Following your advise I saw R. Williams[3] who was very kind, showed me many photos, gave me 3 reprints and talked with me on icosahedrons and also on the basic assumption of biology in general.

With the latter I have some difficulties. The orthodox „neo-darwinists" (like for instance, Muller)[4] use the word „chance" by applying it to single events without connection with probability, calculus, in a way which is entirely synonymous with „miracle". (What else, means it to say „life has been generated by a *chance-combination*" than: nobody knows the causes for this single event?)

The more general problem behind it is the problem of *time-scale* in the evolution. The „orthodox view“ is „random mutation“ (= chance) + „natural selection“ (= chance) as sufficient to explain the whole evolution. (N. B. The fashionable population-statistics always remain with *one* species.)

This „philosophy“ seems to me as going very far beyond that which is empirically known. And nobody gives any explanation for the occurences within a given time of any event, which is important in evolution (as for instance, that a reptile gets feathers).

Now, I heard from Williams that Wigner also has some troubles with the time-scale of the evolution.[5] *Do you know something about it?*

Williams himself is in no way „orthodox“ in this question (the neo-darwinistic „philosophy“ involved has, considered historically, very different roots), he is merely an empiricist. (So is our geneticist Hadorn in Zürich, who tells the students …)[6]

…

## Anlage zum Brief [2897]

*Comment to Heisenberg's Radio-advertisement*[7]

This is to show the world, that I can paint like Tizian:



Only technical details are missing. W. Pauli

[1] Dieser Brief von Gamow ist nicht erhalten.

* Hier steht eine unleserliche Anmerkung von Pauli, die sich offenbar auf die „nur in gedämpfter Form bis zu mir nach dem Westen gedrungene“ *Radioreklame* von Heisenberg bezieht (vgl. die Briefe [2901 und 2906]): „Here in the West is …“

[2] Siehe die Anlage zum Brief [2897].
[3] Es handelte sich um den Biochemiker Robley C. Williams vom *The Virus Laboratory* der *University of California* in Berkeley, dessen hier genannte Sonderdrucke sich auch im *Pauli-Nachlaß* 6/186-188 befinden.
[4] Siehe hierzu Paulis Ausführungen im Band **IV**/2, S. 788f. und **IV**/3, S. 105 und 210.
[5] Siehe hierzu Wigners Aufsatz (1970) „Physics and the explanation of life".
[6] Hier bricht das Schreiben ab.
[7] Dieses *cartoon* verschickte Pauli auch noch an zahlreiche weitere Personen und Institutionen (vgl. die Briefe [2900, 2907, 2912, 2931 und 2941]).

## [2898] Pauli an Gürsey

Berkeley, 1. März 1958

Dear Dr. Gürsey!

Yesterday a group of theoreticians discussed with me your letter of February 22nd.[1]

We had some difficulty to understand $I_3$ (rather than $\frac{1}{2}t_3$) as the 3rd component of the isospin, because in this case there must exist also operators $I_1$, $I_2$ which, together with $I_3$ generate the 3-dimensional iso-rotation group (for instance $\Sigma_{-1}$, $\Sigma_0$, $\Sigma_1$ is an isotriplet belonging to an absolute value 1 of the isospin).

Moreover, the electron $\varepsilon_+$, $\varepsilon_-$ and $\nu$ is widely separated in your scheme. Bludman proposed an alternative scheme, with $\varepsilon_+$, $\varepsilon_-$, $\nu$ an isotriplet $|I| = 1$, and $\nu$ a Majorana-neutrino.

But the main problem is the Lagrangian and the commutation relations.

All good wishes

Sincerely yours W. Pauli

[1] Vgl. den Brief [2881]. Unter den Physikern, mit denen Pauli hier diskutierte, befanden sich außer Sidney Bludman und Robert James Riddell auch noch Henry Stapp, der später nach Zürich kommen wollte. (Vgl. hierzu die Bemerkungen in den Briefen [2944] und [2996] und den Kommentar auf S. 1115.)

## [2899] Pauli an Heisenberg

Berkeley, 1. März 1958

Lieber Heisenberg!

Es beginnt nun Gürseys Konkurrenz zu Dürr: anbei seine Ansätze zu einem Formalismus,[1] wo das Neutrino ($I_3 = 0$) die strangeness produziert und dafür das Vakuum einfach bleibt.[2]

Über das Spiegelproblem kommt er zu ähnlichen Ansichten wie Du; doch glaube ich, daß seine Auffassung des $\mu^+$-Teilchens als „Spiegel" von $\varepsilon^-$ (wobei er Schwinger folgt) nicht haltbar ist. Wir haben hier in Berkeley auch Schwierigkeiten mit seiner Unterscheidung von $I_3$ und $\frac{1}{2}t_3$. – Wo bleibt bei Gürsey das zu $I_3$ gehörige $I_1$, $I_2$ der Iso-Rotationsgruppe? ($\Sigma_0, \Sigma_1$, $\Sigma_{-1}$ ist ja z. B. in Wirklichkeit ein Isotriplet.)

Gürsey würde sich sicher freuen, wenn Du (oder Dürr) ihm direkt Eure Meinung schreiben würdet (nach Brookhaven-National Laboratories, Upton, Long Island, New York).

Über Lagrangefunktion und Kommut[ations]-Relationen diskutiere ich inzwischen mit ihm weiter.

Viele Grüße Dein W. Pauli[3]

[1] Pauli sandte die bereits in seinem Schreiben [2893] an Gürsey angekündigte Abschrift des Briefes [2881] an Heisenberg.
[2] Zusatz von Pauli: „Elektron $\varepsilon_{\pm}$ und $\nu$ werden dadurch stark auseinandergerissen!"
[3] Zusammen mit diesem Brief war ein Auszug aus Gürseys Brief [2913] abgelegt, den Pauli auch an Wu (vgl. den Brief [2926]) schickte.

## [2900] Pauli an Panofsky

Berkeley, 1. März 1958

Lieber Freund Panofsky!

Herzlichen Dank für Ihren Brief.[1] I am *delighted* to see you in Berkeley. Bitte schreiben Sie mir rechtzeitig das Datum (oder lassen Sie mir eine Einladung durch das mir sonst fremde Art-Department schicken), damit ja keine Kollision mit etwas anderem eintritt.

Inzwischen eine kleine Beilage für die Physiker des Institutes.[2] Sie sollen es irgendwo an einem schwarzen Brett anschlagen.

Inzwischen viele Grüße von Haus zu Haus

Stets Ihr W. Pauli

[1] Dieser Brief liegt nicht vor.
[2] Offenbar schickte ihm Pauli eine weitere Ausfertigung seines *Comment to Heisenberg's Radio-advertisement* (vgl. die Anlage zum Brief [2897]).

## [2901] Pauli an Heisenberg

Berkeley, 3. März 1958
[1. Brief]

Lieber Heisenberg!

Heute kamen Deine Briefe vom 25. und 27. (mit Zusatz vom 28.)[1] sowie auch die Liste der Empfänger des preprint (mit at random verteilten Dr. und Professorentiteln).[2] Die 10 Exemplare sind noch nicht hier, die kommen wahrscheinlich heute nachmittag oder morgen.

Dein Brief vom 25. über den Dach-Formalismus ist sehr illuminating und ich bin nun *sehr froh*, daß er stehengeblieben ist!

Ich hatte nämlich einige Schwierigkeit eben mit dem Massenglied, *wenn* ich $\hat{\psi}$ ganz weglasse: Schon die Erhaltung von $l_N$ mod. 4 verlangt eine $\gamma_5$-Invarianz,

diese aber eine Verdoppelung der Dirac-Gleichung gemäß

$$\left(\gamma\frac{\partial}{\partial x}+m\right)\chi=0 \text{ und } \left(\gamma\frac{\partial}{\partial x}-m\right)\hat{\chi}=0.$$

Ich schreibe hier vorsichtshalber $\chi, \hat{\chi}$, da ich nicht sicher weiß, ob das diejenigen Spinoren sind, die durch Anwendung der $\psi, \psi^\dagger, \hat{\psi}, \hat{\psi}^\dagger$ auf das Vakuum entstehen. (Du hattest ja schon ganz früh Spinoren, die nicht der gewöhnlichen Dirac-Gleichung genügen; die dieser genügenden Spinoren mußte man erst durch weitere Gürsey-artige Transformationen gewinnen.) Könntest Du mir kurz schreiben, wie es sich bei der jetzigen Fassung des $\hat{}$-Formalismus damit verhält? (Eventuell beauftrage, bitte, Dürr, mir Details zu schreiben.)

Die Sache ist mir aus zwei Gründen wichtig, a) weil Källén immer noch auf seinem alten Einwand (betreffend $\Lambda_0$) herumreitet, der sich ja auf die $\gamma_5$-Invarianz bezieht, aber vor allem auch b), weil ich glaube, daß in dem Formalismus von *Gürsey* an dieser Stelle *wirklich eine Schwierigkeit entsteht!* Ich habe ihm in diesem Sinne geschrieben. Er will ja Massen und außerdem eine weitgehende $\gamma_5$-Invarianz.

Du schriebst aber etwas über Modifikation der Gleichung (22)[3] mit $\frac{1\pm\gamma_5}{2}$. Wie ist es jetzt damit? (Steht vielleicht in den 10 Kopien?) Der Faktor $\frac{1-\gamma_5}{2}$ stört ja immer die $\gamma_5$-Invarianz.

Das allgemeine Problem des Zusammenhanges von Verdoppelung und Konjugation interessiert mich sehr.

Aus Deinem 2. Brief sehe ich, daß $\hat{}^\dagger$ auch bei Mitberücksichtigung der elektromagnetischen Kräfte zur gleichen Masse führen soll, während das bei $\hat{}$ und $^\dagger$ einzeln nur in der unelektrischen Näherung der Fall ist. Habe ich das richtig verstanden? (Vielleicht kann mir Dürr darüber schreiben; falls er an Gürsey schreibt, soll er mir, bitte, eine Kopie schicken.)

Hier ist ein Schwinger-Jünger namens Rodberg,[4] der mir erklärte, daß im Formalismus von Schwinger keinerlei *Notwendigkeit* für die Existenz eines Antiprotons besteht (allerdings ist die *Möglichkeit* für dieses vorhanden).

Den Passus über die Bestimmung der $S_F$-Funktion auf p. 15 habe ich nun besser verstanden.

Zu $S_F(0)=0$. Es fragt sich nur: ist das eine „Renormierung“ oder eine erste Gleichung? Ich möchte das letztere.

---

Zur Formulierung der für die Publikation bestimmten Fassung: Auf Deine Neufassung des Absatzes 3 bin ich also sehr gespannt.

Die Teilchen der Ruhmasse 0 sind wesentlich. Aber es hängt nicht alles *nur* an der Ruhmasse 0.

Das ist das Problem, warum auch die Leptonen *mit* Ruhmasse *wie* $\mu$ *keine starke Wechselwirkung haben*. Zum Beispiel: warum erzeugen $\pi$-Mesonen *nicht* $\mu^+$ und $\mu^-$-Paare in *starker* Wechselwirkung? Kannst Du etwas darüber sagen?[5]

Was die Tamm-Dancoffmethode betrifft, so wäre ich Dir sehr verbunden, wenn auch über *deren Resultate nichts* in *unserem* Manuskript stehen würde!

(Nichts hindert Dich, darüber mit Mitarbeitern einen ‚Extra-Letter' zu publizieren.)

Wenn Du dagegen Deine Auffassung des Spiegelproblems mit aufnimmst, bin ich sehr einverstanden.

*Die Yang-Fermi-Arbeit*[6] *werde ich nachlesen.*

---

*P. S.* Ich glaube jetzt, daß die ˆ-Konjugation auch den Sinn dessen wiedergibt, was ich früher die „antisymmetrische Metrik" genannt habe: es gibt eben noch ein Vektorprodukt im Hilbertraum neben dem Skalarprodukt.

Daß ich über die Radioreklame für Dich (die übrigens nur in gedämpfter Form bis zu mir nach dem Westen gedrungen ist) viel Witze mache, kannst Du Dir ja vorstellen![7]

Schreibe mir, bitte, wann Du von Ischia wieder zurückkommst.[8] Bis dahin sollte ich eine zum Druck fertige Fassung wohl zustande bringen.

Viele Grüße Dein W. Pauli

## Anlage zum Brief [2901]

[Maschinenschrift]

*Verteilerliste*[9]

*On the Isospingroup in the Theory of the Elementary Particles*

by W. Heisenberg and W. Pauli

Dr. R. Ascoli, Torino
Prof. F. J. Belinfante, Lafayette
Prof. H. A. Bethe, Ithaca
Dr. H. J. Bhabha, Bombay
Prof. K. Bleuler, Neuchâtel
Prof. Dr. F. Bopp, München
Prof. D. I. Blochinzew, Moskau
Prof. Dr. G. Breit, New Haven
Dr. G. F. Chew, Berkeley
Dr. M. Cini, Torino
Dr. P. A. M. Dirac, Cambridge
Prof. F. J. Dyson, Princeton
Dr. S. F. Edwards, Birmingham
Dr. B. d'Espagnat, Genf
Dr. E. Feenberg, St. Louis
Dr. D. Feldman, Rochester
Dr. B. Ferretti, Genf
Dr. R. P. Feynman, Pasadena
Prof. M. Fierz, Basel
Prof. Dr. K. O. Friedrichs, New York
Dr. M. Gell-Mann, Pasadena
Dr. V. Glaser, Zagreb
Dr. F. Low, Cambridge/Mass.
Dr. P. Mittelstaedt, Genf
Prof. Dr. Chr. Møller, Kopenhagen
Prof. F. E. H. Nevanlinna, Helsinki
Dr. R. Oehme, Princeton
Prof. J. R. Oppenheimer, Princeton
Dr. A. Pais, Princeton
Dr. R. E. Peierls, Birmingham
I. L. Rosental und D. Cernavsky, Moskau[10]
Dr. S. Sakata, Nagoya
Dr. E. E. Salpeter, Ithaka
Prof. Mario Schönberg, São Paulo
Dr. J. Schwinger, Cambridge, Mass.
Prof. Dr. E. C. G. Stückelberg, Genf
Prof. I. Tamm, Moskau
Dr. E. Teller, Livermoore
Prof. Tomonaga, Tokyo
Dr. B. Touschek, Rom
Dr. H. Umezawa, Tokyo
J. D. Walecka, Cambridge, Mass.
Prof. V. F. Weisskopf, Genf
Prof. G. Wentzel, Chicago

Dr. M. L. Goldberger, Chicago
Prof. F. Gürsey, Upton
Dr. O. Hara, Nippon University, Tokyo
Dr. P. W. Higgs, London
Prof. Dr. F. Hund, Göttingen
*International Department*, Moskau
Prof. Dr. H. Jensen, Heidelberg
Dr. Res Jost, Zürich
Dr. G. Källén, Kopenhagen
Dr. F. Kortel, Istanbul
Prof. L. Landau, Moskau
Prof. H. Lehmann, Princeton
Dr. G. C. Wick, Pittsburgh
Prof. A. S. Wightman, Princeton
Dr. E. P. Wigner, Princeton
Prof. H. Yukawa, Kyoto
Dr. W. Zimmermann, Princeton
Dr. B. Zumino, New York
Prof. C. F. von Weizsäcker, Hamburg
Prof. F. Kaschluhn, Moskau
*CERN-Bibliothek*, Genf
Prof. W. G. Holladay, Nashville
Prof. Ludwig, Berlin
I. M. Schmuschkewitsch, Leningrad[11]

[1] Vgl. die Briefe [2889 und 2896].
[2] Siehe die Anlage zum Brief [2901].
[3] Vgl. Heisenberg und Pauli (1958f, S. 8). Wie wir im folgenden Brief [2902] erfahren, hat Heisenberg von einer entsprechenden Änderung dieser Gleichung wieder Abstand genommen.
[4] Leonard S. Rodberg wurde später Physikprofessor am *Department of Physics and Astronomy* der *University of Maryland* in College Park.
[5] Zusatz von Pauli: „Über Aufnahme einer diesbezüglichen Bemerkung in der Arbeit wäre ich froh."
[6] Fermi und Yang (1949).
[7] Vgl. die Anlage zum Brief [2897].
[8] Heisenberg wollte vom 10.–31. März zur Erholung nach Ischia reisen (vgl. den Brief [2909]).
[9] Zusatz von Pauli: „p. 6 to Kroll, Glauber, Schafroth, Salam." Dieser Hinweis bezieht sich auf die geänderte Seite 6 des Manuskriptes (siehe den Brief [2902]).
[10] D. S. Cernavsky und Josif L. Rosental waren Mitglieder des *Physikalisch-Technischen Lebedev-Institutes* der *Akademie der Wissenschaften der USSR* in Moskau. Vgl. hierzu auch Rosentals Vortrag (1993) während der Leipziger Heisenbergfeier vom Dezember 1991.
[11] I. M. Schmuschkewitsch gehörte der *Physikalisch-Technischen Akademie der Wissenschaften* in Leningrad an.

## [2902] Pauli an Heisenberg

Berkeley, 3. März 1958
[Nachmittag]
[2. Brief]

Lieber Heisenberg!

Soeben habe ich die erwarteten 10 Kopien der geänderten p. 6 erhalten. (Dein früherer Wunsch,* die rechte Seite von Gleichung (22) zu ändern, scheint sich also wieder verflüchtigt zu haben.)

Es ist nun nicht mehr unverständlich; es ist nur vieles offen gelassen, besonders auch die Operatoren für $Q$ und $N$.

Es wäre mir angenehm, wenn Dürr[1] mir alles schreiben würde, was er – formal – über die ˆ-Konjugation weiß, insbesondere den Zusammenhang mit dem Vorzeichen der Ruhmasse in der Diracgleichung.

*Wie geht der $\hat{\psi}$ in die unterste Zeile der Tabelle auf p. 13 ein?*[2] *Besteht ein Zusammenhang mit der strangeness?*

(In der endgültigen Publikation soll man *$\nu$ und $\bar{\nu}$ in der Tabelle vertauschen!)*

Nun will ich mit Gürsey weiterarbeiten; ich vermute, daß sich da eine Synthese mit unserem Formalismus ergeben muß. Deshalb ist es mir wichtig, mit Dürr in Kontakt zu kommen; ich möchte lieber Synthese statt Konkurrenz Dürr und Gürsey. Ich sehe schon einiges, was im neuen Formalismus von Gürsey *nicht* stimmen kann. Bin gespannt auf Eure Meinung! Gürsey wird etwa am 20. März bis Ende Mai nach Berkeley kommen; dann kann ich leichter zusammenarbeiten. (Aber Briefe schreiben kann ich schon vorher.)

Einiges wird ja in Deiner Neubearbeitung von Absatz 3 stehen.

Viele Grüße Dein W. Pauli

[Zusatz am oberen Briefrand:] Daß $\psi^\dagger$ zwangsläufig zur selben Masse führen muß, kann ja nicht *mehr* stimmen, wenn die elektrische Massendifferenz von Proton und Neutron berücksichtigt wird!

* Dein Brief [2879] vom 21. Februar. Mein Brief [2887] vom 25. Februar ist damit wohl hinfällig.
[1] Zusatz von Pauli: „bzw. er und Yamazaki"
[2] Pauli bezieht sich auf die auf S. 13 des *Preprints* zusammengestellten Baryon- und Lepton-Quantenzahlen der verschiedenen Elementarteilchen.

## [2903] Pauli an die Niederländische Akademie der Wissenschaften

[Berkeley], 3. März 1958
[Maschinenschriftliche Durchschrift]

Dear Sir,

Please convey my heartiest thanks to the Royal Dutch Academy for having elected me to a foreign member which is of course a very great honour to me.

My privat adress is Bergstraße 35, Zollikon. Please send however all publications to Department of Physics, Swiss Federal Institute of Technology, Gloriastraße 35. Zürich 6.

Sincerely yours, [W. Pauli]

## [2904] Pauli an Enz

Berkeley, 4. März 1958

Lieber Herr Enz!

Dank für Ihren Brief vom 28. mit Post (ich erwarte jedoch weitere Post von Ihnen).

Haben Sie inzwischen von Heisenberg's Radio- und Zeitungsreklame vernommen[1] mit ihm in der Hauptrolle als Über-Einstein, Über-Faust und Über-Mensch? Seine Ruhm- und Publicity-Sucht scheint unersättlich (was will er damit kompensieren?).

Die preprints (noch immer nicht zur Publikation bestimmt) sind ja nun verschickt. Von Källéns Einwänden bin ich im Moment nicht sehr beeindruckt.

There are other things to worry about: warum haben die Leptonen keine starke Wechselwirkung? Z. B., warum erzeugen $\bar{\pi}$-Mesonen nicht $(\mu^+, \mu^-)$-Paare in starker Wechselwirkung?

An den Fragen, die mich interessieren (*nicht*: Tamm-Dancoff-Näherungen) arbeiten in Göttingen Dürr und Yamazaki; ich bin in Kontakt mit Gürsey, der ab 20. März etwa hierher kommt. Es interessiert mich zu sehen, wie weit man kommen wird und wie weit nicht.

Nun noch einige Bemerkungen über ‚solid state'. Über Supraleitung habe ich ein preprint des paper von Bogoljubov (englische Übersetzung)[2] (hat Baltensperger eines?). Ferner gibt es ein preprint Mattis-Bardeen: „Anomalous Skin Effekt in Normal and superconducting Metals"[3] und eines von P. W. Anderson: „Gauge Invariance and the current Theories of Superconductivity".[4] Dieses hoffe ich bald zu lesen. Ich gehe regelmäßig in das solid state Seminar von Kittel,[5] wo gute Leute sind (z. B. Marshall aus England).[6]

Die Zuschrift der Sommerschule in Les Houches[7] schicke ich Ihnen für Interessenten zurück.

Viele Grüße

Stets Ihr W. Pauli

[1] Vgl. hierzu auch Heisenbergs eigene Bemerkung in seinem Brief [2896].

[2] Vgl. Bogoljubov (1958a).

[3] Mattis und Bardeen (1958).

[4] Vgl. die am 27. Januar 1958 eingegangene Abhandlung (1958a) von Anderson sowie die unter Bardeen weitergeführte Untersuchung von Rickayzen (1958).

[5] Dieses von dem seit 1951 in Berkeley an der *University of California* wirkenden Charles Kittel (geb. 1916) veranstaltete Festkörper-Seminar bildete die Grundlage seines späteren Lehrbuches [1964] über die quantentheoretischen Grundlagen der Festkörperphysik.

[6] Es handelte sich um den bei Peierls in Birmingham ausgebildeten Physiker Walter Charles Marshall (geb. 1932), der später die Festkörpergruppe des *Atomic Energy Research Establishment* in Harwell, Berkshire, leitete. Vgl. auch Marshall (1961).

[7] Im Januar 1958 hatte Philippe Nozières in einem Rundschreiben zur Teilnahme an der von der *Université de Grenoble* veranstalteten *École d'été de physique théorique* eingeladen: „J'ai l'honneur de vos informer que la prochaine session de l'École de physique théorique aura lieu aux Houches (Haute Savoie) du 7 Juillet au 29 Août, 1958. Je vous serais reconnaissant de bien vouloire afficher la circulaire ci-jointe et d'indiquer sur l'affiche où les étudiants peuvent se procurer la formule de demande d'admission." Das Programm umfaßte Vorlesungen von N. M. Hugenholtz, B. R. Mottelson, K. A. Brueckner, N. N. Bogoljubov, K. Huang und D. Bohm über das Mehrteilchenproblem in den verschiedensten Gebieten der Physik. – Siehe hierzu auch die im Sommer 2001 im *Bulletin de la société française de physique* zum 50. „Anniversaire de l'École de physique théorique Les Houches" veröffentlichten Vorträge von Cécile Morette-de Witt (2001), Walter Kohn (2001), André Martin (2001) und Pierre Gilles de Gennes (2001).

## [2905] Pauli an Heisenberg

Berkeley, 4. März 1958

Lieber Heisenberg!

Nachdem ich gestern 2 Briefe geschrieben habe,[1] schreibe ich heute (damit er Dich erreicht, solange Du noch in Göttingen bist) über weniger fundamentale

Fragen. Ich verstehe wohl, daß Du nun Ferien brauchst, bin aber ganz damit einverstanden, falls Du – um entlastet zu sein – einen Deiner Mitarbeiter beauftragst, sie zu beantworten. Ich muß aber die Antworten wohl haben, um die für die Publikation der Arbeit bestimmte Fassung aufschreiben zu können (was ich gerne tun will, wenn ich alle Unterlagen von Euch habe).

Während ich *gegen* Aufnahme von Resultaten der Tamm-Dancoff-Näherung in die Arbeit bin, hielt ich es für gut, wenn allgemeine qualitative Züge des Modells (die ja nicht von Näherungsmethoden abhängen) erläutert würden. Insbesondere die *Abwesenheit starker Wechselwirkung bei Leptonen* (siehe meinen letzten Brief).

Ferner scheint mir die unterste Zeile der Tabelle p. 13 noch einige Erläuterungen nötig zu haben:

1. $\Omega$ ist ja zweifach: ist es so, daß aus dem einen Zustand von $\Omega$ die Baryonen $PN\bar{N}\bar{P}$, aus dem anderen die Leptonen $e^{+}\nu\bar{\nu}\bar{e}$ kommen?

2. Ist es so, daß immer ein Zusatz einer *geraden* Zahl von Zuständen die strangeness macht? (So stand es ja in einem alten Brief von Dir.)

Aber bei den K-Teilchen mit Isospin 1/2 steht eine gerade Zahl von $\psi$-Faktoren (natürlich, da der gewöhnliche Spin 0 ist). *Wie kommt* (qualitativ) *hier der Isospin 1/2 durch Anwendung von* $\psi\psi^{\dagger}\psi\psi^{\dagger}$ *auf* $\Omega$ *heraus?*

Wodurch bestimmt sich allgemein, welcher *Iso*spin herauskommt?[2]

(Ich brauche das erstens für die Diskussionen mit Gürsey; zweitens scheint mir unsere Arbeit nicht verständlich, wenn nicht etwas darüber darinsteht. Und mit Tamm-Dancoff-Näherung hat ja diese allgemeine Frage kaum etwas zu tun.)

3. An welchen Stellen ist $\psi$ durch $\hat{\psi}$ zu ersetzen in dieser untersten Zeile der Tabelle? (Siehe meinen letzten Brief.) Das wurde ja zur Einfügung des $\hat{\psi}$-Formalismus geschrieben. (Über diesen fand ich einen alten Brief von Dir, aber der scheint gar nicht mehr zu stimmen; insbesondere, da nun $\hat{\hat{\psi}} = \psi$ und nicht $\hat{\hat{\psi}} = -\psi$ sein soll, wie dort angenommen war.)

Also, bitte, ich brauche dies als Unterlage.

In Gleichung (12) ist übrigens ein Vorzeichen falsch, es muß heißen

$$\gamma_\mu \frac{\partial}{\partial x_\mu}\psi = \kappa\chi; \quad \gamma_\mu \frac{\partial}{\partial x_\mu}\chi = -\kappa\psi$$

( oder $-$ Zeichen in der ersten, $+$ in der zweiten Gleichung).[3]

Viele Grüße Dein W. Pauli

[1] Vgl. die Briefe [2901 und 2902].
[2] Zusatz von Pauli: „Zahl der resultierenden Zustände?“
[3] Diese Fehleranzeige wurde in Paulis späteren Brief [2914] widerrufen.

## [2906] Pauli an Källén

Berkeley, 4. März 1958

Lieber Herr Källén!

Vielen Dank für Ihre Versorgung mit Zeitungsausschnitten. Anbei ein ‚cartoon-comment' zu Heisenbergs Radioreklame[1] zum Anschlag am schwarzen Brett in ‚Nordita'. Zu mir ist das alles nur sehr gedämpft gedrungen,* selbst die New Yorker Zeitungen kommen nur spärlich hierher.

In dem preprint (so noch nicht zur Publikation bestimmt) ist absichtlich vieles nicht ausgeführt. Es fragt sich natürlich, ob dahinter noch irgendeine prinzipielle Schwierigkeit verborgen ist. Ich glaube es aber eher nicht. In Göttingen arbeiten Dürr und Yamazaki an den prinzipiellen Fragen des Formalismus, ich bin in Kontakt mit Gürsey, der etwa am 20. März hierher nach Berkeley kommt und bis Ende Mai hierbleibt.

Ich glaube, daß man mit *keinem* Modell – sei es Spinormodell, sei es ein anderes – die Symmetrieverminderung bei Übergang von der Isogruppe zu elektromagnetischen Kräften vernünftig verstehen kann. Da *muß* man an irgendeiner Stelle etwas Ungewohntes machen. Deshalb halte ich es – *unabhängig* vom Spinormodell – für aussichtsreich, eine geringere Symmetrie der Vertauschungsrelationen anzunehmen als die der Lagrangefunktion.

Inzwischen hörte ich vom Verschicken der preprints, wozu ich meine Einwilligung gegeben habe (die Leute waren zu neugierig und die Gerüchte zu wild). Der Abschnitt über das Eigenwertproblem ist von Symanzik inspiriert. Das mit den „infinitely many sets of $\varphi$-functions", von denen niemand die richtigen herausfinden kann, fand ich sehr blamabel für den alten LSZ-Feldverein.

Andererseits habe ich mich von der Tamm-Dancoff-Methode ausdrücklich distanziert (weshalb mich, Gott sei Dank, Heisenberg nur relativ „milde" am Radio zitiert hat, d. h. nur als eine Art von famulus Wagner).

Heute glaube ich *nicht*, daß Ihre $\Lambda_0$- und Ruhmassenbetrachtung zur Widerlegung des Spinormodells ausreichend [ist]. Anderes sorgt mich viel mehr: Warum haben die Leptonen keine starke Wechselwirkung? Warum erzeugt letztere nicht $(\mu^+, \mu^-)$-Paare aus $\pi$-Mesonen? Aber ich hoffe, bald auf Ihre Spezialargumente zurückkommen zu können.

Zwischen allen Stühlen gemütlich auf dem Boden sitzend

Mit vielen Grüßen Stets Ihr W. Pauli

[1] Ein weiteres solches *Comment to Heisenberg's Radioadvertisement* (vgl. die Anlage zum Brief [2897]) war auch diesem Brief beigefügt.

* Ich hatte einen ‚phone call' von Reuter-agency aus New York. Mehr als „this is an interesting line of research" konnte er aus mir nicht herausbringen.

## [2907] Pauli an Rosbaud

Berkeley, 5. März 1958

Lieber Steinklopferhansl!

Dank für Ihren Brief vom 2.[1]

Anbei ein ‚Cartoon' (à la Punch) als Kommentar zu Heisenbergs Reklame.[2] Ich habe ihn schon an mehrere Institute geschickt, bitte verbreiten Sie ihn unter Physikern (z. B. Blackett in England, in die Presse soll er natürlich *nicht* kommen).

Die Reuter-Agency hat mir von New York telephoniert (und nichts aus mir herausbekommen als „this is, indeed, an interesting line of research"), und mit Zeitungsausschnitten wurde ich auch versorgt (in einigen bin ich genannt), besonders von „Alberich".[3] Da ist recht viel komplexe Psychologie involviert. Natürlich wußte ich nichts vorher von der Sache, aber ich kenne Heisenberg und ahnte schon so etwas. Ich wollte unter keinen Umständen vor die ganze Sache gespannt sein (hatte persönlich Angst, das Ganze sei einfach ‚blunder') und hatte mich deshalb vor gewissen Anwendungen von Näherungsmethoden in Göttingen ausdrücklich zurückgezogen.[4] (Habe auch *hierzu* nichts beigetragen.) So konnte mich Heisenberg *nicht* als Partner für das Ganze zitieren und – es scheint mir – ich bin nicht sehr blamiert, falls das Ganze doch schief gehen sollte: ich bin nur der Famulus Wagner im Verhältnis zur Mischung aus Faust und Einstein (mit einem Zuschuß von Nietzsches Übermensch), als den Heisenberg die Zeitungen (besonders die deutschen) darstellen.[5]

Soweit habe ich also den „Stoß" von mir abgelenkt. Um meine Unabhängigkeit weiter (unter Physikern) zu deklarieren, verschicke ich auch den ‚Cartoon'.

Mein Bedürfnis nach ‚glory' ist ja gedeckt, ich will nur ein Betätigungsfeld haben, das mich (wissenschaftlich) interessiert. Hierzu war mir Heisenbergs Optimismus günstig, während gewisse Expertengruppen mich gelangweilt haben. Dagegen ist Heisenbergs Ruhmbedürfnis *unersättlich*. Was will er damit kompensieren? Natürlich sind Minderwertigkeitskomplexe bei ihm vorhanden (wie Sie in Ihrem Brief betonen). Die Hypothese der amerikanischen Physiker ist, sein Trauma rühre daher, daß ihm während des Krieges *nicht* eingefallen ist, daß man Plutonium herstellen könne. Übrigens ist ihm auch die Theorie der Supraleitung schiefgegangen.[6] Überall höre ich hier: „Nobody would believe Heisenberg, if you were not in. So he is of course interested in you." Ich helfe ihm also zu *Kreditfähigkeit.*

Ob mit Recht, wird sich zeigen. Ich sprach oben von „Angst". Die ist zum Teil irrational: Bis jetzt sehe ich keine Unmöglichkeit des Programmes, was Elementarteilchen + Elektromagnetismus betrifft. Ob es wirklich geht oder ob noch wesentliche Ideen fehlen, muß eben die Weiterentwicklung der theoretischen Ansätze zeigen.

Heisenberg ist auch *gespalten*, indem er zu mir (und auch Physikern, z. B. in Genf) ganz anders spricht und schreibt als offiziell zu Hause. Über seine neue Rolle in der Öffentlichkeit schrieb er mir nur ganz kurz am 28. Februar:[7]

Am Montag habe ich im physikalischen Kolloquium über unsere Arbeit vorgetragen. Leider kam davon etwas in die Zeitung, natürlich in furchtbar dummer Form.

That was all. Das hielt ich für *total verlogen*. Denn er mußte doch a) vorher wissen, daß etwas in die Zeitung kommen wird (ich habe gehört, daß sein Vortrag am Radio übertragen wurde) und b) mußte er wissen, daß man den Zeitungen ein fertiges Manuskript in die Hand drücken muß, wenn man haben will, daß diese *etwas Vernünftiges* über Wissenschaft schreiben. Woraus ich schließe: c) er wollte letzteres ja gar nicht. Ich habe also darüber nur ebenso kurz in meinem Brief[8] bemerkt: „Du kannst Dir denken, wieviel Witze ich über Dich reiße."

Das Verschicken der (noch nicht zur Publikation bestimmten) preprints war nötig. Die Physiker waren neugierig* und die Gerüchte zu wild.

---

Nun zu etwas anderem, zum Buch: Ja, Sie können ja bei Vieweg explorieren. Wichtig ist, daß Interscience kein Geld an die Deutschen bezahlt. (N. B. Die Broschüre des Vieweg Verlages über die Nobelpreisträger[9] – zu der sie mein Photo gebraucht haben – hat mir mißfallen.) Die experimentelle Situation ist so, daß es sehr unbestimmt ist, wann gute Rückstoßexperimente der $He^6$ fertig sein werden.[10] Aber falls bis zum Herbst nichts darüber vorliegen sollte, werde ich meinen Neutrino-Vortrag wahrscheinlich *doch* aufschreiben.

Übrigens: wie weit *ist* Pergamon nun wirklich?

---

Das in Zürich ist eine gewisse Entfremdung mit 2 Herren (von denen Sie nur einen kennen) – ganz unabhängig voneinander. Es ist nicht „Unruhe" oder (äußerlich) „Unfriede". Es fragt sich nur immer, was die Friedensbedingungen sind. Das ist nichts, was *eilt*. Es ist aber ein *neues* Symptom für – *meinen* Zustand. (Der Brief des Engels[11] an meine Frau ist angekommen; ich weiß nichts weiter über seinen Inhalt.)

Herzliche Grüße von uns beiden an Sie 3 und von mir auch an Mrs. K.

Stets Ihr W. Pauli

[1] Dieses Schreiben sowie auch alle weiteren Antwortbriefe von Rosbaud sind verschollen.
[2] Vgl. die Anlage zum Brief [2897].
[3] Mit Alberich ist Källén gemeint (vgl. z. B. den Brief [2753]).
[4] Pauli hatte Heisenberg gebeten, wegen seinem Mißtrauen gegenüber der Tamm-Dancoff-Methode diese Rechnungen getrennt von dem gemeinsam geplanten Artikel zu publizieren (vgl. den Brief [2861]).
[5] Wahrscheinlich fühlte sich Pauli an Heisenberg erinnert, als er Anfang Dezember 1958 während seines Klinikaufenthaltes bei Rudolf Baumgardt in dessen Albertus Magnus-Biographie [1949, S. 15] lesen konnte, eines der wesentlichen Merkmale des Schwaben seien sein „Drang in die Ferne, in das Schweifende, nicht lediglich mit den Augen Erschaubare . . . , diese ewige deutsche Sehnsucht nach dem Blick hinter den Vorhang."
[6] Vgl. Heisenberg (1947a, b, c). Einen allgemeinen Überblick über seine Vorstellungen über die Entstehung der Supraleitung hatte Heisenberg auch im Dezember 1947 in seinen Cambridger Vorträgen [1949] gegeben. Siehe hierzu auch die Bemerkungen im Band **III**, S. 463 und 484.
[7] Vgl. den Brief [2896].
[8] Vgl. den Brief [2906].

* Landau hat mir, durch Weisskopf neugierig gemacht, geschrieben, er möchte über die Sache etwas wissen. Ich werde ihm antworten.
[9] Der Vieweg-Verlag hatte Paulis Nobelvortrag (1947a) in einer deutschen Fassung als kleines schmuckloses Heft herausgebracht.
[10] Pauli bezog sich auf die widersprüchlichen Experimente über Neutrino-Elektronen-Rückstoßkorrelationen von Frauenfelder, Deutsch und Goldhaber (vgl. die Briefe [2642 und 2653]).
[11] So wurde Rosbauds Tochter Angela genannt, die auch bei *Pergamon Press* mitarbeitete (vgl. Band **IV**/3, S. 448).

## [2908] Heisenberg an Pauli

Göttingen, 5. März 1958[1]

Lieber Pauli!

In den letzten Tagen gab es hier viel Ärger mit den Zeitungen. Ich hatte schon ein paar Mal in unserem Institut über unsere Arbeit vorgetragen; dabei war nichts passiert. Dann hatte Hund mich gebeten, auch im offizielleren Universitätskolloquium darüber zu reden.[2] Dazu kamen furchtbar viele Leute und, ohne mein Wissen, offenbar auch Journalisten. Von denen wurde ein haarsträubender Unsinn publiziert im Stile von „das Ende der Physik“ etc. Dann kamen Hunderte von Anrufen, und ich habe schließlich meiner Sekretärin ein paar Sätze diktiert, die sie als meine Ansicht sagen durfte; von denen war der wichtigste, daß unsere Arbeit (leider hatte ich Deinen Namen nicht mit dem Epitheton „Nobelpreis“ versehen, so daß Du zu meinem Ärger nicht symmetrisch mit mir genannt wurdest, jedenfalls nicht überall) „neue Vorschläge für eine einheitliche Feldtheorie machte, über deren Richtigkeit erst die Forschung der nächsten Jahre entscheiden könne“. Daraufhin ebbte der Unsinn etwas ab; dann muß aber Landau in Moskau (sicher ohne Absicht) Öl in die Flammen der journalistischen Begeisterung gegossen haben.[3] Jedenfalls ging es unter Berufung auf die Moskauer Rede Landaus in verstärktem Maß los, während ich auf der Reise in Genf war. Ich hoffe, Du hast Dich nicht so viel geärgert wie ich. Weisskopf und ich haben uns nochmal von Genf aus bemüht, die Dinge ins richtigere Gleise zu bringen (insbesondere hinsichtlich der Symmetrie zwischen uns beiden), aber der Unsinn war einmal geschehen. Das einzig Erfreuliche war Dein schöner Vergleich mit dem Tizianbild,[4] der natürlich genau die Sachlage trifft.

Aber nun zur Physik. Beim Eigenwertproblem nach Tamm-Dancoff haben sich nochmal Fehler herausgestellt; zwar nicht bei den Rechenmaschinen, aber beim „Einfädeln“ des Problems. Ich werde Dir also jetzt nichts Voreiliges mehr schreiben, bis alle Kontrollen durchlaufen sind, und bitte Dich, die Zahl 6, 62 einstweilen zu vergessen (sie stimmte auch viel zu gut!).[5]

Die Frage der Vertauschungs-Relationen[6]

$$\langle \psi_\alpha \hat{\psi}^\dagger_\beta \rangle = \delta_{\alpha\beta} \left( \frac{1 + \overset{?}{\underset{\downarrow}{\gamma_5}}}{2} \right)_{\alpha\beta} G(s) \qquad \text{usw.}$$

ist immer noch nicht ganz geklärt. Wir glauben schon zu sehen, daß rechts Projektionsoperatoren stehen sollen, schon um die Leptonen darzustellen. Aber

die genaue Form ist noch unklar. Dürr hatte schon ein kleines Memorandum zur ˆ-Konjugation geschrieben, das ich Dir beilegen wollte. Aber auch da sind noch Fehler. Es geht eben nicht so ganz schnell, wenn man wirklich sorgfältig arbeiten will.

Meine Bemerkung über Symanziks $\infty$-viele sets of $\varphi$-functions[7] hast Du mißverstanden. Diese $\infty$-vielen sets sind *alle* richtig und führen auch alle zur gleichen Lösung für die Grenzwerte der $\tau$-Funktionen. Sie unterscheiden sich nur durch die Schnelligkeit der Konvergenz und dergleichen. Ich selbst glaube sehr bestimmt, daß auch das übliche ‚set of $\varphi$-functions' konvergiert, kann es aber noch nicht beweisen.

Du fragst noch, ob die logarithmische Singularität notwendig sei. Ich habe a priori *keinen* Grund für gerade dieses Verhalten am Lichtkegel. Ursprünglich glaubte ich sehr bestimmt, daß das Verhalten oszillatorisch sein müßte wie bei den klassischen Lösungen der Wellengleichung. Mir scheint das funktionentheoretisch auch zu gehen, und es könnte sich sogar eine logarithmische Singularität überlagern. Für Regularität sehe ich jedenfalls *auch keine* Argumente. Das muß sich später alles aus den Integralgleichungen für $S_F$ herausstellen. Im ganzen scheint mir das oszillatorische Verhalten als Endresultat immer noch das wahrscheinlichste.

Morgen oder übermorgen hoffe ich, Dir einen verbesserten Entwurf unserer Arbeit für den Druck schicken zu können. Ich bitte Dich, dann die endgültige Redaktion vorzunehmen und sie mir nach Ischia (Porto d'Ischia, c. o. Prof. Buchner) zu schicken.

Viele Grüße Dein W. Heisenberg

[1] Zusatz von Pauli: „Beantwortet 10. III."
[2] Über diesen Vortrag im Göttinger Montagskolloquium hatte ihn Heisenberg (in seinem Brief [2896]) schon einmal informiert.
[3] Siehe den in dem Anhang zum Brief [2912] wiedergegebenen Brief von Landau an Heisenberg.
[4] Dieses *Opus* (vgl. die Anlage zum Brief [2897]) hatte ihm Weisskopf während eines Besuches beim CERN gezeigt (vgl. den Brief [2912]). – Vgl. hierzu auch Paulis Bemerkungen über *Menschliches, Allzumenschliches* in seinem Schreiben [2941] an Fierz.
[5] Siehe hierzu Heisenbergs Angabe im Brief [2896].
[6] Diese Frage hatte ihm Pauli in seinem Brief [2887] gestellt.
[7] Siehe hierzu die Briefe [2883 und 2906].

## [2909] Heisenberg an Pauli

Göttingen, 6. März 1958[1]

Lieber Pauli!

Mein Ärger über die geradezu unglaubliche Zeitungsberichterstattung hat schließlich dazu geführt, daß ich jetzt eine Erklärung in der Deutschen Presse veröffentlicht habe, die ich im Wortlaut beilege;[2] ich hoffe, Du bist einverstanden und ärgerst Dich nicht zu sehr über den ganzen Unsinn.

Mit der gleichen Post schicke ich Dir das noch einmal verbesserte Manuskript unserer Arbeit.[3] Du kannst meine Zusätze, wenn Du sie nicht billigst, auch

wieder herausstreichen und andere dazufügen. Nur bitte ich Dich um eine endgültige Redaktion (möglichst auch in bezug auf das sicher teilweise schlechte Englisch), damit ich die Arbeit, sofern ich selbst nichts mehr ändern will, an die Zeitschrift (ich bin mit Nuovo Cimento einverstanden) schicken kann. Meine Adresse wird also vom *10.–31. 3.* Ischia sein (Porto d'Ischia, Casa Buchner), dann wieder Göttingen.

Die Arbeit Dürrs über den $\hat{}$-Formalismus ist etwas weitergekommen; aber es wird doch noch einige Tage dauern, bis Klarheit erreicht ist. Ich hoffe, wir werden die rechte Seite von Gleichung (22) bald genau angeben können.[4] Erst dann wird man auch über die Nukleonenmasse ganz sicher sein können.

Viele Grüße! Dein W. Heisenberg

P. S. Eben kamen drei Briefe von Dir,[5] vielen Dank! Dürr wird Dir in den nächsten Tagen schreiben. Ich reise heute nachmittag nach Ischia.

[1] Zusatz von Pauli: „Beantwortet 10. III."
[2] Wahrscheinlich handelte es sich um die gleiche Erklärung, die zum Anfang Mai auch in den *Physikalischen Blättern* **14**, S. 238f. (1958) publiziert wurde: „Im Hinblick auf viele Nachrichten, die mir zum Teil mißverständlich und weit übertrieben erscheinen, liegt mir daran, Folgendes festzustellen: Mein Vortrag vor dem Göttinger Kolloquium berichtete über einen Vorschlag zur Theorie der Elementarteilchen, dessen Richtigkeit erst durch die Forschung der nächsten Jahre nachgeprüft werden kann. Dieser Vorschlag stammt von Prof. Wolfgang Pauli (Zürich) wie von mir und wird von uns beiden in einer wissenschaftlichen Zeitschrift gemeinsam veröffentlicht werden. Er beruht auf der Vorarbeit, die seit einigen Jahren am Göttinger Max-Planck-Institut für Physik unter Mitwirkung verschiedener in- und ausländischer Physiker durchgeführt worden ist."
[3] Ein Exemplar dieser zur Veröffentlichung bestimmten Fassung mit Paulis handschriftlicher Zusatzbemerkung „Manuskript für Nuovo Cimento" befindet sich im *Pauli-Nachlaß* 1/71-88.
[4] Nach der Modifikation dieser Gleichung hatte Pauli sich in seinem vorangehenden Brief [2901] erkundigt.
[5] Vgl. die Briefe [2901, 2902 und 2905].

## [2910] de Shalit an Pauli

Meyrin-Genève, 6. März 1958[1]

Dear Prof. Pauli!

Thank you very much for your letter; we have now also received the preprint of your work[2] and are in a good position to estimate how little of it we actually understand ...

Prof. Heisenberg was here the other day and we spent with him about five hours, which, I am afraid, still left a number of unclear points to us.

The most serious question is, I think, how do you manage to get for the $\Lambda^0$ and $\Sigma$ a half-integer-spin and an integer iso-spin? It seems to me that if one insists on forming the states of the elementary particles by applying $\psi$'s on the vacuum then one cannot avoid this difficulty, at least so long as $\psi$ simultaneously creates spins and iso-spins. Heisenberg mentioned that the degeneracy of the vacuum could perhaps be used to remove this difficulty, however he did not give any prescription for it. Since the Lorentzgroup and

your group are completely independent it seems to me that it is perhaps not right to construct the basis for this representation by applying to the vacuum an operator which creates spins and iso-spins not independently.

Another point which remained unclear is the rôle played by the neutrino in the weak interactions. The way it was presented by Heisenberg seemed to imply that parity is violated only if a (real or virtual) neutrino is involved. That would make the parity violating reactions where no neutrino is emitted, at least of order (weak)$^2$ contrary to experimental observations. Am I wrong in interpreting the theory this way?

An interesting point was also made by Prentki. With your $\hat{\psi}$ it is possible to build other invariants than those mentioned in your paper, namely $(\hat{\bar{\psi}}\psi)^2$ or $(\hat{\bar{\psi}}\gamma_5\psi)^2$ or $(\hat{\bar{\psi}}\gamma_\mu\gamma_\nu\psi)^2$. Off-hand one does not see a reason to leave them out.

I have been trying to extend your group to $x$-dependence. It is, of course, possible to make $a$ and $b$ arbitrary functions of $x$, however I could not get anywhere with it. Another possibility is to introduce a real function $\beta(x)$ and define

$$\begin{pmatrix} \psi \\ \psi^{(C)} \end{pmatrix}' = \begin{pmatrix} a & b\gamma_5 e^{i\beta(x)} \\ -b^*\gamma_5 e^{-i\beta(x)} & a^* \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \psi \\ \psi^{(C)} \end{pmatrix}.$$

If $\beta(x)$ is a scalar function these matrices still commute with the Lorentz group, and they form a group which is still isomorphic to the unimodular group in two dimensions. This transformation does not leave the neutrino equations invariant, so I do not really know if it is very useful, but it does lead to a gauge transformation on the „electromagnetic“ potentials

$$A_\mu \to A_\mu + |b|^2 \frac{\partial \beta}{\partial x_\mu}.$$

I have also looked at the non linear equation of motion which you get. If one defines a mass-vector $m_\mu(x)$ by $m_\mu(x) = l^2(\psi^\dagger\gamma_\mu\gamma_5\psi)$, then by operating on your equation with $\gamma_\mu \frac{\partial}{\partial x_\mu}$ one gets (in a $c$-number theory)

$$\Box\psi = M^2\psi - \frac{1}{2}\gamma_5\gamma_\mu\gamma_\rho\psi\left(\frac{\partial m_\mu}{\partial x_\rho} - \frac{\partial m_\rho}{\partial x_\mu}\right) + \left[2\gamma_5\frac{\partial\psi}{\partial x_\mu}m_\mu + \gamma_5\psi\frac{\partial m_\mu}{\partial x_\mu}\right]$$

$$\Box\psi^\dagger = M^2\psi^\dagger + \frac{1}{2}\left(\frac{\partial m_\mu}{\partial x_\rho} - \frac{\partial m_\rho}{\partial x_\mu}\right)\psi^\dagger\gamma_\rho\gamma_\mu\gamma_5 - \left[2m_\mu\frac{\partial\psi^\dagger}{\psi x_\mu}\gamma_5 + \frac{\partial m_\mu}{\partial x_\mu}\psi^\dagger\gamma_5\right]$$

$$M^2(x) = -m_\mu(x)m_\mu(x).$$

To the extent that $m_\mu(x)$ turns out to be proportional to an outside electromagnetic potential $A_\mu(x)$ {at least for $x$ where $\psi(x)$ is significantly different from zero}, it may be that the term

$$\frac{1}{2}\gamma_5\gamma_\mu\gamma_\rho\psi\left(\frac{\partial m_\mu}{\partial x_\rho} - \frac{\partial m_\rho}{\partial x_\mu}\right)$$

represents the anomalous magnetic moment; it has at least different signs for $\psi$ and $\psi^\dagger$ and vanishes for a neutrino ($m_\mu = 0$). The above equations also suggest that the solutions $\psi$ should be subjected to the additional condition

$$2\frac{\partial\psi}{\partial x_\mu}m_\mu + \psi\frac{\partial m_\mu}{\partial x_\mu} = 0;$$

to the extent that

$$\frac{\partial m_\mu}{\partial x_\mu} \approx \frac{\partial A_\mu}{\partial x_\mu}$$

the last condition implies $(m_\mu p_\mu)\psi = 0$ which is quite „strange“ since both $m_\mu$ and $p_\mu$ are time-like. I wonder whether there is any other way to obtain the Klein-Gordon equation from your equation at least in a certain approximation.

Finally, let me tell you of a „philosophical“ problem which was raised here the other day: Since the Heisenberg equation is supposed to describe everything (see, for instance, *New-York Herald Tribune*, volume **137**, p. $\frac{\text{i}}{137}$), it has as one of its solutions Heisenberg himself. Question: Can an eigenvalue discover its own operator?

With best regards, also from my wife, Yours A. de Shalit

P. S. Are you aware of the paper of Finkelstein, LeLevier and Ruderman {Physical Review **83**, 326 (1951)}[3] who considered some aspects of the spinor model? I found it a very amusing paper.

[1] Zusatz von Pauli: „Beantwortet 11. III.“
[2] Es handelte sich um den *Preprint* der Heisenberg-Paulischen Theorie (1958f).
[3] Finkelstein, LeLevier und Ruderman (1951).

## [2911] Pauli an Pallmann

Zürich, 7. März 1958[1]

Sehr geehrter Herr Präsident!

Ich möchte sie höflich bitten, die Anstellung von Herrn Dr. Charles Enz, dipl. Physiker, als Forschungsassistent am Lehrstuhl für theoretische Physik der E.T.H. um ein weiteres Jahr, d. h. bis 31. März 1959 zu verlängern.

Für Ihre Bemühungen danke ich Ihnen bestens und begrüße Sie mit vorzüglicher Hochachtung Ihr ergebener W. Pauli

[1] Auch abgedruckt bei Enz, Glaus und Oberkofler [1997, S. 314].

## [2912] Weisskopf an Pauli

[Genf], 7. März 1958[1]

Lieber Pauli!

Danke für Ihren Brief. Inzwischen war Heisenberg hier. Er war sehr zerknirscht wegen der Press-releases. (Eine nette Version fand ich in der „Tat“: Prof. Heisenberg und sein Assistent Wolfgang Pauli haben die Grundgleichung des Kosmos gefunden … etc., etc. Leider habe ich das Exemplar verloren.) Die ganze Sache ist entweder extreme Ungeschicklichkeit Heisenbergs der Presse gegenüber oder kindische Eitelkeit. Hoffen wir, es ist das erste. Ich habe ihm folgsam Ihr Opus (Tizian) gezeigt, und er versuchte sich darüber zu amüsieren.

Sein Vortrag und die darauf folgende Diskussion waren doch recht eindrucksvoll. Es ist aber deutlich, daß Heisenberg die Differential Gleichung und ihre Renormalisierung (oder die Renormalisierung der Quantenbedingungen, was ja dasselbe ist) mehr am Herzen liegt als die gruppentheoretische Begründung der Quantenzahlen. Ich deute diese „Renormalisierung“ als eine Regularisation mit Hilfe eines Feldes mit Masse Null, das dann später das elektromagnetische Feld wird. Das übliche Auftreten von Geistern bei solchen Regularisierungsversuchen wird hier durch Tricks harmlos gemacht und sogar dazu benützt, um im Endlichen Gebiete zu definieren, in denen man nicht lokalisieren darf, nämlich jene Gebiete, in denen negative Wahrscheinlichkeiten auftreten. *Diesen* Teil der Theorie hat er ausführlichst erzählt. (Dieser Teil scheint übrigens *Landau* tief beeindruckt* zu haben, welcher Heisenberg einen überschwänglichen Brief geschrieben hat, mit der Phrase: „Die alte Garde hat’s wieder geschafft ….“)[2]

Der Gruppenteil kam weniger gut weg.

In der Diskussion attackierte Glaser (der Cern-Vertreter des Feldvereins, übrigens ein sehr netter Yugoslave) heftigst die Dipolgeistaffäre und behauptete, daß die Sache beim Lee-Modell wohl ginge, aber im eigentlichen Falle sicher *nicht* funktioniere. Er hat sogar Gründe dafür.

Als der Gruppenteil diskutiert wurde, kamen allerlei Schwierigkeiten zur Sprache, die Heisenberg nicht gut beantwortete. De Shalit hat Ihnen die meisten dieser Einwände geschrieben.[3] Ich möchte nur hinzufügen, daß die unabhängigen ganz- und halbzahligen Iso- und Normalspins von Heisenberg gar nicht erklärt wurden. Er redete sich immer auf verschiedene Vakua heraus, aber das ist doch ein Schwindel! Wenn man verschiedene Vakua einführt, um verschiedene Teilchen zu kriegen, dann ist man doch genau so schlecht dran, wie man mit verschiedenen Feldern wäre. Wo bleibt dann die unified theory? Dann ist man doch wieder beim alten number game mit vielen Feldern. Aber wahrscheinlich verstehen wir da was nicht (inklusive Heisenberg!). Klären Sie uns auf.

Mit besten Grüßen an Franca und Sie und alle anderen Freunde

Ihr Weisskopf

P. S. Die Sache mit der willkürlichen Funktion $f(L_{\text{int}})$, wobei es auf das Vorzeichen von $L_{\text{int}}$ ankommt, hat sich aufgeklärt. Heisenberg meinte gar nicht *ganz* willkürlich! Die Ableitung $f'$ muß ein bestimmtes Vorzeichen haben.

## Anlage zum Brief [2912]

### Landau an Heisenberg

Moskau, 11. Februar 1958
[Maschinenschrift]

Lieber Herr Heisenberg!

Wir haben in letzter Zeit Ihre Arbeiten gründlich studiert. Sie sind ziemlich schwierig geschrieben, und ich habe früher nicht den Mut dazu aufbringen können. Die glänzende Idee, die Greensche Funktion der primären Teilchen in der von Ihnen vorgeschlagenen Weise zu ändern, macht einen wahrhaft erschütternden Eindruck. Ich glaube, daß es kaum zu bezweifeln ist, welche Schwierigkeiten auch noch zu beseitigen wären, daß Ihre Idee die wirkliche, unerwartete Lösung des Problems darstellt. Besonders schön ist das Photon und die Feinstrukturkonstante.[4] Ich finde den Vergleich mit dem Experiment vollkommen befriedigend, da es sich ja bis jetzt nur um ein Modell handelte.

Ich möchte Ihnen mit Ihren glänzenden Erfolgen herzlichst gratulieren. Die alte Garde kapituliert nicht! Es interessiert uns alle natürlich sehr, wie die Sache momentan steht, besonders da mir Weisskopf geschrieben hat, daß Sie mit Pauli viel weiter gegangen sind.[5]

Ich erinnere mich immer mit Freude der alten Zeit und würde mich sehr freuen, Sie nach einer so langen Frist wiederzusehen.

Mit vielen herzlichen Grüßen Ihr L. Landau

[1] Zusatz von Pauli: „Beantwortet 13. März."
* Sogar in Rußland gab es press-releases! Landau und Kapitza gaben ein Interview, in welchem Landau Heisenbergs Arbeiten als den größten Fortschritt der letzten 20 Jahre anpries. Dies erschien in Pravda.
[2] Vgl. den in der Anlage zu [2912] wiedergegebenen Brief von Landau.
[3] Vgl. den Brief [2910].
[4] Vgl. hierzu Paulis Bemerkung in seinen Briefen [2823 und 2956] an Heisenberg und an Fierz.
[5] Vgl. hierzu Landaus Brief [2857] und Paulis Antwortschreiben [2916].

## [2913] Gürsey an Pauli

Upton, 8. März 1958[1]

Dear Prof. Pauli!

On my return, this week, from Boston where I gave a talk at Brandeis University and discussed with the (younger) theoreticians of Harvard and MIT, I found 3 letters from you (dated February 26, February 27 and March 1st).[2] Thank you very much for all your comments and penetrating questions. Yesterday I went to New York to straighten up my visa, so that, as yet, I have not found enough time to think about all your questions and suggestions. On the other hand, in order not to delay my letter any further, I shall try to answer a few of your questions, leaving the rest to my next letter.

1. *Why $f$, $u$ and $t_3$ (or $Q$, $N$, $L$) are good quantum numbers?*

Using the matrix $\Psi = (p, n; \nu, \varepsilon)$, I define $\bar{\psi} = \Psi^\dagger \beta = \Psi^\dagger \gamma_0$. Then

$$L = \exp(i\boldsymbol{\sigma}\cdot\boldsymbol{a} + \gamma_5 \boldsymbol{\sigma}\cdot\boldsymbol{b})$$

being the Lorentz matrix and

$$\Omega = e^{i\frac{f+\sigma\cdot t+\gamma_5 u+\gamma_5\sigma_3 v}{2}}$$

the transformation law for $\Psi$ is

$$\Psi \to L\Psi\Omega$$

and the law for $\bar{\Psi}$ is

$$\bar{\Psi} \to \Omega^\dagger \bar{\Psi} L^{-1} = \Omega^{-1}\bar{\Psi}L^{-1}$$

since $\Omega$ is unitary ($\Omega\Omega^\dagger = 1$).

Therefore $\Psi\bar{\Psi} \to L\bar{\Psi}\Psi L^{-1}$ so that $\operatorname{Tr}\Psi\bar{\Psi}$ is invariant.

In general

$$\operatorname{Tr}[\Psi(g_1 + \gamma_5 g_2)\bar{\Psi}] \qquad \text{is also invariant.}$$

If we take for the Lagrangian

$$L = \operatorname{Tr}\{(\gamma_\mu \partial_\mu \Psi)\bar{\Psi} + \lambda^2 \Psi(g_1 + \gamma_5 g_2)\bar{\Psi}\Psi(g_1' + \gamma_5 g_2')\bar{\Psi}\}$$

this implies invariance against $\psi \to \psi\Omega$. Hence it means that the quantities $f$, $\boldsymbol{t}$, $u$, $\nu$ are considered at this stage.

Now if the commutation relations also have the $\Omega$ invariance $f, \boldsymbol{t}, u, v$ would always be quantum numbers.

Now define

$$\Psi^k = -\gamma_2 \Psi^* \gamma_2 = -\Psi^C \gamma_2.$$

We have

$$\Psi^k \to L\Psi^k \Omega^k$$

where

$$\Omega^k = -\gamma_2 \Omega^* \gamma_2 = e^{-i\frac{f}{2} + \frac{i}{2}\boldsymbol{\sigma}\cdot\boldsymbol{t} + i\frac{\gamma_5}{2}u - i\frac{\gamma_5}{2}\sigma_3 v}.$$

$\operatorname{Tr}(\Psi^k\bar{\Psi}^k)$ is still both Lorentz invariant and $\Omega$ invariant. But the quantity

$$B = \operatorname{Tr}(\Psi\bar{\Psi}^k\Psi^k\bar{\Psi})$$

is invariant under the $f, \boldsymbol{t}, u$ transformations, but not under the $v$ transformation.

In facts when $\psi \to \psi\Omega$ we have

$$\operatorname{Tr}(\psi\bar{\psi}^k\psi^k\bar{\psi}) \to \operatorname{Tr}(\psi e^{i\gamma_5\sigma_3 v}\bar{\psi}^k\psi^k e^{-i\gamma_5\sigma_3 v}\bar{\psi})$$

so that if the Lagrangian includes the invariant $B$ or if the commutation relations are written in terms of $\psi\bar{\psi}^k$ or $\psi^k\bar{\psi}$ {like for example $\psi_{(1)}\bar{\psi}^k_{(2)} + \psi_{(2)}\bar{\psi}^k_{(1)} = 0$},

then the $f$, $\boldsymbol{t}$, $u$ are good quantum numbers, but $v$ is only conserved when the invariant $B$ can be neglected (this should occur for strong interactions). When electromagnetic forces are considered then the only good quantum numbers are $f$, $t_3$ and $u$.

I have not elaborated on this point in my last letter, because I have not yet found the correct Lagrangian and the commutation relations.

2. *Källén's objection to the spinor theory*

I do not think this is serious. Källén's argument rests entirely on the confusion between my matrices $\psi$ and $\psi'$, or if you like, between the nucleon spinor $p$, $n$ and the spinors $\chi$, $\zeta$ I introduce to show the isomorphism between isorotation and the Pauli group.

For instance if you take the above Lagrangian and any commutation rules which would only break the $v$ invariance then the whole theory is invariant under

$$\Psi \to \Psi e^{i\gamma_5 \frac{u}{2}} \quad (u \text{ is a good quantum number}).$$

Hence it is invariant under $\psi \to \psi i\gamma_5$. Because of the $f$ invariance it is also invariant under $\psi \to \psi\gamma_5$. But the theory is not *invariant under* $\psi \to \gamma_5\psi$. In this formulation if a column of $\psi$ corresponds to the mass $m$, (for instance $p = \psi \frac{1+\gamma_5}{2}\frac{1+\sigma_3}{2}$), then $p$ satisfies the equation

$$\gamma_\mu \partial_\mu p = imp.$$

There is *no invariance under* $p \to \gamma_5 p$.

Of course the theory can be formulated in terms of the matrix $\psi'$ which has the property that $\psi' \to a\psi' + b\gamma_5\psi'^C$ corresponds to $\psi \to \psi e^{\frac{i}{2}\boldsymbol{t}\cdot\boldsymbol{\sigma}}$ and $\psi' \to e^{\frac{i}{2}\gamma_5 f}\psi'$ corresponds to $\psi \to e^{i\frac{f}{2}}\psi$.

Then the theory *is* invariant under $\psi' \to \gamma_5\psi'$, but the first 2 columns of $\psi$, which are eigenspinors for the mass $m$ (say an isotopic doublet) no longer satisfies the equation

$$\gamma_\mu \partial_\mu \psi' = im\psi'$$

but an equation of the form

$$\gamma_\mu \partial_\mu \psi' = \gamma_5 m \psi'^C \sigma_2$$

(this corresponds to the choice $\psi' = (\chi, \zeta^C, \ldots)$)

which *is* invariant under $\psi' \to \gamma_5\psi'$. An isotopic singlet like $\Lambda^0$ would satisfy the equation

$$\gamma_\mu \partial_\mu \psi' = i\gamma_5 m \psi'^C.$$

3. *Antiparticles in the one-vacuum treatment*

I do not understand Bludman's objection[3] that I am not treating antiparticles on the same footing as particles and destroying the symmetry between $\varepsilon^+$ and $\varepsilon^-$ for instance.

The antiparticles are obtained by reversing the sign of $f$, $u$ and $t_3$ ($Q$, $N$, $L$), and the transformation $\psi \to \psi^C$ does just that so that we go from $(p, n, \nu, \varepsilon)$ to $(p^C, n^C, \nu^C, \varepsilon^C)$ (antinucleon, antineutrino, positron) just by the usual charge conjugation. I have grouped all the particles (baryon or lepton number = + 1) in the matrix $\psi$. Of course one can introduce the baryon-antibaryon matrix

$$\psi \frac{1+\gamma_5}{2} + i\psi^C \gamma_2 \frac{1-\gamma_5}{2} = (p, n, -n^C, p^C)$$

and the lepton-antilepton matrix

$$\psi \frac{1-\gamma_5}{2} + i\psi^C \gamma_2 \frac{1+\gamma_5}{2} = (\varepsilon^C, -\nu^C, \nu, \varepsilon).$$

If $\nu$ is a Majorana neutrino $\nu = \nu^C$ and $\varepsilon^C$, $\nu$, $\varepsilon$ are grouped as a triplet. But as such matrices mix the particles and the antiparticles the fermion number gauge transformation is no longer single and I do not see that this treatment has any advantage over the single transformation $\psi \to \psi^2$.

4. *The mirror problem*

I am inclined to agree with you that $\mu^+$ is not the mirror of $\varepsilon^-$. Then the fact that the mirrors of $\varepsilon$ and $\nu$ are not observed is rather troublesome. Anyhow this means that we have narrowed down the mirror problem to the mirrors of leptons and I am glad that Heisenberg has also thought of the same solution. I am also thinking about your suggestion of $\mu$ having strangeness one. That would give $\Delta S = 1$ for $\mu \to \varepsilon + \nu + \bar{\nu}$ which is nice.

We already have

$$|\Delta S| = 1 \text{ for } n \to p + \bar{\nu} + \varepsilon.$$

But

$$\pi \to \mu + \bar{\nu}$$

would have

$$|\Delta S| = 0 \text{ or } 2.$$

5. *The mistakes in my last letter*

It is quite possible that I have made mistakes. I write these letters without any roughs and I do not keep any copies, so that I cannot verify the formulas you refer to. By the way these letters are very informal and contain nothing important and definitive, I am sure they would not bear any serious scrutiny. Therefore I feel rather embarrassed at the thought that people are reading it in Göttingen. In the future I shall try to write more carefully.

From my notes I read

$$I_3 = Q' - \frac{N - L + S}{2} \text{ and } \frac{l}{2} = \frac{N - L + S}{2}$$

so that $I_3 + \frac{l}{2} = Q$, that is to say you are right. I apologize for the slip.

We also have

$$I_3 = \frac{3t_3 + u + v - f}{8}; \quad \frac{l}{2} = \frac{t_3 + 3u - v + f}{8}.$$

You are also probably right about the assignments of $\mu^+$, I have not yet checked it.

6. *The meaning of the operators corresponding to* $t_3$ *and* $I_3$

[[I have forgotten to mention in my last letter[4] that although $I_3$ corresponds roughly to the quantum number you use the operator that corresponds to it is *not* a rotation operator, so that $I_1$ and $I_2$ do not exist. $I_3$ should be regarded like a quantum number corresponding to a reflection operator. In this respect it is analogous to $I_B$ which *is not* the quantum number corresponding to the third component of a vectorial operator.

In fact, $I_3$ is represented by the operator

$$I_3 \to \frac{3\sigma_3 + \gamma_5 + \gamma_5\sigma_3 - 1}{8}$$

which obviously is not the third component of a vector.

But $t_3$ corresponds to $\sigma_3$ which belongs to the vector $\boldsymbol{\sigma}$ and $u$ also corresponds to $\gamma_5 = \rho_3$ which belongs to the vector

$$\boldsymbol{\rho}\,(\rho_1 = \gamma_0,\ \rho_2 = i\gamma_0\gamma_5,\ \rho_3 = \gamma_5)\,.$$

Also $\frac{t_3+u}{2} = Q$ corresponds to the third component of the vector $\boldsymbol{\rho} + \boldsymbol{\sigma} = \boldsymbol{q}$ because we have $q_1q_2 - q_2q_1 = iq_3$, etc. This is the charge space also considered by Salam, d'Espagnat and Prentki,[5] in which $\boldsymbol{\Sigma}$, $\boldsymbol{\pi}$, $K^+$, $K^-$, $\frac{K^0+\bar{K}^0}{\sqrt{2}}$ are vectors.]][6]

I am now working on the Lagrangian and the commutation relations in accordance with the symmetry principles considered above which seem to me likely to give $u$, $f$, $t_3$ as good quantum numbers in all cases and in addition $v$ for strong interactions. I shall think about your suggestion of using the two matrices $\psi$ and $\psi'$ in this formulation.

Another problem is to determine the strangeness of $\mu$ in such a way as to obtain selection rules for decay (such as $|\Delta S| = 1$).

I have already considered space-time dependent gauge transformations in the paper I read at the New York meeting,[7] they give rise to vector charged particles like the ones considered by Schwinger. It would be very interesting to try to formulate the theory in a way invariant against such general gauges.

I leave the answers to the other questions to my next letter. I shall send you reprints of my old papers,[8] and I hope to be in Berkeley on about March 20. Next week I am going to Washington to give a talk and to see my I. C. A. sponsors.[9]

Finally I would like to thank you very much for your kind invitation to Zürich. I am greatly honoured. It would be very nice if I can go to Zürich in

May 1959. Because now I am officially sent to the U. S. under agreement of the Turkish Government with the U. S. on Atomic Energy training! I cannot get out of this contract before May 1959 and meantime I cannot be transferred to a country outside the U. S. I shall explain all this when I see you. But I think I shall be free next year and would love to go to Zürich. Financial matters are not important. As long as I can keep myself and my little family alive I am happy. Thank you again.

Yours sincerely Feza Gürsey

[1] Zusatz von Pauli: „Beantwortet 13. März."
[2] Vgl. die Briefe [2891, 2893 und 2898].
[3] Siehe das Schreiben [2898].
[4] Vgl. den Brief [2892].
[5] Vgl. d'Espagnat, Prentki und Salam (1957, 1958).
[6] Die in eine doppelte eckige Klammer eingefügte Passage hat Pauli für Heisenberg und Wu abtippen lassen (vgl. den Brief [2899] und die Anlage zum Brief [2926]).
[7] Vgl. Gürsey (1958d).
[8] Gürsey (1956b, c).
[9] Siehe hierzu die Bemerkung im Brief [2892].

## [2914] Pauli an Heisenberg

Berkeley, 10. März 1958

Lieber Heisenberg!

Heute kamen Deine Briefe vom 5. und 6.[1] sowie das neue Manuskript. Ich will gerne die endgültige Redaktion des Manuskriptes hier machen, aber ich werde mir Zeit lassen, da mir noch prinzipielle Unklarheiten bzw. Meinungsverschiedenheiten zu bestehen scheinen.

Die rechte Seite der Gleichung (22) erwähnst Du ja selbst. Es sind aber noch andere:

I. *Die Bedeutung der Ruhmasse 0 scheint mir nun gewaltig übertrieben.* Ich kann den betreffenden Zusätzen *nicht* zustimmen, denn:

a) die schwache Wechselwirkung ist nicht kleiner in Prozessen, wo gar keine Neutrinos vorkommen, wie $\Lambda \to p + \pi^-$ und $\Lambda \to n + \pi^0$ – gegenüber den Prozessen mit Neutrinos. Ich halte es für einen *Rückschritt*, nun wieder das Neutrino für die parity-violation verantwortlich zu machen.

b) Auch die Leptonen *mit Ruhmasse* wie $\mu$ haben *keine starke* Wechselwirkung:

$\pi$-Mesonen zerfallen nur elektrisch in $\mu^+$ und $\mu^-$-Paare.

Den ganzen Zusatz auf p. 9 halte ich daher für *physikalisch falsch!*

II. Die Eindeutigkeit der Lagrangefunktion ist nun wieder auf andere Weise kritisch:

a) Früher sagtest Du, man könne statt der Form 4. Grades auch eine *willkürliche* Funktion dieser Form einführen. Aber nachher sagtest Du, das Vorzeichen, das die beiden logisch unabhängigen, aneinander geklebten Teile von L verbindet, sei für das Resultat wesentlich. Das stört mich sehr!

b) Ich habe schon in einem früheren Brief darauf hingewisen (aber bis jetzt keine Antwort darauf bekommen), daß man mit einem 2. Spinor $\hat{\psi}$ natürlich noch viele andere Invarianten bilden kann[2] mit $\hat{\bar{\psi}}\psi$, $\hat{\bar{\psi}}\gamma_5\psi$ etc.

III. Es *muß* näher erklärt werden, wie die Bildung des Symmetry-changing $\tilde{\pi}$ durch Anwendung von $\psi\psi^\dagger$ auf das Vakuum zustande kommt. Es muß so sein, daß $\psi$ und $\hat{\psi}$ *nicht auch schon* eine bestimmte Vorstellung *des Isospins* in sich tragen. *Aber wie? Das muß gesagt werden!*

Im übrigen ist die strangeness die einzige Rechtfertigung für die Entartung des Vakuums, die aus den übrigen Annahmen nicht folgt.

So scheint mir noch ein weiter Weg bis zum endgültigen Manuskript (besonders da ich anderer Meinung bin sub I). Natürlich kann auch Dürr statt Du selbst die Fragen dieses Briefes beantworten, wenn Du ihm diese Fragen schickst mit den zugehörigen Aufträgen.

Das Vorzeichen in Gleichung (12) ist übrigens ganz richtig, da hatte ich Unsinn geschrieben.[3] Ich warte nun auf neue Briefe von Gürsey.

Über Dich und die Presse sind die Lacher nun auf unserer Seite. Das kann nur einem „Amateur" passieren, daß er nicht weiß, ob Journalisten in seinem Vortrag sind oder nicht.[4] Und etwas Vernünftiges über Physik schreiben die Zeitungen natürlich nur, wenn man ihnen ein fertiges Manuskript in die Hand drückt. Übrigens wollte mich die New York Times noch (sachlich) konsultieren, vielleicht kann ich da etwas Vernünftiges machen.

Zunächst gute Ferien in der Casa Buchner. Ich lerne hier übrigens auch Biologie, besonders von dem Virus-Fachmann R. Williams.[5]

Viele Grüße Dein W. Pauli

P. S. Von Landau erhielt ich einen Brief vom 6. Februar[6] hierher nachgeschickt (Weisskopf scheint ihn neugierig gemacht zu haben), worin er sich nach unserer Theorie erkundigt. Ich werde ihm antworten und Dir dann auch eine Kopie schicken.

[1] Vgl. die Briefe [2908 und 2909].
[2] Auf diese Tatsache hatte auch de Shalit in seinem Schreiben [2910] an Pauli hingewiesen.
[3] Vgl. den Brief [2905].
[4] Vgl. hierzu auch die Bemerkungen in Paulis Brief [2907] an Rosbaud.
[5] Siehe hierzu auch die Angaben zum Brief [2870].
[6] Siehe den Brief [2857].

## [2915] Pauli an Wentzel

Berkeley, 10. März 1958

Lieber Gregor!

Seit unserer Begegnung in Chicago[1] haben Franca und ich uns hier wieder gut normalisiert: Franca ist ihre Erkältungen nun los und ich meine Überarbeitung. Obwohl ich viele Briefe mit Physik schreiben muß an Heisenberg, Källén und Gürsey (dieser kommt aber Ende des Monats hierher) I take it more easy.

Heisenbergs geschmacklose Radio- und Zeitungsreklame hat Anlaß zu allerlei Witzen von mir gegeben. Da ist wohl vieles, was er mit Ruhmsucht und publicity kompensieren will, und außerdem ist seine Frau etwas zu jung für ihn und infolgedessen will er nicht alt werden.[2] Nun, das ist ja seine Sache.

Dieses eine paper werden wir (Heisenberg und ich) wohl zusammen ans Licht der Welt setzen müssen, vor allem, damit *andere* auch daran weiterarbeiten können, dann können wir auch wieder verschiedene Wege gehen. Bei der Tamm-Dancoff Näherung mache ich einfach nicht mit, die ist so schlecht, wie sie immer war. Die sollen die Göttinger nun ohne mich publizieren (ich habe auch nichts dazu getan).

Deshalb (weil die Tamm Dancoff Näherung schlecht ist) scheint mir der Schlüssel für irgendeine Weiterentwicklung des ganzen Problems im Abschnitt 5 über das Eigenwertproblem zu liegen. Dieser Abschnitt ist von Symanzik sehr beeinflußt und auch gebilligt worden.[3] Aber was sollen eigentlich dessen „infinitely many sets of $\varphi$-functions“ – schon beim anharmonischen Oszillator? Ich glaube, es müßte eigentlich eine Methode geben, um die richtige Lösung auszuzeichnen (unabhängig von Näherungsmethoden) – sonst ist diese ganze $\tau$- und $\varphi$-Methode nichts wert. *Und hier hänge ich zur Zeit.* (Ich will die Sache noch mit van der Waerden besprechen, der zur Zeit hier in Berkeley ist und sich dafür interessiert.)

Das andere sind mehr sekundäre Probleme, z. B.: die Entartung des Vakuums (die weder Heisenberg noch ich lieben) ist keine logische Folge der übrigen Annahmen, sondern ein (mehr oder weniger) ad hoc Kunstgriff, um strange particles zu bekommen. Ich diskutiere zur Zeit mit Gürsey, ob man die auch noch anders bekommen kann – aber die Konkurrenzmethoden haben auch ihre Nachteile.

---

Ich gehe regelmäßig in das solid state-seminar von Kittel. Dort soll demnächst auch P. W. Andersons Arbeit über Eichinvarianz und Meissner-Effekt in Bardeens Theorie[4] diskutiert werden. *Bist Du mit diesen Fragen inzwischen weitergekommen?*[5] Könntest Du uns *in Zürich* im Juni – sei es Mittwoch im Kolloquium, sei es Montag im theoretischen Seminar, darüber vortragen?

Schafroth ist, wie er mir schrieb,[6] in Kontakt mit Bogoljubov {ich habe ein preprint seines (Bogoljubovs) papers[7] gelesen} und stimmt mit ihm (Bogoljubov) überein. Dagegen glaubt er nicht, daß aus dem energy-gap auch der Meissner-Effekt und die Supraleitung schon folgt.

Ich bekomme von der Schweiz Geld, um jemanden nach Zürich einzuladen, *weißt Du einen post-doctoral Theoretiker* – der mir helfen könnte – und der schon im *Wintersemester 58/59* kommen könnte? (Im Frühjahr ’59 kommt voraussichtlich Gürsey.)

Viele Grüße von uns beiden an Dich und Anny

Stets Dein Wolfgang

## Nachtrag zum Brief [2915]

Berkeley, 10. März 1958

Lieber Gregor!

Ein Nachtrag: Ich erhielt soeben einen Brief von Heisenberg,[8] worin er über die $\infty$ vielen sets of $\varphi$-functions schreibt:

Diese $\infty$-vielen sets sind *alle* richtig und führen auch alle zur gleichen Lösung für die Grenzwerte der $\tau$-Funktionen. Sie unterscheiden sich nur durch die Schnelligkeit der Konvergenz und dergleichen. Ich selbst glaube sehr bestimmt, daß auch das übliche ‚set of $\varphi$-functions' konvergiert, kann es aber noch nicht beweisen.

Er jammert in diesem Brief auch über seinen Ärger mit den Zeitungen, es seien in das offiziellere Universitätskolloquium, wo er einen Vortrag hielt, ohne sein Wissen auch Journalisten gekommen, etc., etc.

Nochmals viele Grüße Dein Wolfgang

[1] Pauli hatte sich Anfang Februar während seiner Reise von New York nach Berkeley kurz in Chicago aufgehalten vgl. den Brief [2850].
[2] Heisenbergs Frau Elisabeth war 13 Jahre jünger als er.
[3] Siehe hierzu auch die entsprechenden Bemerkungen in den Briefen [2854, 2862, 2873 und 2884].
[4] Wie Pauli schon in seinem Brief [2904] mitteilte, hatte er ein Preprint von Andersons Arbeit (1958a) erhalten.
[5] Wentzel (1958) behandelte gerade mit dem mathematischen Verfahren von Bogoljubov eine Theorie des Meissner-Effektes aufgrund des BCS-Modells.
[6] Vgl. hierzu auch Paulis Briefe [2858 und 2904].
[7] Vgl. Bogoljubov (1958a). – Obwohl Pauli die damals in der deutschsprachigen Literatur meist noch verwendete Schreibweise *Bogoljubow* benutzte, haben wir uns der Einheitlichkeit halber für die in der englischsprachigen Literatur benutzte Transkription *Bogoljubov* entschlossen.
[8] Vgl. den Brief [2908].

## [2916] Pauli an Landau

Berkeley, 11. März 1958
[Maschinenschrift][1]

Dear Landau!

I received your letter[2] with some delay because of my trip to Berkeley, where I intend to stay until the end of May. I shall be back in Zurich by June 2nd, and I also intend to be present at the Conference in Geneva at the beginning of July. As long as I am here I prefer to write in English for the technical reason that it is easier to get typed.

From Weisskopf I hear[3] that you are rather enthusiastic about the attempt of Heisenberg and me to incorporate the isogroup into the spinor model and to connect an indefinite metric with it. My own mood is rather fluctuating and at the moment I am again rather critical about the whole idea, while Heisenberg is always the optimistic partner. As you are on the list of the persons to whom preprints have been sent,[4] I assume that you obtained it meanwhile and I shall make here some amendments and comments to it. This preprint has not been sent

for publication yet because of the dark points which it contained. I shall make the final version for print as soon as I can overcome the remaining difficulties, which I shall mention.

1. I start now to report on other discussions which preceded this particular paper and which are connected with Heisenberg's paper on the Lee-model (Nuclear Physics **4**, 532, 1957).[5] I found that the method of this paper can be extended to the case of complex roots of $h(z) = 0$. The „dipole ghost" is a limiting case, which, however, is unessential in the Lee-model. (The double root has been introduced by Heisenberg in his earlier papers on the spinor model in order to obtain photons from it.) As the complex roots are never on a real energy shell it is trivial that the S-matrix on the latter stays unitary, but it is not trivial that this S-matrix can be obtained as a limit from a macroscopic space time description, which means from a U-matrix joining states at finite times $(t_1, t_2)$, as in general exponential functions of time will occur which increase indefinitely in the limit $t_1 \to -\infty$, $t_2 \to +\infty$. Here, however, the partition of the Hilbert-space into the two equal halves of the upper and the lower complex plane comes into play. Every such half plane contains only zero states besides the ordinary physical states of positive norm and real energy similar to the Bleuler-Gupta metric in electrodynamics. One obtains a non-physical result only by a superposition of a state of the upper half plane with one in the lower half plane. Therefore it is possible to prescribe only the physical part of the initial state at $t_1$ and to choose the non-physical part in one half-plane in such a way, that the final state at $t_2$ contains only non-physical states in the same half plane and not in the other. I have shown by a perturbation calculation that in this case the exponentials which increase with time do not occur in the transition matrix and that the S-matrix can be incorporated into a macroscopic space-time description. This perturbation calculation has been repeated independently and also somewhat extended by Källén with the same result. For small space-time regions many strange results appear in such a formalism and for the Lee-model also a violation of the T-invariance.

But in this way the door seems to be opened for further developments by searching for systems with an indefinite metric in Hilbert-space without single states with negative norm and real energy values. This is also the opinion of Källén, who favors now an indefinite metric of this kind but is at present opposed to the more special idea of a spinor-model. I define the latter by the special assumption that all fields should be derived from a single spinor field. Heisenberg and I are now trying how far one gets with the latter, but I am also tolerant if somebody wants to investigate models with a larger member of independent field operators. In any case, it is clear to me, that the indefinite metric in Hilbert-space is the last attempt to save a theoretical description using field operators, which depend continuously on space and time.

2. Last autumn I received the preprint of a paper by F. Gürsey,[6] in which he showed the isomorphism between the isospin-rotation group and the group corresponding to baryon-conservation law with transformations which I had formulated in the very different connection with the free neutrino (Nuovo Cimento **6**, 204, 1957).[7] I guess that Gürsey's paper has appeared meanwhile in the Nuovo Cimento. (Gürsey is a younger man of Turkish nationality, who is

now in this country and who is supposed to come to Berkeley soon.) At about the same time Heisenberg worked on the incorporation of the isospin into his spinor model and had already changed his Lagrangian for this purpose. The possibility of a synthesis of all these somewhat heterogeneous ideas occurred to Heisenberg and me and the result of it is the preprint which you got.

But here already some criticism of mine starts. Heisenberg's Lagrangian, both the old and the new, is the sum of two terms which have logically no link with each other (of which the second term is multiplied by $l^2$). This arbitrariness may be weakened by Heisenberg's assertion that the results don't change, if the second term is replaced by a certain class of function of it. But still, the sign of the second term relative to the first seems to be essential, a circumstance which I don't like at all.

Moreover, more recently Heisenberg has added the formalism with the $\hat{\psi}$ to the manuscript, the consequences of which need further investigation. Whatever the connection „through the total Hilbert space" (p. 6)[8] between the two spinors $\psi$ and $\hat{\psi}$ (and its adjoint $\psi^\dagger$ and $\hat{\psi}^\dagger$) may be, one has in this way many more possibilities to construct Lagrangians which fulfil all claims of invariance.

3. The decisive key for further developments of theories of the kind proposed by Heisenberg and me (may it be the spinor model or a more general model) lies, according to my opinion, in our section 5. The methods for solving eigenvalue problems in theories without a priori given Hamiltonian or commutation rules are only sketched in this section. The state of these methods, as they have been developed until now by different groups of „experts" are in no way satisfactory. The main problem seems to me to study further what are the mathematical possibilities for the commutation relations, if the Lagrangian (and therefore the field equations) are given. Although Heisenberg theoretically emphasizes that it is not possible to introduce arbitrary assumptions for the invariant functions occurring in the vacuum expectation values, he nevertheless practically behaves as if such arbitrary assumptions were possible.

He does so in the course of the application of the so-called Tamm-Dancoff method of approximation. Quite independently of the name of this method (whether one calls it Tamm-Dancoff method or simply Tamm-method) I believe that it is one of the worst approximation-methods ever invented in the history of physics (an opinion which is in no way shared by Heisenberg. My very best regards to our excellent friend Tamm). Therefore I never had much interest in the earlier published results of Heisenberg on the spinor model nor do I participate in the calculations made at present in Göttingen by Heisenberg and his collaborators by applying this method.

The problem of the connection between the vacuum-expectation values (of two or more factors of localized field operators) on the one hand and the Lagrangian on the other hand is a very fundamental one. The idea seemed to me seductive, that in an indefinite metric it may be possible, that the former could have a lesser symmetry (group-invariance) than the latter and that in this way one could reach an interpretation of the gradual breakdown of invariances by passing from the strong interactions to the electromagnetic ones and again from these to the weak interactions. (In contrast to Heisenberg I don't believe that

the particles with zero rest mass are of decisive importance in this connection.) But whether this idea can be actually carried through can only be decided if one succeeds in improving considerably the mathematical methods mentioned in our section 5. I don't believe, that I am able to do this alone and I am therefore much interested in your opinion on this point. Perhaps in your Institute one could also work on it. I also believe that only with better methods will it be possible to decide whether one particular model like the spinor model is better or worse than other more general models.

4. I want further to draw your attention to another question which goes more into detail and is specific for the spinor model, namely the problem how to interpret the „strangeness" of some elementary particles. With this I mean particularly the circumstance that there exist particles with half-integer ordinary spin and integer isospin and also the other way around. For this purpose Heisenberg invented the trick of a degenerate vacuum which you will find in the preprint. This is, however, an ad hoc hypothesis which in no way follows from the other assumptions of our paper. Until now no particular prescription is known to me, *how* one obtains the „symmetry changing" $\boldsymbol{\pi}$ by applying $\psi\psi^\dagger$ to the degenerated vacuum. It is very doubtful to me whether this trick of vacuum-degeneration works at all. Gürsey proposed a different formalism with a simple vacuum, in which the neutrino produces the strangeness, but his proposal has also its disadvantages. Perhaps one meets here a necessity to generalize the spinor model by introducing at least one more field, which cannot be derived from a single spinor field.

These are the main features of my present attitude to a new situation, which is however far from being final, but on the contrary, is always changing. I shall let you know if new developments occur and please let me know your own views.

Yours, W. Pauli

[1] Von diesem Schreiben wurden Kopien u. a. auch an H. Lehmann, H. P. Dürr, A. Pais, G. Källén, F. Gürsey, V. F. Weisskopf und C. N. Yang geschickt.
[2] Vgl. den Brief [2857].
[3] Vgl. den Brief [2912].
[4] Vgl. die in der Anlage zum Brief [2901] wiedergegebene *Verteilerliste*.
[5] Heisenberg (1957b).
[6] Vgl. Gürsey (1958a).
[7] Pauli (1957d).
[8] Diese Seitenhinweise beziehen sich auf das genannte *Preprint* der Heisenberg-Paulischen Abhandlung (1958f).

## [2917] Pauli an de Shalit

Berkeley, 11. März 1958

Dear de Shalit!

I was glad to have your letter of March 6.[1] *I know all the questions and problems mentioned in it, but I doubt, whether I know good answers.*

1. The strangeness

The problem is in our paper reduced to the „symmetry changing $\tilde{\pi}$“ and how it can be obtained by application of $\psi\psi^\dagger$ to the vacuum. The degeneracy of the vacuum *does not follow* from the other assumptions, but should work as a trick to obtain a strange particle like $\tilde{\pi}$ (ordinary spin 0, isospin 1/2) and from this *one* $\tilde{\pi}$ the others. The idea was, of course, that the $\psi$ and $\psi^\dagger$ operators should „bear“ or carry the ordinary spin but not an a priori given isospin. However, whether such a trick is selfconsistent, is very doubtful to me. I asked Heisenberg repeatedly whether he has a more specific prescription for it, but until now I did not get any answer. Probably he has none.

On the other hand Gürsey tried to use only a simple vacuum, but to ascribe to the neutrino ($\nu$) a strangeness, namely $I_3 = l = 0$, different from our table. This has also some drawbacks, for instance $\nu$ is then separated from the electron $\varepsilon$ rather widely.[2]

I am prepared to find here a limitation for every spinor-model. If one introduced some particle which cannot be derived by application of spinor-models to the vacuum one has two possibilities. Either a) a unstable particle like $\tilde{\pi}$. This leads to a modified Goldhaber-model. Or b) a particle s with isospin 0 and ordinary spin 1/2 (like Gürsey's neutrino), which then, however, is not identified with the real neutrino (the latter staying classified as in our table).

In this way one would abandon the spinor-model in favour of something more general (of course with a non-degenerate vacuum).

None of all these solutions seems to me really satisfactory. My discussions with Gürsey of these questions are continuing.

2. *The role of particles with restmass zero for the decrease in symmetry (group-invariance)*

I *disagree* completely with Heisenberg's more recent ideas, that the vanishing of a restmass has really something decisive to do with the break down of the isorotation group or of the parity. Just as the neutrino cannot be made responsible for the weak interaction, so is the strong interaction also absent for leptons *with* restmass: for instance, empirically, the $\pi$-meson cannot create $(\mu^+, \mu^-)$-pairs in strong interaction.

The restmass-zero must be only a *very* particular case of a *more general* bipartition (or 4-partition) of the world.

My idea was, that the indefinite metric could include the mathematical possibility of an invariance of the commutation relations (which should be gradually step by step introduced), which is lower than the invariance of the Lagrangian. However, whether this can actually be carried through consistently, depends on the improvement of the methods briefly sketched in section 5. I believe, if it does not work, we can throw away the whole model (and perhaps even more).

3. *The ˆ-conjugation formalism*

That one can construct much more invariants with help of $\psi$ and $\hat{\psi}$ had seen immediately (Prentki is this time right). This whole $\hat{\psi}$-formalism has

been inserted in the manuscript rather late. Heisenberg promised me that Dürr (one of his collaborators, who was earlier in Berkeley) should write to me a more detailed account of this formalism. He seems to be not yet ready with it. Moreover, I also discuss similar questions with Gürsey.

4. *The „philosophical" problem*

(at the end of your letter) can, as I believe, easily be transformed into a *physical problem*: there must be somewhere a „Schnitt" between observer and observed system, (*also the quantized field can never describe the whole world*), which in a relativistic field-theory must be much more fundamental than in the non-relativistic wave-mechanics. I tried to connect with this „Schnitt", both the partition of the Hilbert-space in two halfs I and II in an indefinite metric and also the limitations of the space-time description in the small, when one tries to combine it with the physical concept of probability. Until now I did not get very far with it. But I think, that the device of an indefinite metric in the Hilbert space is *a last attempt to save the use of operators which depend continuously on space-time coordinates.* It is possible, that this attempt will fail. (That these operators don't work together with the usual positive definite metric, I take now for granted.) But I am not yet sure.

The x-dependent group I shall preserve as a cura posterior. The Finkelstein-Ruderman paper[3] was not known to me, I shall read it.

My mood with this whole spinor-model is very fluctuating. (Regarding Heisenberg I have the feeling, that the situation is slowly growing over his head; certainly he needs vacations. I was myself very much overworked at X-mas and in January. Now I feel normal again.) In the moment my opinion on all this is more negative. (Perhaps it will change again.)

*Summary*

Many questions, no good answers. I am in a rather good mood personally today. Is it perhaps, because I see the difficulties of the spinor-model much more clear now?

Please discuss this letter with the whole theoretical CERN-group.

All good wishes to you both Yours W. Pauli

[Zusätze an den oberen Briefrändern:] I am awaiting now, what the discussions with Dürr and Gürsey will bring to light.

Gürsey is coming here by the end of the month.

I hope to know within one month or so, whether I can find a text of the paper, which is really suited for publication.

Heisenberg, after his visits in Geneva, wrote to me a „Jammerbrief" on his anger with the press. Now I was the laugher.

[1] Vgl. den Brief [2910].
[2] Zusatz von Pauli: „The combination $\varepsilon\bar{\nu}$ works then like $\bar{\pi}$."
[3] Vgl. Finkelstein, LeLevier und Ruderman (1951).

## [2918] Pauli an Källén

Berkeley, 12. März 1958

Lieber Herr Källén!

Anbei ein Brief an Landau[1] zu Ihrem Amüsement. Nachdem ich mit Hilfe von Weisskopf für eine „passende" Begrüßung Heisenbergs in Genf gesorgt hatte, schrieb er mir einen längeren Jammerbrief,[2] wie viel Ärger er mit der Presse habe. Weisskopf schrieb mir darüber u. a.[3]

Die ganze Sache ist entweder extreme Ungeschicklichkeit Heisenbergs der Presse gegenüber oder kindische Eitelkeit. Hoffen wir, es ist das erste.

Das Spinormodell kann sich noch aus vielen Gründen als ganz falsch herausstellen. Aber Ihre an sich völlig richtigen Überlegungen (vgl. insbesondere Ihren Brief vom 22. Februar)[4] geben meiner Ansicht nach gar nicht Anlaß zu solchen Einwänden.

Ich will dies hier an einem Formalismus von Gürsey (mit einfachem Vakuum) erläutern.[5] Die Physik daran, die nicht notwendig zu stimmen braucht, lasse ich hier vielfach weg, ich will nur zeigen, daß die Masse des $\Lambda_0$ und die Existenz der Quantenzahlen $Q$, $N$; $l$, $l_N$, $I_3$, $I_N$ nicht Anlaß zu logischen Widersprüchen geben müssen.

$$\text{Sei } \Psi = \begin{pmatrix} p_1 & n_1 & v_1 & \varepsilon_1 \\ p_2 & n_2 & v_2 & \varepsilon_2 \\ p_3 & n_3 & v_3 & \varepsilon_3 \\ p_4 & n_4 & v_4 & \varepsilon_4 \end{pmatrix} = (p, n, v, \varepsilon)$$

eine $4 \times 4$ reihige Matrix, jede Kolonne ein Spinor bei Lorentztransformationen $\Psi \to L\Psi$. Außerdem gibt es Transformationen

$$\Psi \to \Psi \Omega$$

(Isogruppe, einschließlich Baryonerhaltung) mit

$$\Omega = e^{i\frac{1}{2}(f+\boldsymbol{\sigma}\cdot\boldsymbol{t}+\gamma_5 u+\gamma_5\sigma_3 v)},$$

von denen die kommutativen Untergruppen

$$\Omega_1 = e^{i\frac{1}{2}(f+\sigma_3 t_3+\gamma_5 u+\gamma_5\sigma_3 v)}$$

auch elektromagnetisch gelten sollen. (Gürsey bezeichnet die Quantenzahlen $f$, $t_3$, $u$, $v$ immer mit denselben Buchstaben wie die Drehwinkel.) Dagegen sollen bei schwacher Wechselwirkung $f$, $t_3$, $u$ noch exakt erhalten sein, aber $v$ nicht mehr. Das heißt sowohl Lagrangefunktionen wie Vertauschungsrelationen sollen diese Invarianzeigenschaften haben.

Mit

$$\bar{\Psi} = \Psi^\dagger \beta = \Psi^\dagger \gamma_0$$

sind Spur

$$\left\{\left(\gamma_\mu \frac{\partial}{\partial x_\mu}\Psi\right)\bar{\Psi}\right\}$$

und (z. B.) Spur

$$\{\Psi\bar{\Psi}\Psi\bar{\Psi}\}$$

$\Omega$-invariant.

Mit

$$\Psi^k = -\gamma_2\Psi^*\gamma_2 = -\Psi^C\gamma_2$$

(Achtung: Gürsey verwendet gewöhnlich anti-hermitesche $\gamma_\mu$ mit $\gamma_\mu^2 = -1$; das ist „reiner Sadismus", den ich hier übernehme, um mich nicht zu irren) gehört zu $\Psi \to \Psi\Omega$ nunmehr $\Psi^k \to \Psi^k\Omega^k$ mit

$$\Omega^k = e^{-i\frac{f}{2}+\frac{i}{2}\boldsymbol{\sigma}\boldsymbol{t}+i\frac{\gamma_5}{2}u-i\frac{\gamma_5}{2}\sigma_3 v}.$$

$\mathrm{Spur}\,(\Psi^k\bar{\Psi}^k)$ ist Lorentz- und $\Omega$-invariant.

$$B = \mathrm{Spur}\,(\Psi\bar{\Psi}^k\Psi^k\bar{\Psi})$$

invariant für $f$, $\boldsymbol{t}$, $u$, aber nicht für $v$-Transformationen.

Es gibt noch recht viele Ansätze für Lagrangefunktionen und Vertauschungsrelationen, welche die nötigen Invarianzeigenschaften haben. (Natürlich ist elektromagnetisch $t_3$, nicht aber $\boldsymbol{t}$ eine invariante Transformation.)

Nun nähern wir uns Ihrem Einwand (der aber keiner ist). Die angegebene $\Psi$-Matrix hat also nicht die sogenannte „Pauli-Transformation" bei der Iso-Drehgruppe, sondern

$$\Psi \to \Psi e^{i\frac{1}{2}\boldsymbol{t}\boldsymbol{\sigma}}.$$

Von dieser $\Psi$-Matrix ist zu unterscheiden

$$\Psi' = \left(\frac{1+\gamma_5}{2}\Psi\frac{1+\sigma_3}{2} + \frac{1-\gamma_5}{2}\Psi\sigma_1\frac{1-\sigma_3}{2}\right)$$

$$+i\left(\frac{1-\gamma_5}{2}\Psi^C\sigma_1\frac{1+\sigma_3}{2} - \frac{1+\gamma_5}{2}\Psi^C\frac{1-\sigma_3}{2}\right).$$

Dieses $\Psi'$ hat dann die Iso-Transformation

$$\Psi' \to a\Psi' + b\gamma_5(\Psi^C)'.$$

Betrachten wir *erstens* $\Psi$

Dieses hat die Invarianz $\Psi \to \Psi\gamma_5$, aber *nicht* die Invarianz $\Psi \to \gamma_5\Psi$. Eine Kolonne von $\Psi$ z. B.

$$p = \Psi\frac{1+\gamma_5}{2}\frac{1+\sigma_3}{2}$$

kann durchaus der gewöhnlichen Diracgleichung

$$\gamma_\mu \frac{\partial p}{\partial x_\mu} = imp$$

(beachte den Sadismus bei $\gamma_\mu$) genügen.

Betrachten wir nun zweitens $\Psi'$, zu dem

$$\Psi' \to a\Psi' + b\gamma_5 \Psi'^C \text{ und } \Psi' \to e^{i\frac{\gamma_5}{2} f} \Psi'$$

gehört. Letzterem entspricht $\Psi \to e^{i\frac{f}{2}}\Psi$. Dieses $\Psi'$ *ist nun invariant unter* $\Psi' \to \gamma_5 \Psi'$. Die ersten 2 Kolonnen von $\Psi'$ entsprechen $\chi$, $\xi^C$ des alten Gürsey papers und genügen einer Diracgleichung

$$\gamma_\mu \frac{\partial}{\partial x_\mu} \Psi' = \gamma_5 m \Psi'^C \sigma_2 \,,$$

die wirklich invariant ist unter $\Psi' \to \gamma_5 \Psi'$. Ein Iso-Singulet wie $\Lambda_0$ erfüllt dann die Gleichung

$$\gamma_\mu \frac{\partial}{\partial x_\mu} \psi' = i\gamma_5 m \psi'^C \tag{A}$$

(siehe mein erstes preprint).

Die Nicht-$\gamma_5$-Invarianz der Diracgleichung hat ferner die Nicht-C-Invarianz *dieser* Gleichung (A) zur Folge, wie Sie in Ihrem Brief vom 22. Februar richtig gezeigt haben.

Resultat: „And so what?“

Die *physikalisch* „richtigen“ Vertauschungsrelationen* scheinen weder in Göttingen, noch von Gürsey schon gefunden zu sein. Aber das ist eine ganz andere Geschichte.

Viele Grüße Ihr W. Pauli

[1] Vgl. den Brief [2916].
[2] Vgl. den Brief [2908].
[3] Vgl. den Brief [2912].
[4] Siehe den Brief [2882].
[5] Vgl. den Brief [2881].
* Wohl auch *nicht* die „richtige“ [L-Funktion].

## [2919] Dürr an Pauli

Göttingen, 12. März 1958

Sehr verehrter Herr Professor!

Anbei übersende ich Ihnen eine erste Niederschrift von Überlegungen, die ich über die verschiedenen Probleme in der „Isospingroup“-Arbeit angestellt habe.[1]

Ich hoffe, daß ganz grobe Fehler nicht mehr darin vorkommen und wäre Ihnen für jegliche Kritik dankbar. Eigentlich habe ich im Augenblick das Gefühl, daß die hier vorgeschlagene Auffassung viele sehr befriedigende Aspekte trägt, doch kann sehr wohl noch viel Unhaltbares dahinter verborgen sein.

Ich möchte mich wohl als nächstes darauf konzentrieren, ob das „Etwas", das hier als Ladungszahl auftaucht, auch wirklich verknüpft ist mit den Kräften langer Reichweite in der niedersten Approximation.

Prof. Heisenberg hat mir auch die ihm von Ihnen überreichte Gürsey-Arbeit[2] gegeben. Ich habe sie jedoch noch nicht angesehen. Wie mir Heisenberg sagte, würde Gürsey es durch Einführung mehrerer unabhängiger $\gamma$-Funktionen versuchen, die Probleme zu bewältigen, was mir nicht so recht zusagt.

Ich will die Arbeit noch heute abgehen lassen.

Mit freundlichen Grüßen Hans-Peter Dürr

P. S. Ich beneide Sie um den kalifornischen Winter, den ich noch letztes Jahr in Berkeley genießen durfte.

## Anlage zum Brief [2919]

[Maschinenschrift][3]

### H. P. Dürr: Beiträge zur Heisenberg-Paulischen Arbeit „On the Isospin group in the Theory of the Elementary Particles"

### I. *Allgemeine Bemerkungen*

Eine wirkliche Spinortheorie der Elementarteilchen sollte eigentlich nur e i n Elementarteilchen, oder besser, nur *eine* Spinorfunktion $\psi$ einführen, die einer nicht-linearen Differentialgleichung gehorcht. Man sollte meines Erachtens unter allen Umständen versuchen – nachdem man alle Symmetrien dieser Differentialgleichung oder Lagrangefunktion ausgeschöpft hat – die restliche noch benötigte Mannigfaltigkeit aus dem Vakuum zu ziehen, das ja bei der Quantisierung des Feldes wesentlich hereinkommt. Einfache Spinoren in einem mehrfach degenerierten Vakuum können jederzeit wie mehrere unabhängige Spinoren in einem einfachen Vakuum beschrieben werden. Jedoch gilt das Umgekehrte *nicht*. Bei der Einführung verschiedener, linear unabhängiger Spinoren ergibt sich zunächst einmal die Möglichkeit, die Lagrangefunktion aus beliebigen Kombinationen dieser Spinoren aufzubauen (d. h. z. B., wenn $\psi$ und $\hat{\psi}$ in diesem Formalismus einfach zwei linear unabhängige Funktionen sind, ersieht man keinen a priori Grund dafür, daß jede für sich eine und noch dazu dieselbe Differentialgleichung erfüllen soll. Läßt man beliebige Kombinationen von $\psi$ und $\hat{\psi}$ in der Differentialgleichung zu, so läßt sich der nicht-lineare Term wieder auf ganz verschiedene Arten schreiben, ohne daß die bestehende Symmetrie dabei zerstört wird). Weiterhin wird es nicht immer gelingen, bestimmte Transformationseigenschaften, die bei Spinoren vorkommen, dem Vakuum aufzubürden. Eine Vervielfachung des Vakuums erweitert also die

Theorie *weit weniger* als eine Vervielfachung der unabhängigen Spinoren. Mein Bestreben ist deshalb zu versuchen, ob die Mannigfaltigkeit der bekannten Elementarteilchen, d. h. im wesentlichen die Quantenzahltabelle auf S. 13 von HP,[4] schon durch eine einfache $\psi$-Funktion in einem mehrfach entarteten Vakuum verstanden werden kann.

In den Bezeichnungen unterscheide ich mich nur wenig von HP. Mit $\psi^+$ wird hier durchweg die zu $\psi$ *hermitesch* konjugierte Funktion verstanden, mit $\bar{\psi} = \psi^+\gamma_4$ die adjungierte Funktion. In den meisten Darstellungen benutzen wir nur $\psi^+$ statt $\bar{\psi}$ und führen dann $\gamma_4$ explizit ein. Dies hat den Vorzug, daß wegen der Äquivalenz von Dirac: $\psi \to \psi^+$ und Gürsey: $\phi \to \phi^+$ die Darstellung an den meisten Punkten in Dirac- als auch in Gürsey-Weise sofort abgelesen werden kann. Es wird z. B. eine zentrale Rolle spielen die $4 \times 2$-Matrix

$$\text{mit } \tfrac{1}{2}(1-\gamma_5)\,\psi = \begin{pmatrix} \psi_r \\ 0 \end{pmatrix}$$

$$\phi_D = \begin{pmatrix} \phi_r \\ \hat{\phi}_e \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \psi_r & \psi_r^C \\ \hat{\psi}_e & \hat{\psi}_e^C \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cdot\cdot \\ \cdot\cdot \\ \cdot\cdot \\ \cdot\cdot \end{pmatrix} = (\psi_I \psi_{II})$$

$$\tfrac{1}{2}(1+\gamma_5)\hat{\psi} = \begin{pmatrix} 0 \\ \hat{\psi}_e \end{pmatrix}$$

die als die Zusammensetzung zweier quadratischer Gürseymatrizen $\phi_r$, $\hat{\phi}_e$ oder ebenso zweier Dirac-Spalten-Matrizen $\psi_I$, $\psi_{II}$ angesehen werden kann. Es gilt ganz ähnlich auch

$$\phi_D^+ = (\phi_r^+, \hat{\phi}_e^+) = \begin{pmatrix} \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \psi_I^+ \\ \psi_{II}^+ \end{pmatrix}.$$

Andererseits ist

$$\bar{\phi}_D = (\bar{\phi}_r, \bar{\hat{\phi}}_e) \neq \begin{pmatrix} \bar{\psi}_I \\ \bar{\psi}_{II} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \psi_I^+ \\ \psi_{II}^+ \end{pmatrix} \gamma_4 = (\phi_r^+, \phi_e^+)\gamma_4 = (\hat{\phi}_e^+, \phi_r^+),$$

wo $\bar{\phi}_r$ die Gürsey-Adjungierte von $\phi_r$ bedeutet, die ja im Gürseyformalismus mit $\bar{\psi}$ verwandt ist.

Die $\gamma_5$ definieren wir als $i\boldsymbol{\gamma}$, $\gamma_4$ mit $\boldsymbol{\gamma}$ und $\gamma_4$ hermitesch.

Meist jedoch werden wir die Aufspaltung im $\rho$-(Energie-)Raum vornehmen (z. B. $\phi_D = \begin{pmatrix} \phi_r \\ \hat{\phi}_e \end{pmatrix}$ schreiben), damit die Parallelen zur Gürseyschreibweise offensichtlich sind. Für die Pauli-Spinmatrizen verwenden wir durchwegs die hermiteschen Formen mit der 3. Komponente diagonal, z. B. für den Spin

$$\sigma_1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma_2 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}.$$

Am Schluß sind einige Übersetzungsregeln Dirac → Gürsey zusammengestellt (sie unterscheiden sich von Gürseys durch die verschiedene Darstellung der Spinmatrizen).

## II. *Dach-Formalismus*

Bei der Verwendung der Lagrangefunktion in HP ergibt sich zunächst folgende Schwierigkeit:

Die Lagrangefunktion verknüpft nur „Rechtsfunktionen" oder nur „Linksfunktionen" untereinander, wobei wir unter Rechtsfunktion in der Diracschreibweise die Spinoren verstehen

$$\psi_r = \frac{1-\gamma_5}{2}\psi \text{ und } \psi_r^C = \frac{1-\gamma_5}{2}\psi^C$$

bei Gürsey

$$\phi_r = \left(\psi_r, \psi_r^C\right)$$

im Gegensatz zur Linksfunktion

$$\phi_e = \left(\psi_e, \psi_e^C\right)$$

mit

$$\psi_e = \frac{1+\gamma_5}{2}\psi \text{ und } \psi_e^C = \frac{1+\gamma_5}{2}\psi^C.$$

Die Lagrangefunktion

$$L = \bar{\psi}\gamma_\mu p^\mu \psi \pm l^2(\bar{\psi}\gamma_5\gamma_\mu\psi)(\bar{\psi}\gamma_5\gamma_\mu\psi)^+$$

schreibt sich einfach

$$L = \phi_r^+ P\phi_r \mp l^2(\bar{\phi}_r\phi_e)(\bar{\phi}_e\phi_r)^+ \qquad \text{mit } P = E - \boldsymbol{\sigma}\cdot\boldsymbol{p}.$$

Die Linksfunktionen erfüllen die Lagrangefunktion mit

$$\bar{P} = E + \boldsymbol{\sigma}\cdot\boldsymbol{p}, \qquad \text{d. h. mit } (-\boldsymbol{p}).$$

Es genügt also, für die Rechnung entweder nur Rechtsfunktionen oder nur Linksfunktionen einzuführen. Die eine Funktion kann jeweils aus der anderen linear durch die $\gamma_4$-Operation ($\rho_1$-Operation) im Dirac-$\rho$-Raum oder bei Gürsey durch die Operation $\phi^+\tau_3$ gewonnen werden.

Auf der anderen Seite verknüpft bei der Darstellung von Nukleonen der Massenterm immer eine Rechtsfunktion mit einer Linksfunktion

$$L_D = (\psi_r^+, \psi_e^+)\begin{pmatrix} P & -m \\ -m & \bar{P}\end{pmatrix}\begin{pmatrix}\psi_r \\ \psi_e\end{pmatrix} = 0,$$

d. h., solche massenbehafteten Teilchen besitzen nicht mehr die hohe Symmetrie der Lagrangefunktion. Diese muß jedoch wegen der Isospininvarianz auch für

sie gefordert werden. Man kann diese Symmetrie formal wieder herstellen, indem man die Linksfunktion als die Rechtsdarstellung einer von der ersteren *unabhängigen* neuen Funktion beschreibt (Einführung von $\chi$ neben dem ursprünglichen $\psi$ bei Gürsey), oder indem man irgendeine, vom Dirac- und Isospinraum unabhängige, Operation einführt, die erlaubt, Rechtsfunktionen in Linksfunktionen und umgekehrt zu überführen. (Dies ist die Aufgabe der $\hat{}$-Operation.) Diese Operation liefert dann gewissermaßen den zweiten entgegengesetzt drehenden neuen Spinorfunktionensatz.

Diese Verdoppelung der Spinoren läßt sich z. B. erreichen, indem man einen zyklischen Operator $\Sigma_1$ ($\Sigma_1^2 = 1$) einführt, der auf ein einfach entartetes Vakuum ($\Omega_1$, $\Omega_2$) wirkt

$$\Omega_1 = \Sigma_1 \Omega_2 \text{ und } \Omega_2 = \Sigma_1 \Omega_1.$$

Anstatt das Vakuum zu transformieren, kann man auch die Feldoperatoren transformieren

$$\phi' = \Sigma_1 \phi \Sigma_1 = \hat{\phi} \text{ und } \phi = \Sigma_1 \hat{\phi} \Sigma_1$$

und dies als Definition von $\hat{\phi}$ betrachten. Wenn wir fordern

$$\Sigma_1 P \Sigma_1 = \hat{P} = P$$

$$\Sigma_1 \bar{P} \Sigma_1 = \hat{\bar{P}} = \bar{P},$$

dann gilt für $\hat{\phi}$ dieselbe Differentialgleichung wie für $\phi$. $\phi_r$ soll sich allgemein transformieren wie (Transformation I + II in HP + Lorentztransformation)

$$\phi_r' = e^{\frac{i}{2}(\beta_1\sigma_1+\beta_2\sigma_2+\beta_3\sigma_3)} \phi_r e^{\frac{i}{2}\Sigma_3\alpha_0} e^{\frac{i}{2}(\Sigma_3\alpha_1\tau_1+\Sigma_3\alpha_2\tau_2+\alpha_3\tau_3)}.$$

Hier sind $\beta_i$ die Drehwinkel um die $i$-te Achse im Ortsraum (für Bahndrehimpuls $l = 0$), $\alpha_i$ die Drehwinkel im Isospinraum. (Die hier nur symbolisch gedachte Darstellung ist nur bei infinitesimalen Drehungen eindeutig.) $\hat{\phi}$ transformiert sich dann wie

$$\hat{\phi}_r' = e^{\frac{i}{2}(\beta_1\sigma_1+\beta_2\sigma_2+\beta_3\sigma_3)} \hat{\phi}_r e^{-\frac{i}{2}\Sigma_3\alpha_3} e^{\frac{i}{2}(-\Sigma_3\alpha_1\tau_1-\Sigma_3\alpha_2\tau_2+\alpha_3\tau_3)}$$

und somit genau so wie $\phi_e = \bar{\phi}_r^+ \tau_3$. Die Einführung von $\Sigma_3$ bedeutet im wesentlichen, daß man der Eichtransformation der Gürseymatrizen $\phi$ ($e^{i\alpha_0\gamma_5}$ der $\psi$) ein doppeltes Vorzeichen gibt, d. h. statt

$$\phi' = \phi e^{\frac{i}{2}\alpha_0}$$

nun

$$\phi' = \phi e^{\pm\frac{i}{2}\alpha_0} = \phi e^{+\frac{i}{2}\Sigma_3\alpha_0}$$

schreibt.

Für die praktische Rechnung wird man wohl den Operator $\Sigma_1$ als eine Pauli-Spinmatrix $\begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}$ darstellen, der auf ein Vakuum $\Omega = \begin{pmatrix} \Omega_1 \\ \Omega_2 \end{pmatrix}$ wirkt. In diesem Spinraum wären dann

$$\phi_r \to \Phi_r = \begin{pmatrix} \phi_r & 0 \\ 0 & \hat{\phi}_r \end{pmatrix} \quad p \to P = \begin{pmatrix} P & 0 \\ 0 & P \end{pmatrix}$$

mit

$$\phi_r = \begin{pmatrix} \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot \end{pmatrix}, \quad \hat{\phi}_r = \begin{pmatrix} \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot \end{pmatrix}, \quad P = \begin{pmatrix} \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot \end{pmatrix}$$

die gewöhnlichen $2 \times 2$ Gürsey-Matrizen.

Die Gürsey $\Phi$-Funktionen sind (abgesehen von ihrer Ausdehnung im $\Sigma$-Raum) direkte Produkte von Spinoren $\chi(x)$ im Ortsraum und Isospinoren a, d. h. formal

$$\phi(x) \sim \chi(x) a.$$

Die von rechts wirkenden $\tau$-Transformationen transformieren nur $a$; die von links wirkenden Lorentztransformationen transformieren nur $\chi(x)$. (Die Einführung von $\Sigma_3$ könnte vielleicht auch so verstanden werden, daß die imaginäre Einheit im Ortsraum (i) nicht identisch ist mit der imaginären Einheit im Isoraum, z. B. $j$.) Die obige Transformation würde dann lauten

$$\phi_r' = e^{\frac{i}{2}(\beta_1\sigma_1+\beta_2\sigma_2+\beta_3\sigma_3)} \phi_r e^{ij\alpha_0} e^{\frac{i}{2}(\alpha_1\tau_1+\alpha_2\tau_2+\alpha_3\tau_3)}$$

mit

$$\tau_3 = \begin{pmatrix} 0 & -j \\ j & 0 \end{pmatrix}.$$

Die beiden möglichen komplexen Konjugationen ($i$ und $j$) könnten dann eventuell mit $\phi_r \to \phi_e$ und $\phi_e \to \hat{\phi}_r$ verknüpft werden. Die Unterscheidung von $i$ und $j$ bedeutet praktisch die Einführung von Quaternionen, die dann als $\Sigma_5$ geschrieben werden können.

Ich sehe jedoch keinen Vorteil in dieser Interpretation.

### III. *Ganzzahligkeit von Nukleonenzahl und Ladung*

Die nächste Schwierigkeit besteht darin: Die Multiplettstruktur der Nukleonen deutet auf eine Halbzahligkeit des Isotopenspins hin. Nukleonenzahl und Ladungszahl sind jedoch ganzzahlig. Wir werden also dazu aufgefordert, den Hilbertraum bei Eichtransformationen (im Gürsey-Sinne) und bei Drehungen um die 3. Isoachse für einen „halben Winkel“ verantwortlich zu machen. Das Vakuum soll sich z. B. bei Drehung um die 3. Isoachse transformieren wie

$$\Omega' = U\Omega.$$

Ein Matrix-Operator $\lambda$, der auf das Vakuum wirkt, transformiert sich dann bei festgehaltenem Vakuum wie

$$\lambda' = U^{-1}\lambda U.$$

Um die Ganzzahligkeit der Ladung zu erreichen, muß jedoch gefordert werden, daß $\lambda$ sich mit dem halben Winkel transformiert (quasi wie ein Isospinor). Dies heißt aber, das Vakuum müßte sich quasi mit dem Viertelwinkel transformieren. Eine Analogie mit Bahn- und Spindrehimpuls in der Atomphysik liegt nahe. Jedoch besteht folgender gewichtiger Unterschied: Die 3-dimensionale Eichgruppe ist eine zweifach zusammenhängende Gruppe und hat deshalb neben der ganzzahligen Darstellung auch noch eine halbzahlige Darstellung. Bahn- und Spindrehimpuls in der Atomphysik gehören also noch beide zur dreidimensionalen Drehgruppe. Es existiert jedoch *keine* viertelzahlige Darstellung der dreidimensionalen Drehgruppe, d. h., ich kann durch geeignete Matrix-Operatoren auf ein entartetes Vakuum *niemals* die Eigenschaften eines Spinors erzeugen, d. h. eines Gebildes, das der gesamten (halbzahligen Darstellung der) 3-dimensionalen Drehgruppe angehört. Wohl ist jedoch eine viertelzahlige Darstellung der 1-dimensionalen Drehgruppe möglich, d. h. der Drehung um eine Achse, z. B. der 3. Achse. Da die Eichtransformationen mit den Isospintransformationen immer vertauschbar sind, gibt es auch eine viertelzahlige Darstellung der Eichtransformation. Die Ganzzahligkeit von Ladung und Nukleonenzahl kann also durch die Verknüpfung der halbzahligen Isodrehgruppe der Feldoperatoren und der zyklischen (viertelzahligen) Gruppen des Vakuums (Hilbertraum) erzeugt werden. Schreiben wir z. B. ein 4-fach entartetes Vakuum

$$\Omega = \begin{pmatrix} \Omega^{++} \\ \Omega^{+-} \\ \Omega^{-+} \\ \Omega^{--} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \Omega^{++} \\ \Omega^{+-} \\ (\Omega^{+-})^* \\ (\Omega^{++})^* \end{pmatrix}.$$

Es soll sich transformieren wie

$$(\Omega^{++})' = \Omega^{++} e^{\frac{i}{4}(\alpha_0+\alpha_3)}$$

$$(\Omega^{+-})' = \Omega^{+-} e^{\frac{i}{4}(\alpha_0-\alpha_3)}$$

oder in kurz

$$\Omega' = \Omega e^{\frac{i}{4}(\Lambda_3\alpha_0+\lambda_3\alpha_3)}$$

mit

$$\Omega^{++} = \left(\frac{1+\Lambda_3}{2}\right)\left(\frac{1+\lambda_3}{2}\right)\Omega \text{ etc.}$$

$\Lambda_3, \lambda_3$ sind analog zu den Pauli-Matrizen in einem $\Lambda$- bzw. $\lambda$-Raum. Die Operatoren $\Lambda_1$ und $\lambda_1$ transformieren sich dann mit den halbzahligen Winkeln, z. B.

$$\lambda_1' = e^{-\frac{i}{4}\lambda_3\alpha_3}\lambda_1 e^{+\frac{i}{4}\lambda_3\alpha_3} = \lambda_1 e^{+\frac{i}{2}\lambda_3\alpha_3}.$$

Die Erwartungswerte von $\Lambda_3$ und $\lambda_3$ entsprechen $l_N$ und $l$ in der Tabelle S. 13 von HP.

Inwieweit sich diese neuere 4-fache $(\Lambda, \lambda)$ Entartung mit der oben eingeführten $\Sigma$-Entartung des Vakuums überdeckt, ist nicht sofort klar. Es liegt

jedoch nahe, den $\Sigma$-Raum mit dem $\Lambda$-Raum zu *identifizieren*, da beide mit einer Vorzeichenumkehr von $\alpha_0$ verknüpft sind. *Dies gelingt in der Tat* und soll auch im folgenden angenommen werden. Das Vakuum ist dann also nur *vierfach* entartet. Es genügt also, neben dem Bra- und Ket-Vakuum noch ein weiteres Bra- und Ket einzuführen.

## IV. *Strange Particles*

Eine wesentliche Schwierigkeit bietet das Auftreten der „strange particles", da bei ihnen eine Entkopplung von Spin- und Isospin erfolgt. Es sei hier bemerkt: Wiewohl es sehr *einfach* ist, die Quantenzahlen $\frac{e_\nu}{2}$ und $\frac{e}{2}$ durch Einfügen oder Nichteinfügen eines $\Lambda_1$ bzw. $\lambda_1$ Vakuum-Matrixoperators gleich $\pm\frac{1}{2}$ oder 0 zu machen, kann durch keinen (wenigstens einfachen) Kunstgriff erreicht werden, daß der Hilbertraum für eine Änderung der Multiplizität, d. h. des absoluten Wertes des Isospins (und als Folge davon auch von $I_3$), verantwortlich gemacht werden kann, da er *nicht* die Eigenschaften der 3-dimensionalen Drehgruppe besitzt. Strange particles kann man also wohl nur bekommen, daß man die direkten Produkte in den Gürsey $\phi$-Funktionen

$$\phi(x) \sim \chi(x)a \qquad \chi(x) = \begin{pmatrix} \cdot \\ \cdot \end{pmatrix} \qquad a = (\cdot \quad \cdot)$$

*auflöst*, d. h. dem $a$-Isospinor erlaubt, nicht nur immer in Verbindung mit dem (zweiwertigen) Ortsspinor $\chi(x)$ vorzukommen. Wenn die Zerstörung der Isosymmetrie wirklich etwas mit den Kräften langer Reichweite zu tun hat, d. h. auf der Tatsache beruht, daß wegen der wesentlichen Randbedingungen des $x$-Raumes in diesen Fällen die allgemeinen Drehungen nicht mehr ausgeführt werden können, so könnte man sich vorstellen, daß bei *Annahme* von $x$ unabhängigen Isospinoren $a$ (deren Symmetrie somit nicht vermindert wird) die Fusion $\chi(x)a$ nicht haltbar sein muß.

Wir setzen deshalb an, daß die Elementarteilchen durch beliebige Kombinationen von

$$[\Lambda_1 \chi(x)] \text{ und } [a\lambda_1]$$

gebildet werden können. {$\chi(x)$ steht symbolisch für $\psi_{r,e}(x)$, $\psi^C_{r,e}(x)$, $a$ für die beiden Isospinoren $a_+ = (1, 0)$ und $a_- = (0, 1)$.} Durch die Verbindung von $\Lambda_1$ mit dem Ortsspinor $\chi(x)$ erreicht man, daß $1_N/2$ immer auch dann halbzahlig ist, wenn auch der Spin halbzahlig ist (Fermionen). Da $a$ auf diese Weise vom $\Lambda$-Raum (d. h. früher als $\Sigma$-Raum bezeichnet) unabhängig ist, gilt ($\Lambda_1 = \Sigma_1$) für die Dachoperation

$$\hat{\chi}(x) = \Lambda_1 \chi(x) \Lambda_1 .$$

Dies heißt aber einfach, daß wir neben $[\Lambda_1 \chi(x)]$ auch noch $[\chi(x)\Lambda_1]$ haben. Gehört der eine Ausdruck zur Baryonenzahl $N = 1$, so gehört der andere zu $N = 0$. Auf diese Weise ist uns also durch die $\Lambda$-Verdoppelung des Vakuums nicht nur die Beschreibung massenbehafteter Partikel möglich, sondern wir bekommen gleichzeitig auch die Baryonen-Leptonen-Aufspaltung damit.

Durch den Ausdruck $[a\lambda_1]$, der die Ladung um 0 oder 1 ändert, läßt sich leicht eine „Symmetrieänderung“ erreichen (vgl. symmetrie-änderndes $\pi$ in HP).

In der Differentialgleichung kommen die $a$ nur mit $\chi(x)$ verknüpft vor, und zwar ist $\chi(x)$ multipliziert mit $a_+$ und $\chi^C(x)$ mit $a_-$. Z. B.

$$\phi_r = (\psi_r, \psi_r^C) = \psi_r(1, 0) + \psi_r^C(0, 1) = \psi_r a_+ + \psi_r^C a_- .$$

Hiermit scheinen nun alle wesentlichen Schwierigkeiten im Prinzip überwindlich und wohl die Quantenzahlentabelle verständlich. Da in der hier vertretenen Auffassung $l_N$ und $l$ nur die Werte 0 und $\pm 1$ annehmen können, kann die strangeness-Quantenzahl (als Differenz dieser beiden Zahlen definiert) nur die Werte 0, $\pm 1$, $\pm 2$ annehmen. Auf der anderen Seite können wegen dieser prinzipiellen Beschränkung der $l_N$, $l$-Quantenzahlen die in der Tabelle angenommenen Quantenzahlen des $\mu$-Mesons *nicht* realisiert werden, da sie $l$-Werte vom Werte 2 erfordern. Es erscheint mir nicht sinnvoll, wegen dieses einen Teilchens eine wesentlich kompliziertere Struktur des Vakuums anzunehmen, die neben vielen anderen zumindestens die Frage aufwerfen würde, warum nicht Teilchen mit strangeness vom Werte 3 vorkommen. Es sei deshalb angenommen, daß das $\mu$-Meson kein Isosinglett ist, sondern z. B. ein Doublett (oder Triplett). In diesem Fall wäre seine Einordnung wieder zwanglos möglich. Wir werden darauf zurückkommen.

## V. *Die verschiedenen Vakuumübergänge*

Durch die Identifizierung des $\Lambda$- und $Z$-Raumes ist unser Vakuum nur vierfach entartet. Wir wollen folgende Bezeichnung nun wählen:

$$\Omega = \begin{pmatrix} \Omega_r^+ \\ \Omega_r^- \\ \Omega_e^+ \\ \Omega_e^- \end{pmatrix} = \frac{1}{4} \begin{pmatrix} (1 + \Lambda_3)(1 + \lambda_3) \\ (1 + \Lambda_3)(1 - \lambda_3) \\ (1 - \Lambda_3)(1 + \lambda_3) \\ (1 - \Lambda_3)(1 - \lambda_3) \end{pmatrix} \Omega .$$

Bei Eichtransformationen und Drehungen um die 3. Isoachse soll es sich transformieren wie

$$\Omega' = \Omega e^{\frac{i}{4}(\Lambda_3 \alpha_0 + \lambda_3 \alpha_3)} .$$

Für die Erwartungswerte von Feldoperatoren schreiben wir:

$$\varphi(x) = \langle \Omega | O(x) | Z \rangle = \langle \Omega | O(x) a^+(x) | \Omega \rangle ,$$

wo $Z$ hier z. B. ein Einteilchenzustand ist. Um welches Teilchen es sich handelt, hängt noch vom Vakuum ab, auf dem es sich aufbaut. Wir haben die folgenden möglichen Vakuumübergänge, d. h. Vakua Bra- und Ket-Kombinationen: (mit

$\Lambda_3\varphi(x) = l_N\varphi(x);\ \lambda_3\varphi(x) = l\varphi(x))$

| | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| $\langle\Omega_r^+\|$ | $l_N/2$ | $l/2$ | $\langle\Omega_r^-\|$ | $l_N/2$ | $l/2$ |
| $\|\Omega_r^+\rangle$ | 0 | 0 | $\|\Omega_r^+\rangle$ | 0 | $\frac{1}{2}$ |
| $\|\Omega_r^-\rangle$ | 0 | $-\frac{1}{2}$ | $\|\Omega_r^-\rangle$ | 0 | 0 |
| $\|\Omega_e^+\rangle$ | $-\frac{1}{2}$ | 0 | $\|\Omega_e^+\rangle$ | $-\frac{1}{2}$ | $\frac{1}{2}$ |
| $\|\Omega_e^-\rangle$ | $-\frac{1}{2}$ | $-\frac{1}{2}$ | $\|\Omega_e^-\rangle$ | $-\frac{1}{2}$ | 0 |
| $\langle\Omega_e^+\|$ | $l_N/2$ | $l/2$ | $\langle\Omega_e^-\|$ | $l_N/2$ | $l/2$ |
| $\|\Omega_r^+\rangle$ | $\frac{1}{2}$ | 0 | $\|\Omega_r^+\rangle$ | $\frac{1}{2}$ | $\frac{1}{2}$ |
| $\|\Omega_r^-\rangle$ | $\frac{1}{2}$ | $-\frac{1}{2}$ | $\|\Omega_r^-\rangle$ | $\frac{1}{2}$ | 0 |
| $\|\Omega_e^+\rangle$ | 0 | 0 | $\|\Omega_e^+\rangle$ | 0 | $\frac{1}{2}$ |
| $\|\Omega_e^-\rangle$ | 0 | $-\frac{1}{2}$ | $\|\Omega_e^-\rangle$ | 0 | 0 |

Oder nach den $(l_N, l)$-Kombinationen geordnet:

| I | | Teilchen | Antiteilchen | II | | Teilchen | Antiteilchen |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| $\left(\frac{1}{2}, \frac{1}{2}\right)$ | $\langle\Omega_e^-\|\Omega_r^+\rangle$ | $N, P$ | $e^+, \bar{\nu}$ | $\left(\frac{1}{2}, 0\right)$ | $\langle\Omega_e^+\|\Omega_r^+\rangle$ | $\Lambda, \Sigma$ | – |
| $\left(\frac{1}{2}, -\frac{1}{2}\right)$ | $\langle\Omega_e^+\|\Omega_r^-\rangle$ | $\Xi^*$ | $(\mu^-)$ | $\left(\frac{1}{2}, 0\right)$ | $\langle\Omega_e^-\|\Omega_r^-\rangle$ | $\Lambda, \Sigma$ | – |
| $\left(-\frac{1}{2}, \frac{1}{2}\right)$ | $\langle\Omega_r^-\|\Omega_e^+\rangle$ | $(\mu^+)$ | $\bar{\Xi}^*$ | $\left(-\frac{1}{2}, 0\right)$ | $\langle\Omega_r^-\|\Omega_e^-\rangle$ | – | $\bar{\Lambda}, \bar{\Sigma}$ |
| $\left(-\frac{1}{2}, \frac{1}{2}\right)$ | $\langle\Omega_r^+\|\Omega_e^-\rangle$ | $e, \nu$ | $\bar{N}\ \bar{P}$ | $\left(-\frac{1}{2}, 0\right)$ | $\langle\Omega_r^+\|\Omega_e^+\rangle$ | – | $\bar{\Lambda}, \bar{\Sigma}$ |
| III | | Teilchen | Antiteilchen | IV | | Teilchen | Antiteilchen |
| $\left(0, \frac{1}{2}\right)$ | $\langle\Omega_r^-\|\Omega_r^+\rangle$ | – | – | $(0, 0)$ | $\langle\Omega_r^+\|\Omega_r^+\rangle$ | – | $\bar{\pi}, \bar{\gamma}$ |
| $\left(0, \frac{1}{2}\right)$ | $\langle\Omega_e^-\|\Omega_e^+\rangle$ | $K$ | $\bar{K}$ | $(0, 0)$ | $\langle\Omega_r^-\|\Omega_r^-\rangle$ | – | $\bar{\pi}, \bar{\gamma}$ |
| $\left(0, -\frac{1}{2}\right)$ | $\langle\Omega_r^+\|\Omega_r^-\rangle$ | $\bar{K}$ | $K$ | $(0, 0)$ | $\langle\Omega_e^+\|\Omega_e^+\rangle$ | $\pi, \gamma$ | – |
| $\left(0, -\frac{1}{2}\right)$ | $\langle\Omega_e^+\|\Omega_e^-\rangle$ | – | – | $(0, 0)$ | $\langle\Omega_e^-\|\Omega_e^-\rangle$ | $\pi, \gamma$ | – |

Wir wollen uns zuerst der I. Kategorie widmen, denn hier erscheinen die wichtigsten Partikel, die Nukleonen (N) und Elektronen (e), neben dem $\Xi$-Teilchen und versuchsweise dem $\mu$-Meson. In allen diesen Fällen ist das Bra- und Ket-Vakuum in beiden Indizes verschieden, d. h., der Feldoperator $O(x)$ muß die Form haben

$$O(x) = \Lambda_1\phi_D(x)\lambda_1.$$

Dies ist vom Typ $[\Lambda_1\chi(x)]\,[a\lambda_1]$.

Wir wählen speziell

$$\phi_D(x) = \begin{pmatrix} \phi_r(x) \\ \hat{\phi}_e(x) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \phi_r(x) & \phi_r^C(x) \\ \hat{\phi}_e(x) & \hat{\phi}_e^C(x) \end{pmatrix} = (\psi_I(x), \psi_{II}(x)) \text{ mit } \hat{\phi}_e = \Lambda_1\phi_e\Lambda_1.$$

$\phi_r(x)$ und $\phi_e(x)$ sind hier die Gürsey Rechts- und Linksfunktionen ($\phi_e = \bar{\phi}^+\tau_3$). Beide sind wieder Matrizen in einem $\Lambda$- und $\lambda$-Raum. $\psi_I$ und $\psi_{II}$ entsprechen Spinoren eines Isodubletts in der Dirac-Darstellung (z. B. P und N):

$$\psi_I(x) = \phi_D(x)\frac{1}{2}(1+\tau_3)\,; \quad \psi_{II}(x) = \phi_D(x)\frac{1}{2}(1-\tau_3)\,.$$

Die Lagrangefunktion der gewöhnlichen Dirac-Gleichung ist

$$L_D = \left(\psi_r^+, \psi_e^+\right)\begin{pmatrix} P & -m \\ -m & \bar{P}\end{pmatrix}\begin{pmatrix}\psi_r \\ \psi_e\end{pmatrix} = 0 \qquad P = E - \boldsymbol{\sigma}\cdot\boldsymbol{p}$$

(+ bedeutet hermitesch konjugiert, $\gamma_5 =$ diagonal $= -\rho_1$).

Für den Vakuumerwartungswert zweier Feldoperatoren $\psi$ erhält man dort für positive Energien:

$$\langle\Omega|\psi(x)\psi^+(x')|\Omega\rangle_+ = \sum_{Z,E>0}\langle\Omega|\psi(x)|Z\rangle\langle Z|\psi^+(x)|\Omega\rangle$$

$$= \gamma_4\left(\gamma_\mu p^\mu + m\right) i\Delta_+(s) = \begin{pmatrix} P & m \\ m & \bar{P}\end{pmatrix} i\Delta_+(s).$$

Die Matrix auf der rechten Seite rührt von dem Projektionsoperator $\frac{1}{2m}(\gamma_\mu p^\mu + m)$ her, den man einführen muß, um die Summation in simpler Weise über alle Zwischenzustände positiver Energie ausführen zu können.

Ähnlich verfahren wir jetzt, wenn wir folgende Vakuumerwartungswerte betrachten

$$\langle\Omega|O(x)O^+(x)|\Omega\rangle = \sum_Z\langle\Omega|O(x)|Z\rangle\langle Z|O^+(x)|\Omega\rangle,$$

wo $O(x)$ obiger Operator ist. Wir haben jedoch jetzt nicht nur die Unterscheidung von positiver und negativer Energie in den Zwischenzuständen $Z$, sondern auch die Unterscheidung der verschiedenen Vakua. Beim Vergleich mit obiger Tabelle versuchen wir folgende Zuordnung:

Zustände für positive Energien (Teilchen), die sich auf dem Rechtsvakuum aufbauen, führen zu Baryonen ($N = 1$), Zwischenzustände, die sich auf dem Linksvakuum aufbauen, zu leichten Teilchen ($N = 0$). Wir führen also folgende Projektionsoperatoren ein, und zwar in einer Näherung, wo wir den Isotopenspin unberücksichtigt lassen (nicht-elektrische Approximation) und sogar noch die Differenzierung von „Plus-Minus-Vakua“ unterdrücken:

$$P^+_{\text{op}}(\text{Baryon}) = \frac{1}{4}(1+\Lambda_3)(\gamma_\mu \overset{\circ}{p}{}^\mu + 1)$$

$$P^+_{\text{op}}(\text{Lepton}) = \frac{1}{4}(1-\Lambda_3)\gamma_\mu \overset{\circ}{p}{}^\mu$$

also zuammen

$$P_{\text{op}} = \frac{1}{2}\left[\gamma_\mu \overset{\circ}{p}{}^\mu + \frac{1}{2}(1+\Lambda_3)\right]$$

mit der Bezeichnung

$$\overset{\circ}{p}{}^{\mu} = \frac{p^{\mu}}{\sqrt{p_r p^r}} = \frac{p^{\mu}}{\sqrt{p^2}}.$$

Für den Vakuumerwartungswert erhalten wir dann

$$\langle \Omega | \Lambda_1 \phi_D(x) \lambda_1 \lambda_1 \phi_D^+(x') \Lambda_1 | \Omega \rangle_+$$

$$= \sum_{\text{alle } Z} \langle \Omega | \Lambda_1 \phi_D(x) \lambda_1 P_{\text{op}} | Z \rangle \langle Z | \lambda_1 \phi_D^+(x) \Lambda_1 | \Omega \rangle$$

$$= \langle \Omega | \gamma_4 \left[ \gamma_\mu P_+^\mu(s) + M_+(s) \right] | \Omega \rangle$$

$$= \langle \Omega \begin{pmatrix} P_+(s) & M_+(s) \\ M_+(s) & \bar{P}_+(s) \end{pmatrix} | \Omega \rangle$$

mit

$$M_+(s) = m_+(s) \frac{1}{2}(1 - \Lambda_3).$$

Hier ist

$$P_+^\mu(s) \equiv p^\mu F(s) \text{ und } m_+(s) \equiv \kappa G(s)$$

in den Bezeichnungen von HP. Sind die Vakua außen Linksvakua

$$\Omega = \Omega_e \qquad (\Lambda_3 = -1),$$

so erhalten wir die Baryonen-Vertauschungsfunktion

$$S_+(\text{Baryon}) \sim \gamma_4 \begin{pmatrix} P_+(s) & m_+(s) \\ m_+(s) & \bar{P}_+(s) \end{pmatrix}$$

$$= \begin{pmatrix} m_+(s) & \bar{P}_+(s) \\ P_+(s) & m_+(s) \end{pmatrix} = \gamma_\mu P_+^\mu(s) + m_+(s).$$

Sind die Vakua außen Rechtsvakua, so erhalten wir die Elektron-Neutrino-Vertauschungsfunktion

$$S_+(\text{Lepton}) \sim \gamma_4 \begin{pmatrix} P_+(s) & 0 \\ 0 & \bar{P}_+(s) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & \bar{P}(s) \\ P(s) & 0 \end{pmatrix} = \gamma_\mu P_+^\mu(s).$$

Wir weisen jedoch darauf hin, daß die Matrizen noch eine Ausdehnung im Isotopen-Raum besitzen, und außerdem noch, bevor wir das Vakuum im letzten Schritt beseitigen (also in Gleichung 1), eine Ausdehnung im λ-Raum. Denn die Masse der Teilchen braucht nicht nur davon abzuhängen, ob es sich auf ein Links- oder Rechtsvakuum aufbaut, sondern auch ob es auf der Plus- oder Minuskomponente fundiert. Die Projektionsoperatoren müssen also noch weiter spezifiziert werden durch die Einführung der Projektionsoperatoren

$\frac{1}{2}(1+\lambda_3)$ und $\frac{1}{2}(1-\lambda_3)$. Die Massenterme in (1) müssen also noch allgemeiner geschrieben werden

$$M_+(s) = m_1^+(s)\frac{1}{4}(1-\Lambda_3)(1-\lambda_3) + m_2^+(s)\frac{1}{4}(1-\Lambda_3)(1+\lambda_3) + m_3^+(s)\frac{1}{4}(1+\Lambda_3)(1-\lambda_3) + m_4^+(s)\frac{1}{4}(1+\Lambda_3)(1+\lambda_3).$$

Um dem Elektron $\langle \Omega_r^+ || \Omega_r^+ \rangle$ wirklich nur eine elektromagnetische Masse zu geben (diese ist hier immer noch nicht berücksichtigt und muß durch zusätzliche Einführung der Projektionsoperatoren $\frac{1}{2}(1+\tau_3)$ und $\frac{1}{2}(1-\tau_3)$ behandelt werden!), müssen wir $m_4^+(s) = 0$ annehmen. Wäre das zu $\langle \Omega_r^- || \Omega_r^- \rangle$ korrespondierende leichte Fermion wirklich ein $\mu$-Meson (Isotopen-Doublett mit strangeness $m+2$), so wäre $m_3^+(s) \neq 0$ für seine nicht-elektromagnetische Masse verantwortlich. Das Nukleon $\langle \Omega_e^- || \Omega_e^- \rangle$ erhielte die Massenfunktion $m_1^+(s)$ und das $\Xi$-Teilchen $\langle \Omega_e^+ || \Omega_e^+ \rangle$ die Massenfunktion $m_2^+(s)$.

Die Summation über die negativen Zustände liefert uns auf ähnliche Weise die Vertauschungsfunktionen der Antiteilchen. Der Projektionsoperator für negative Energien wäre

$$P^-_{\substack{\text{op}\\ E<0}} = \frac{1}{2}\left[\overset{\circ}{\gamma}_\mu\, p^\mu - \frac{1}{2}(1+\Lambda_3)\right].$$

Das physikalische Antiteilchen wird beschrieben, jedoch durch die Löcher der Teilchen negativer Energie. Der Feldoperator

$$\phi_D(x) = \begin{pmatrix} \phi_r(x) \\ \hat{\phi}_e(x) \end{pmatrix} = (\psi_I(x), \psi_{II}(x)),$$

der auf ein Vakuum $\Omega_D$ wirkt, beschreibt ein Teilchen positiver und negativer Energie. Zu den physikalischen Antiteilchen gelangt man durch die Transformationen

$$\phi_{\bar{D}}(x) = C^{-1}\gamma_4 \begin{pmatrix} \phi_r^+(x) \\ \hat{\phi}_e^+(x) \end{pmatrix} = C^{-1}(\bar{\psi}_I(x), \bar{\psi}_{II}(x)) = \begin{pmatrix} \hat{\phi}_r^C(x) \\ \phi_e^C(x) \end{pmatrix}$$

$$\Omega_{\bar{D}} = \Omega_D^+,$$

d. h. gewissermaßen durch die ˆ-Operation + Ladungskonjugation und die Vakuumkonjugation. Ferner hat man wie gewöhnlich

$$(\gamma_\mu p^\mu)_{\bar{D}} = C^{-1}(\gamma_\mu p^\mu)^* C = -\gamma_\mu p^\mu .$$

Anstatt für die Funktionen $\phi_D(x)$ die Vertauschungsfunktion anzugeben, können wir dies auch für die $\psi(x)$ und $\hat{\psi}(x)$ tun, aus denen es sich aufbaut

und welche hauptsächlich bei HP verwendet werden. Wir haben ja aufgrund von (1)

$$\langle\Omega|\begin{pmatrix}\psi_r\psi_r^+ & \psi_r\hat{\psi}_e^+\\ \hat{\psi}_e\psi_r^+ & \hat{\psi}_e\hat{\psi}_e^+\end{pmatrix}|\Omega\rangle_+ = \langle\Omega|\begin{pmatrix}P_+(s) & M_+(s)\\ M_+(s) & \bar{P}_+(s)\end{pmatrix}|\Omega\rangle$$

und dasselbe für die ladungskonjugierten Funktionen. Für die Linksfunktion findet man

$$\langle\Omega|\begin{pmatrix}\psi_e\psi_e^+ & \psi_e\hat{\psi}_r^+\\ \hat{\psi}_r\psi_e^+ & \hat{\psi}_r\hat{\psi}_r^+\end{pmatrix}|\Omega\rangle_+ = \langle\Omega|\begin{pmatrix}P_+(s) & \hat{M}_+(s)\\ \hat{M}_+(s) & \bar{P}_+(s)\end{pmatrix}|\Omega\rangle.$$

Das heißt aber

$$\langle\Omega|\psi(x)\psi^+(x')|\Omega\rangle_+ = \langle\Omega|\hat{\psi}(x)\hat{\psi}^+(x')|\Omega\rangle_+ = \begin{pmatrix}P_+(s) & 0\\ 0 & \bar{P}_+(s)\end{pmatrix}$$

und

$$\langle\Omega|\psi(x)\hat{\psi}^+(x')|\Omega\rangle_+ = \langle\Omega|\begin{pmatrix}0 & M_+(s)\\ \hat{M}_+(s) & 0\end{pmatrix}|\Omega\rangle$$

$$\langle\Omega|\hat{\psi}(x)\psi^+(x')|\Omega\rangle_+ = \langle\Omega|\begin{pmatrix}0 & \hat{M}_+(s)\\ M_+(s) & 0\end{pmatrix}|\Omega\rangle$$

oder mit den Bezeichnungen von HP, wenn wir für die Massenfunktionen die erste Näherung nehmen

$$M_+(s) = m_+(s)\frac{1}{2}(1-\Lambda_3) \qquad \hat{M}_+(s) = m_+(s)\frac{1}{2}(1+\Lambda_3)$$

$$\langle\Omega|\psi\bar{\psi}|\Omega\rangle = \langle\Omega|\hat{\psi}\bar{\hat{\psi}}|\Omega\rangle = \gamma_\mu p^\mu F(s)$$

$$\langle\Omega|\psi\bar{\hat{\psi}}|\Omega\rangle = \langle\Omega|\frac{1}{2}(1+\beta)\kappa + \frac{1}{2}(1-\beta)\hat{\kappa}|\Omega\rangle G(s) = \langle\Omega|1-\beta\Lambda_3|\Omega\rangle\kappa G(s)$$

$$\langle\Omega|\hat{\psi}\bar{\psi}|\Omega\rangle = \langle\Omega|1+\beta\Lambda_3|\Omega\rangle\kappa G(s).$$

Die II. Kategorie in obiger Tabelle entspricht der $\Lambda$, $\Sigma$-Gruppe. Es kommt keine Transformation im $\lambda$-Raum vor, d. h., der Operator $O(x)$ muß vom Typ

$$[\Lambda_1\chi(x)][a\lambda_1][a\lambda_1] = [\Lambda_1\chi(x)](aa)$$

sein. Das Produkt $(aa)$ führt zu einem Isotriplett und einem Isosinglett. Das $\Sigma^+$ z. B. könnte repräsentiert werden durch den Operator

$$O(x) = \left[\phi_D(x)\frac{1}{2}(1+\tau_3)\right](a_+\lambda_1) = \phi_D(x)\frac{1}{2}(1+\tau_3)\frac{1}{2}\left(1+\tau_3'\right)a\lambda_1$$

($\tau_3$ wirkt nach links auf $\phi$, $\tau_3'$ nach rechts auf $a$).

Eine wesentliche Eigenschaft dieser Operatoren ist, daß das Vakuum bezüglich Drehungen um die 3. Isoachse entartet bleibt, denn sie bewirken nur Rechts-Linksübergänge. Die Massenfunktion wird also nicht mehr die Projektionsoperatoren $\frac{1}{2}(1 \pm \lambda_3)$ enthalten. Wir bekämen etwa

$$M_{\wedge}^{+}(s) = m_I^{+}(s)\frac{1}{2}(1 - \Lambda_3) + m_{II}^{+}(s)\frac{1}{2}(1 + \Lambda_3)\,.$$

(Man könnte versucht sein, diese Massenfunktion aus $M_{+}(s)$ durch Spurbildung im $\Lambda$-Raum zu erzeugen und daraus zu verstehen suchen, warum die Masse von $\Lambda$ gerade zwischen der von $N$ und $\Xi$ liegt.)

Die $\Lambda_1$, $\Sigma$-Gruppe $\langle \Omega_e^{\pm} || \Omega_e^{\pm} \rangle$ erhält die Massenfunktion $m_I^{+}(s)$.

$m_{II}^{+}(s)$ wäre die Massenfunktion eines Leptons $\langle \Omega_r^{\pm} || \Omega_r^{\pm} \rangle$, das nicht in der Tabelle vorkommt. Es entspräche einem Isotopentriplett + Singlett mit strangeness + 1. Auch an dieser Stelle könnte man somit das $\mu$-Meson unterbringen.

In der III. Kategorie der Tabelle findet man die K-Mesonen. Sie stellen Verbindungen zwischen dem Plus- und dem Minusvakuum her, ohne den Schraubensinn zu ändern. Der Operator $O(x)$ ist also vom Typ

$$[\Lambda_1 \chi(x)]\,[\Lambda_1 \chi(x)]\,[a\lambda_1]\,,$$

z. B.

$$O(x) = \phi_D(x)\gamma_4 \phi_D^{+}(x)\,(a_{+}\lambda_1)\,.$$

Diese führt zu zwei „leichten" Zuständen $\langle \Omega_e^{+} || \Omega_e^{+} \rangle$ und $\langle \Omega_e^{-} || \Omega_e^{-} \rangle$ mit strangeness $+1$ bzw. $-1$. Der erste Zustand muß den K-Mesonen zugedeutet werden. Der zweite kann mit den Anti-K-Teilchen identisch sein (Koinzidenz). Die zwei möglichen „Baryonen"-Zustände $\langle \Omega_r^{+} || \Omega_r^{+} \rangle$ und $\langle \Omega_r^{-} || \Omega_r^{-} \rangle$ gehören zu schweren Mesonen von etwa zwei Nukleonenmassen, die noch gefunden werden könnten.

In der IV. Kategorie schließlich finden wir Teilchen, die das Vakuum in sich selbst überführen. Die Operatoren sind hier von der Form

$$[\Lambda_1 \chi(x)]\,[\Lambda_1 \chi(x)]\,[a\lambda_1]\,[a\lambda_1]$$

oder

$$O(x) = \phi_D(x)\phi_D^{+}(x).$$

Wir haben zwei leichte Teilchen $\langle \Omega_e^{+} || \Omega_e^{+} \rangle$ und $\langle \Omega_e^{-} || \Omega_e^{-} \rangle$, die entartet sind (keine $\lambda_1$-Operatoren). Sie liefern das $\pi$-Meson (Isotriplett) und die Lichtquanten (Singlett). Ferner existieren noch zwei schwere Teilchen $\langle \Omega_r^{+} || \Omega_r^{+} \rangle$ und $\langle \Omega_r^{-} || \Omega_r^{-} \rangle$ , die wieder etwa zwei Nukleonenmassen haben werden und sehr wohl existieren könnten.

## VI. Schlußbemerkung

Wir können abschließend bemerken: Bei der hier vertretenen Auffassung kann die in der Heisenberg-Pauli-Arbeit gegebene Quantenzahlenzuordnung der

Elementarteilchen durch die Einführung e i n e r Spinorfunktion (die einer gegenüber Lorentz- und Pauligruppe invarianten, nichtlinearen Differentialgleichung genügt) und eines vierfach entarteten Vakuums beschrieben werden. Das Vakuum hat die Eigenschaften zweier unabhängiger (abgeschlossener) zyklischer Gruppen. Die in HP aufgeführten Quantenzahlen des $\mu$-Mesons (Isotopensinglett) können nicht reproduziert werden. Dagegen ergeben sich die Möglichkeiten der Existenz zweier (nicht aufgeführter) Leptonen (wovon eines eventuell mit dem $\mu$-Meson identifiziert werden kann):

1. Ein Isotopen-Doublett ähnlich dem $\Xi$-Doublett, aber mit entgegengesetzter Ladung (d. h. $\xi^+$, $\xi^0$) und strangeness + 2.

2. Einem Isotopentriplett-Singlett ähnlich den $\Lambda_1$, $\Sigma$-Teilchen (d. h. $\lambda$; $\sigma^+$, $\sigma^0$, $\sigma^-$) mit strangeness + 1. Weiterhin würde man die Existenz von schweren $\pi$- und schweren K-Mesonen erwarten (Massen wohl bei $\approx 2m_{\text{prot.}}$) und selbstverständlich eventuell auch noch schwerere Teilchen, die durch die mehr als zweimalige Anwendung des $\psi$-Feldoperators entstehen.

## Anhang

*Verknüpfungen vom Gürsey- zum Dirac-Formalismus*

1. *Definitionen*

In der Dirac-Schreibweise

$$\psi^* = \psi \text{ komplex konjugiert} = \begin{pmatrix} \vdots \end{pmatrix}$$

$$\psi^+ = \psi \text{ hermitesch konjugiert} = (\cdots) = \psi^{*T} \rightarrow \text{transp. im Hilbertraum}$$

$$\bar{\psi} = \psi \text{ hermitesch adjungiert} = \psi^+ \gamma_4 = (\cdots)$$

$$\psi^T = \psi \text{ transponiert im Dirac-Spin-Raum} = (\cdots)$$

$$\psi^C = \psi \text{ ladungskonjugiert} = C^{-1} \bar{\psi}^T$$

In der Gürsey-Schreibweise

$$\phi = \begin{pmatrix} a & c^* \\ b & d^* \end{pmatrix} \text{ von links } \sigma\text{-Spinraum, von rechts } \tau\text{-Isospin-Raum}$$

$$\bar{\phi} = \begin{pmatrix} d^* & -c^* \\ -b & a \end{pmatrix} \text{ Gürsey Adjungierte (mit } \bar{\psi} \text{ verwandt)}$$

wenn

$$\phi = \varphi^\nu I_\nu = \varphi^0 I + \varphi^i \tau_i \rightarrow \bar{\phi} = \varphi^0 I - \varphi^i \tau_i .$$

Wenn wir definieren

$$\frac{1-\gamma_5}{2}\psi = \begin{pmatrix} \psi_r \\ 0 \end{pmatrix} \qquad \psi_r = \begin{pmatrix} \cdot \\ \cdot \end{pmatrix} \qquad \text{Nur noch}$$

$$\frac{1+\gamma_5}{2}\psi = \begin{pmatrix} 0 \\ \psi_e \end{pmatrix} \qquad \psi_e = \begin{pmatrix} \cdot \\ \cdot \end{pmatrix} \qquad \text{Spinraum}$$

dann lassen sich die Gürsey Matrizen folgendermaßen abkürzen:

$$\begin{aligned}
\phi_r &= \left(\psi_r, \psi_r^C\right) & \phi_e &= \left(\psi_e, \psi_e^C\right) = \bar{\phi}_r^+ \tau_3 \\
\bar{\phi}_r &= \left(\psi_e, -\psi_e^C\right)^+ & \bar{\phi}_e &= \left(-\psi_r, \psi_r^C\right)^+ = -\tau_3 \phi^+ \\
\bar{\phi}_r^+ &= \left(\psi_e, -\psi_e^C\right) & \bar{\phi}_e^+ &= \left(-\psi_r, \psi_r^C\right) = -\phi\tau_3 \\
\bar{\phi}^+\tau_3 &= \left(\psi_e, \psi_e^C\right) & \bar{\phi}_e^+\tau_3 &= \left(-\psi_r, -\psi_r^C\right) = -\phi_r
\end{aligned}$$

Ladungskonjugation in einer speziellen Darstellung:

$\gamma_5 = \text{diagonal} \qquad \psi^C = C^{-1}\bar{\psi}^T = \gamma_2 \psi^{+T} \qquad \psi_r^C = -\mathrm{i}\sigma_2 \psi_e^{+T}$
$\psi_e^C = +\mathrm{i}\sigma_2 \psi_r^{+T}$

2. *Korrespondenz von Transformationen*

| | Dirac-Schreibweise | Gürsey-Schreibweise |
|---|---|---|
| | $\psi \to \mathrm{i}\psi$ | $\phi \to \mathrm{i}\phi\tau_3$ |
| | $\psi \to (a + ib)\psi$ | $\phi \to \phi(a + \mathrm{i}\tau_3 b)$ |
| | $\psi \to e^{\mathrm{i}\alpha}\psi$ | $\phi \to e^{\mathrm{i}\alpha\tau_3}$ |
| | $\psi \to \gamma_5\psi$ | $\phi \to \phi\tau_3$ |
| | $\psi \to i\gamma_5\psi$ | $\phi \to \mathrm{i}\phi$ |
| | $\psi \to (a + \mathrm{i}b\gamma_5)\psi$ | $\phi \to \phi(a + \mathrm{i}b)$ |
| (I) | $\psi \to e^{\mathrm{i}\alpha\gamma_5}\psi$ | $\phi \to \phi e^{i\alpha}$ |
| | $\psi \to \psi^C$ | $\phi \to \phi\tau_1$ |
| | $\psi \to \mathrm{i}\psi^C$ | $\phi \to \phi\tau_2$ |
| | $\psi \to \gamma_5\psi^C$ | $\phi \to -\mathrm{i}\phi\tau_2$ |
| | $\psi \to \mathrm{i}\gamma_5\psi^C$ | $\phi \to \mathrm{i}\phi\tau_1$ |
| (II) | $\psi \to (1 + \mathrm{i}\alpha_3)\psi - (\alpha_2 - \mathrm{i}\alpha_1)\gamma_5\psi^C$ | $\phi \to \phi(1 + \mathrm{i}\alpha_1\tau_1 + \mathrm{i}\alpha_2\tau_2 + \mathrm{i}\alpha_3\tau_3)$ $\to \phi e^{\mathrm{i}\alpha_i t_i} \quad (\alpha_i = \text{infinitesimal})$ |
| | $\psi \to \mathrm{i}\sigma_i\psi$ | $\phi \to \mathrm{i}\sigma_i\phi$ |
| | $\psi \to \psi^+$ | $\phi \to \phi^+$ |
| | $\psi \to \bar{\psi}$ | $\phi \to \bar{\phi}$ |
| | $\psi \to \gamma_4\psi$ | $\phi \to \sigma_2\phi^{+T}\tau_2 = \bar{\phi}^+$ |
| | $\psi \to \gamma_5\gamma_4\psi$ | $\phi \to \bar{\phi}^+\tau_3 (\text{z. B. } \phi_r \to \phi_e)$ |

3. *Transformationseigenschaften oder Gürseymatrizen unter* I + II

Wir geben hier eine Zusammenstellung der Transformations-Eigenschaften verschiedener Gürsey-Matrizen unter der $\gamma_5$-Transformation (I) und den Pauli-Transformationen (II). Wir schreiben abkürzend:

$$\phi \to \phi e^{\mathrm{i}\alpha_0 + \mathrm{i}\alpha_1\tau_1 + \mathrm{i}\alpha_2\tau_2 + \mathrm{i}\alpha_3\tau_3} \qquad \phi + + + +$$

$$\phi^+ \to e^{-\mathrm{i}\alpha_0 - \mathrm{i}\alpha_1\tau_1 - \mathrm{i}\alpha_2\tau_2 - \mathrm{i}\alpha_3\tau_3}\phi^+ \qquad - - - - \phi^+$$

| | Matrix | $\alpha_0$ | $\alpha_1$ | $\alpha_2$ | $\alpha_3$ | Matrix | Dirac-Schreibweise | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| $\phi_r = \phi$ | | + | + | + | + | | $\psi$ | |
| | $\phi\tau_1$ | + | + | − | − | | $\psi^C$ | |
| | $\phi\tau_2$ | + | − | + | − | | $\mathrm{i}\psi^C$ | |
| | $\phi\tau_3$ | + | − | − | + | | $\gamma_5\psi$ | |
| | $\phi^{+T}$ | − | − | + | − | | $\psi^{+T}$ | $\tau^{+T} = \tau$ |
| | $\phi^{+T}\tau_1$ | − | − | − | + | | $\psi^{+TC} = \gamma_2\psi$ | |
| | $\phi^{+T}\tau_2$ | − | + | + | + | | $\mathrm{i}\psi^{+TC} = +\mathrm{i}\gamma_2\psi$ | |
| | $\phi^{+T}\tau_3$ | − | + | − | − | | $\gamma_5\psi^{+T} = -\gamma_5\gamma_2\psi^C$ | |
| | $\bar{\phi}^+$ | − | + | + | + | | $\sigma_2\phi^{+T}\tau_2\ \gamma_4\psi$ | |
| $\phi_e = \bar{\phi}^+\tau_3$ | | − | − | − | + | | $\mathrm{i}\sigma_2\phi^{+T}\tau_1\ \gamma_5\gamma_4\psi$ | |
| | | − | − | − | − | $\phi^+$ | $\psi^+$ | |
| | | + | − | − | − | $\bar{\phi}$ | $\psi^+\gamma_4 = \bar{\psi}$ | |
| | | + | − | + | + | $\tau_1\bar{\phi}$ | $\bar{\psi}^C$ | |
| $\hat{\phi}_r = \hat{\phi}$ | | − | − | − | + | | $\hat{\psi}$ | |

[1] Vgl. Dürr (1958).
[2] Vgl. Gürsey (1958b).
[3] Wie aus Paulis Schreiben [2933] hervorgeht, war dieses Manuskript bei ihm am 17. März 1958 in Berkeley eingetroffen.
[4] Mit HP bezeichnet Dürr hier den *Preprint* der Arbeit von Heisenberg und Pauli (1958f).

## [2920] Pauli an Dürr

Berkeley, 13. März 1958

Sehr geehrter Herr Dr. Dürr!

Sie finden beiliegend a) eine Ergänzung zu Gürseys Formalismus (den früheren Brief mit diesem[1] haben Sie wohl zu sehen bekommen; ich hatte ihn schon vor einiger Zeit nach Göttingen geschickt), b) die Kopie eines Briefes an Landau[2] (es ist wohl *nicht* nötig, diesen Prof. Heisenberg in die Ferien nachzuschicken; es steht nichts darinnen, was er nicht weiß; dagegen sind Teile davon wichtig für Dr. Symanzik; für diesen liegt c) noch ein Brief bei.[3]

Man hat in Göttingen sozusagen in der letzten Minute noch den $\hat{\psi}$-Formalismus in den preprint von Heisenberg und mir aufgenommen – wie mir scheint, ohne sich dessen Konsequenzen genügend zu überlegen. Die wichtigste ist, daß man in der Lagrangefunktion nun noch viel mehr Möglichkeiten hat (siehe meinen Brief an Landau). Es dürfte wohl möglich sein, damit Lagrangefunktion und Vertauschungsrelationen so zu wählen, daß die Elementarteilchen qualitativ richtig herauskommen.

Inzwischen arbeiten Gürsey und ich weiter am Konkurrenzformalismus mit $4 \times 4$-reihiger $\Psi$-Matrix und einfachem Vakuum. Es fragt sich, wie willkürlich – oder, optimistisch ausgedrückt, wie schön dann zum Schluß alles wird. Ich muß noch mehr darüber wissen, ehe ich daran gehen kann, die endgültige (zum Druck bestimmte) Fassung der Arbeit zu formulieren. Lassen Sie mich, bitte, Ihre Meinung zu Gürseys Ansätzen wissen. (Dieser kommt etwa am 20. März hierher.)

Mit Grüßen an Symanzik und Lüders Ihr W. Pauli

[1] Vgl. den Brief [2870].
[2] Vgl. den Brief [2916].
[3] Dieser Brief liegt vor.

## [2921] Pauli an Gürsey

Berkeley, 13. März 1958

Dear Dr. Gürsey!

Thanks for your letter of March 8.[1]

Now again many things are clearer.

Källén's objection is ‚off'.

I only want to add that the non-invariance of $\Psi$ under $\Psi \to \gamma_5 \Psi$ seems to transform itself into a non-invariance of $\Psi'$ under $\Psi' \to \Psi'^C$. But no objection springs from it.

What Bludman meant regarding the particle-antiparticle symmetry in your formalism I don't understand myself.

What was really new and clarifying to me was the section 6 of your letter on „The meaning of the operators corresponding to $t_3$ and $I_3$".[2] (I propose then the notation $N$, $I_N$, $l_N$, $Q$, $I_Q$, $l_Q$ – instead of $I_3$ in your formalism.)

Unfortunately I am not very familiar with the paper by Salam, d'Espagnat and Prentki on „charge space",[3] which you quote.

De Shalit at CERN seems to be also interested in the $x$-dependent gauge transformation.

Much will depend on Lagrangian and commutation relations. I wonder, whether Dürr makes headway in Göttingen with the analogous problem in the competitive formalism with the degenerated vacuum.

I enclose the copy of a letter to Landau,[4] please show it also to others.

Looking very much forward to see you soon

Yours sincerely W. Pauli

[1] Vgl. den Brief [2913].
[2] Einen Teil von diesem Abschnitt ließ Pauli abschreiben und an einige Personen verschicken.
[3] Auf diese Arbeit von d'Espagnat, Prentki und Salam (1958) hatte Gürsey in seinem vorangehenden Schreiben [2913] hingewiesen.
[4] Vgl. den Brief [2916].

## [2922] Pauli an Symanzik

Berkeley, 13. März 1958

Lieber Herr Symanzik!

Ich habe Ihnen noch zu danken für Ihren letzten Brief über die Dispersionsrelationen im Lee-Modell,[1] der sehr interessant war. Doch habe ich diesen Gegenstand inzwischen zurückgestellt.

Heute möchte ich das Eigenwertproblem in Formalismen, in denen weder Hamiltonians, noch Vertauschungsrelationen vorgegeben sind, nochmals zur Sprache bringen. Daran scheint mir nämlich die Zukunft des Spinormodelles wesentlich zu hängen. In Abschnitt 5 des preprints von Heisenberg und mir ist das Problem kurz skizziert und ich nehme an, daß Sie an diesen Formulierungen wohl mitgewirkt haben und sie jedenfalls kennen. Leider bin ich mit diesen Formalismen gar nicht vertraut. Auch bin ich sehr unzufrieden mit der Darstellung solcher Formalismen durch den alten LSZ-Feldverein. Denn diese Darstellung ist durch eine ganze Reihe unphysikalischer Voraussetzungen (wie: nur Skalarfelder, nur kontinuierliches Spektrum, positiv definite Metrik des Hilbertraumes der Feldoperatoren) bis zur Unkenntlichkeit entstellt.

Immerhin gibt es Ihre Doktorarbeit[2] (wenn Sie noch ein Exemplar haben, könnten Sie mir dann eines hierher schicken?), und es gibt die alte Arbeit von Heisenberg über den anharmonischen Oszillator.[3] (Diese habe ich seinerzeit studiert und fand damals, daß die Konvergenz bei großer Konstante des anharmonischen Gliedes recht schlecht war.)

Nun: was bedeuten die $\infty$-vielen sets of $\varphi$-functions? Heisenberg schrieb mir (am 5. März)[4] über diese:

> Sie sind *alle* richtig und führen auch alle zur gleichen Lösung für die Grenzwerte der $\tau$-Funktionen. Sie unterscheiden sich nur durch die Schnelligkeit der Konvergenzen und dergleichen. Ich selbst glaube sehr bestimmt, daß auch das übliche ‚set of $\varphi$-functions' konvergiert, kann es aber noch nicht beweisen.

Ist das auch Ihre Meinung? Es ist natürlich ein großer Unterschied, ob von den $\infty$-vielen sets einige nur *praktischer* sind als die anderen (*Schnelligkeit* der Konvergenz) oder ob von diesen nur einige (oder sogar nur eines) *richtig*, die anderen aber *falsch* sind (nicht konvergieren).

Physikalisch scheint es mir so (siehe meinen Brief an Landau),[5] als ob die Gruppensymmetrie der Vertauschungsrelationen geringer sein könnte als [die] der Lagrangefunktion. Glauben Sie, daß das, bei *in*definiter Metrik, mathematisch möglich ist? (Leider habe ich kein Gefühl für diese Möglichkeiten oder Unmöglichkeiten. Meines Erachtens haben die „Experten" die Probleme da nicht richtig gesehen. *Deshalb* ist es für mich jetzt so schwierig.)

Viele Grüße Ihr W. Pauli

[1] Vgl. den Brief [2803].
[2] Symanzik (1954b). Siehe hierzu auch die Bemerkungen im Brief [2884] an Källén.
[3] Vgl. Heisenberg (1956c).
[4] Vgl. den Brief [2908].
[5] Vgl. den Brief [2916].

## [2923] Pauli an Weisskopf

Berkeley, 13. März 1958

Lieber Weisskopf!

Dank für Ihren Brief vom 7.[1]

Die Alternative „extreme Ungeschicklichkeit Heisenbergs der Presse gegenüber oder kindische Eitelkeit“ wird sich schwer entscheiden lassen. Sollte das zweite unbewußt das erste hervorbringen, so wäre das ja ein interessanter psychologischer Mechanismus. Er hat mir einen Jammerbrief (vom 6. des Monats)[2] geschrieben, worin er klagt, was für Ärger er mit der Presse hat sowie auch eine berichtigende Erklärung, die er an die Presse geschickt hat. Er pries mein Opus![3]

Zur Physik: das mit den endlichen Gebieten, in denen man nicht lokalisieren darf, ist sehr viel allgemeiner als das Spinormodell. (Siehe meine Überlegungen zum Lee-Modell mit komplexen Wurzeln.) *Es könnte hierbei* ein Unglück passieren bei dem Dipolgeist (mit Ruhmasse 0) im Gegensatz zu komplexen Wurzeln eines Absolutbetrages der Ordnung $1/l$. Aber ich bin dessen nicht sicher.

Falls Glaser etwas anders gemeint hat, ist er ein E –, ich meine ein *Expert!* Ja, er hat die typische Expertendeformation im Gehirn. Diese Leute machen immer dann einen Fehler, wenn sie „streng“ sagen. Die guten Mathematiker unter ihnen machen bei dieser Gelegenheit nur *physikalische* Fehler. Was aber Herrn Glaser betrifft, so sind ihm – ganz „streng“ – schon einige mathematische Fehler im Laufe seiner Tätigkeit nachweislich unterlaufen.

Was den Gruppenteil und die Quantenzahlen betrifft, so gefällt mir Gürseys Formalismus mit der $4 \times 4$ reihigen Matrix und dem einfachen Vakuum besser. Da gibt es wohl genug Möglichkeiten für Lagrangefunktion und Vertauschungsrelationen, um durchzukommen.

Ob das schließlich mit dem Konkurrenz-Formalismus des entarteten Vakuums in *eines* zusammenfließen wird, weiß ich noch nicht. An letzterem arbeitet Herr *Dürr* in Göttingen. Da man eben mit dem $\hat{\psi}$ doch noch viele Möglichkeiten für eine Lagrangefunktion hat, kann man wohl schließlich damit schon auch etwas zusammenbrauen, was irgendwie qualitativ stimmt.

Es muß sich eben zeigen, wie willkürlich oder wie schön das Ganze zum Schluß wird. Gürsey kommt etwa am 20. März nach Berkeley, und dann werden wir wohl schneller vorwärtskommen. Deshalb schreibe ich Ihnen heute noch keine Details über Gürseys Ansätze. Sie scheinen mir jedenfalls entwicklungsfähig. Vielleicht sind das aber die Göttinger Ansätze auch.

Anbei die Kopie eines Briefes an Landau[4] zur Information. Der Brief Landaus an mich datiert vom 6. Februar. (Er ging nach Zürich und wurde dann nachgeschickt.) Dieser Brief beginnt mit dem Satz:

> Ich habe vor kurzem einen Brief von Weisskopf erhalten, in dem erwähnt wird, daß Sie und Heisenberg eine Theorie konstruiert haben, der alle Schwierigkeiten der Feldtheorie zum Opfer fielen und die zu wundervollen Ergebnissen führt.

Da haben Sie wohl etwas den Mund voll genommen; damals hatten Sie ja keine first-hand Information. Landau bittet dann um eine genauere Information – die ich ihm nun gebe.

Mit besten quaternären Grüßen Ihr W. Pauli

[Zusatz am oberen Briefrand:] Viele Grüße auch an Herrn Speiser, dem ich für seinen Brief sehr danke. Doch scheint es mir weise, die Gravitation zunächst noch außer Betracht zu lassen.

[1] Vgl. den Brief [2912].
[2] Vgl. den Brief [2909].
[3] D. h., Paulis *Tizianbild*.
[4] Vgl. den Brief [2916].

## [2924] Heisenberg an Pauli

Ischia, 13. März 1958[1]

Lieber Pauli!

Nach einer etwas abenteuerlichen Autoreise von 6 Tagen sind wir hier in Ischia angekommen. Dabei sind wir zwar nicht in den Alpen, wohl aber im Apennin und in den Albaner Bergen zweimal fast im Schnee steckengeblieben. Die Reise hatte den erfreulichen Erfolg, daß ich den Göttinger Ärger über die Zeitungen wirklich vergessen habe.

Deine Briefe vom 3. und 4. März[2] habe ich bekommen. Den vorhergehenden habe ich an Dürr gegeben und ihn beauftragt, Dir alles zu schreiben, was er und wir uns über den $\hat{}$-Formalismus und über das „symmetrieändernde $\pi$-Meson“ überlegt haben. Über das letztere war noch *keine* völlige Klarheit erzielt; daher kann ich auch die Frage 2 Deines Briefes vom 4. März noch nicht beantworten.

Die Frage 1 und 3 dieses Briefs bezieht sich auf die letzte Zeile unserer Tabelle. Diese Frage kann ich bei den normalen Fermionen (Nukleonen, Elektronen + Neutrinos) vollständig beantworten, ebenso bei den $\pi$-Mesonen. (Diese Resultate stammen aus der Tamm-Dancoffmethode, sind aber natürlich davon letzten Endes unabhängig.) Für die „normalen“ Fermionen genügt es, zwei Vakua zu unterscheiden, die durch $l = l_N = 1$ $(\Omega_1)$ und $l = l_N = -1$ $(\Omega_2)$ charakterisiert sind. (Dabei bleibe dahingestellt, ob man etwa $\Omega_1 = \Omega\rangle$ und $\Omega_2 = \langle\Omega$ setzen sollte, im Anschluß an frühere Bezeichnungen.) Dann sind (mit der Bezeichnung $r$ für $\gamma_5 = +1$, $l$ für $\gamma_5 = -1$) die wichtigsten Bestandteile der Eigenfunktionen (die Koeffizienten sind weggelassen):

| $P^*$ | $N$ |
|---|---|
| $\psi_r, \hat{\psi}_l \vert \Omega_1$ | $\psi_r^\dagger, \hat{\psi}_l^\dagger \vert \Omega_1$ |
| $\bar{P}$ | $\bar{N}$ |
| $\hat{\psi}_r^\dagger, \psi_l^\dagger \vert \Omega_2$ | $\hat{\psi}_r, \psi_l \vert \Omega_2$ |

und für die Leptonen:

$$\begin{array}{cc} e^+ & \nu \\ \psi_l, \hat{\psi}_r|\Omega_1 & \psi_l^\dagger, \hat{\psi}_r^\dagger|\Omega_1 \\ e^- & \bar{\nu} \\ \hat{\psi}_l^\dagger, \psi_r^\dagger|\Omega_2 & \hat{\psi}_l, \psi_r|\Omega_2 \end{array}$$

Das Eigenwertproblem der Tamm-Dancoffmethode verbindet jeweils die beiden Bestandteile (z. B. $\psi_r$, $\hat{\psi}_l$ beim Proton) und bestimmt die Koeffizienten. Bei genauerer Rechnung kämen natürlich Glieder der Form $\psi\psi^\dagger\psi|\Omega$ und dergleichen dazu.

Aus der obengenannten Tabelle kann man sich auch die rechte Seite unserer Gleichung (22) zusammenstückeln, was ich in den nächsten Tagen tun will, um endlich die genaue Form dieser Gleichung (mit den Projektionsoperatoren!) zu kennen.

Für das $\pi$-Meson lautet die entsprechende Tabelle:

$$\pi^+$$
$$\psi_r\hat{\psi}_r,\ \psi_l\hat{\psi}_l,\ \psi_r\psi_l,\ \hat{\psi}_r\hat{\psi}_l|\Omega,$$

wobei hier das Vakuum $l = l_N = 0$ hat.

Du siehst, die genauere Ausführung der letzten Zeile unserer Tabelle ist nicht ganz trivial und hat schon mit gewissen Einzelheiten des Eigenwertproblems zu tun. Ich halte es nicht für nötig, daß wir diese Einzelheiten in unserem ‚preliminary paper' bringen.

Du schreibst, in unserem preprint sei ein Vorzeichen falsch; es müßte

$$\gamma_\mu \frac{\partial}{\partial x_\mu}\psi = \kappa\chi; \quad \gamma_\mu \frac{\partial}{\partial x_\mu}\chi = -\overset{?}{\underset{\downarrow}{\kappa}}\psi$$

heißen. Damit bin ich *nicht* einverstanden, sofern man in der relativistischen Metrik

$$x_\mu^2 = x_1^2 + x_2^2 + x_3^2 - x_0^2$$

rechnet. Denn in dieser Metrik muß die Klein-Gordon-Gleichung

$$\left(\gamma_\mu \frac{\partial}{\partial x_\mu}\right)^2 \psi = \Box\psi = +\kappa^2\psi$$

herauskommen. Es darf *nicht* $\Box\psi = -\kappa^2\psi$ heißen!

Daß nur die $\hat{}^\dagger$-Konjugation in höherer Näherung zur gleichen Masse führen soll, war genau unsere Meinung in Göttingen. Also werden die einzelnen Konjugationen ($\hat{}$ und $^\dagger$) in höherer Näherung etwas entwertet, und man muß darüber nachdenken, was dabei das Wort ‚Konjugation' noch bedeutet. Ich vermute auch immer noch, daß die $\hat{}$-Konjugation mit der indefiniten Metrik zu tun hat, aber ich habe diesen Zusammenhang noch nicht verstanden.

In Rom habe ich über unsere Arbeit vorgetragen und es wurde, besonders von Cini, viel diskutiert.[3] Die einzige Frage, bei der ich die Antwort nicht wußte, war die bekannte: Wie macht es der Formalismus, daß halbzahliger Spin mit ganzzahligem Isospin zusammengehen kann? Alles, was ich z. Z. dazu sagen kann, ist noch ganz vage. Ich hoffe, daß Dürr mit seinen Ansätzen hier durchkommt. Wenn nicht, so würde ich, nach Beendigung der Tamm-Dancoff-Rechnung für Nukleon und $\pi$-Meson, die $\Lambda_0$-$\Sigma$-Teilchen mit Tamm-Dancoffmethode zu behandeln suchen. Es gibt (nach Sommerfeld) „Probleme, die man besser nicht mit dem Kopf, sondern mit dem entgegengesetzten Körperteil löst".

Aber vielleicht könnt Ihr das in Berkeley – Gürsey ist doch wohl auch bei Dir – schon besser behandeln.

Also nächstens mehr. Viele Grüße! Dein W. Heisenberg

[1] Zusatz von Pauli: „Erhalten 18. Februar. Kurz beantwortet 14. III."
[2] Vgl. die Briefe [2901 und 2905].
[*] Ausführlicher sollte man etwa schreiben

$$\psi_P\rangle = \int e^{i\boldsymbol{p}\cdot\boldsymbol{r}} d\boldsymbol{r}[\alpha\psi_r(\boldsymbol{r},t) + \beta\hat{\psi}_l(\boldsymbol{r},t) + \ldots]|\Omega_1\rangle$$
$$\downarrow$$
Glieder mit mehreren $\psi'$s

[3] Vgl. hierzu auch Cini und Touschek (1958).

## [2925] Pauli an Enz

Berkeley, 14. März 1958

Lieber Herr Enz!

Dank für Ihre Karte aus Hamburg (haben Sie die $\beta$-Zerfall-Physik von Theis verstanden?)[1] und für Ihren Brief vom 11.

Ich schicke Ihnen mit gleicher Post a) ein preprint,[2] b) die Kopie eines Briefes an Landau[3] (eine andere Kopie ging an Weisskopf nach CERN; mein Brief ist die Antwort auf seinen Brief vom 6. Februar, den Sie mir hierher nachgeschickt haben). Es war nötig, ihn etwas aufzuklären, da er – nach einem Bericht Weisskopfs – auch schon anfing, merkwürdige statements in der Presse zu machen. (Ich habe an Scherrer geschrieben, das Maß der Reklame von Heisenberg sei mindestens ein Makro-Scherrer. Gleichzeitig schreibt mir Heisenberg Jammerbriefe, was für Ärger er mit der Presse habe sowie den Text einer Berichtigung, die er an die Presse geschickt habe. Am Radio wird zugleich noch eine weniger persönliche Reklame gemacht, zu der nur noch fehlt, daß auch „Deutschland, Deutschland über alles" dazu gespielt wird.)

Zeitungsausschnitte schicken Sie, bitte, *nicht*; ich glaube, ich sei genügend damit versorgt (übrigens bin ich das auch durch Källén).[4]

Zur Physik: das mit der Invarianz von (11) ist so gemeint, daß nur die *Anti*kommutativität aller $\psi(x)$ und $\psi^\dagger(x)$ am *gleichen Punkt* $x$ gebraucht wird. Falls dort noch schwächere Singularitäten sind (höchstens log), ist das eine

regularisierende Definition, die zu (34) paßt {man soll schreiben $S(0) = S_F(0) = 0$} und sehr viel weniger sagt als irgendwelche Vakuumerwartungswerte für $x \neq x'$. {Etwa ähnlich, wie wenn man sagt, $\Delta(0) = 0$ im Nullpunkt – was ja „streng" betrachtet, nicht wahr ist, da $\Delta(s) = \psi\delta(s) \pm$ Sprung etc.}*

Ich bin jedoch über die ganze Sache nicht gerade glücklich (wie Sie aus meinem Brief an Landau sehen können), besonders nicht über die auf dem Wege über das degenerierte Vakuum** erschlichene Deutung der strangeness und über das $\hat{\psi}$. In welcher Form etwas publiziert werden wird, ist mir noch unklar. Übrigens weiß ich auch nicht, ob nicht doch bei einem Dipolgeist – *anders* als bei einer komplexen Wurzel großen Absolutbetrages – bei der makroskopischen Raum-Zeitbeschreibung ein Unglück passiert. {Glaser bei CERN scheint so etwas zu meinen (?).}

Von Källéns Einwänden halte ich nichts. Ich glaube, daß ich selbst besser begründete Einwände machen könnte als er.

Thirring kommt morgen hier durch auf der Rückreise nach Europa und Bern.*** Houtermans wird nächste Woche hier sein, ich höre, das Referendum im Kanton Bern für den Neubau des Physik-Institutes sei sehr positiv ausgefallen.

Gürsey kommt auch nächste Woche und bleibt dann etwa so lange hier wie ich. Nach Zürich kommt er *aber erst im Sommersemester 1959*.

Warum höre ich nichts von Josts Physik? (Ich erwidere seine Grüße mit Dank.)

Den preprint von P. W. Anderson[5] schicke ich Ihnen in einigen Tagen. Er überzeugt mich aber gar nicht.

Für das Bezahlen der Telephonrechnungen vielen Dank. Die Sammelcouverts von Zollikon können Sie, bitte, immer öffnen.

Über die Maße der Zimmer schreiben Sie, bitte, noch. Die Ausarbeitung der Vorlesung durch Curtius[6] kann ich gut brauchen.

Schlup hatte ich geraten, sich mit Thellung wegen seiner Doktorarbeit in Verbindung zu setzen.[7] Ich werde wohl noch darüber hören.

Ihre 8-komponentige Schreibweise kann ich *vielleicht* hier für meine Vorlesung brauchen. Gürsey hat da seine Matrix-Schreibweise, die möglich, aber nicht notwendig ist. Mit $\gamma_5$ diagonal schreibt er

$$\Psi = \begin{pmatrix} \psi_1 & -\psi_4^* \\ \psi_2 & \psi_3 \end{pmatrix}, \quad \bar{\Psi} = \begin{pmatrix} \psi_3^* & \psi_4^* \\ -\psi_2 & \psi_1 \end{pmatrix}$$

$^\dagger$ hermitesch-konjugiert. Zweiter Term in $L = \text{Spur}\{\bar{\Psi}\Psi(\bar{\Psi}\Psi)^\dagger\}$, ohne irgend etwas über Vertauschungsrelationen vorauszusetzen.

Aber die Antikommutativität im gleichen Punkt $x$ ist, glaube ich, eine vernünftige Festsetzung (denn sonst existieren die $\psi$-Produkte im gleichen Punkt gar nicht).

Über Gürseys Formulierung mit einfachem Vakuum ist auch noch einiges zu diskutieren. Ich schreibe darüber erst, wenn er hier ist.

Ich glaube auch, daß Berkeley für Sie ganz geeignet wäre für später!

Viele Grüße (auch von meiner Frau an Ihre Familie) Ihr W. Pauli

[1] Vgl. Theis (1959). Siehe hierzu auch die Antwort [2929] von Enz.
[2] Heisenberg und Pauli (1958f).
[3] Vgl. den Brief [2916].
[4] Am 4. März (Brief [2906]) bedankte sich Pauli bei Källén für zugesendete Zeitungsausschnitte.
* Gürsey hat übrigens invariante Ausdrücke, bei denen auch das nicht gebraucht wird. Siehe unten.
** Ich empfehle dem deutschen Radio eine Reklame: *Vacuum-cleaner* gesucht für Max-Planck-Feier.
*** Er hat ein günstiges Arrangement Bern-CERN bekommen.
[5] Dieses *Preprint* hatte Pauli in seinem vorangehenden Schreiben [2904] erwähnt. Vgl. auch Anderson (1958a, b).
[6] P. Curtius hatte Paulis im letzten Wintersemester gehaltene Vorlesung über die *Theorie der schwachen Wechselwirkung* ausgearbeitet.
[7] Vgl. hierzu den Hinweis in Band **IV**/3, S. 491.

## [2926] Pauli an Wu

[Berkeley, Mitte März 1958][1]
[Maschinenschriftliche Abschrift]

Heisenberg's newspaper and radio advertisement which is of very bad taste, I had been provided already with some clippings by Dr. Källén (Copenhagen).[2] In some of these I had been, unfortunately, mentioned (not in the one sent by you), but fortunately only in a „mild" form as a secondary (or tertiary) auxiliary person of the Super-Faust, Super-Einstein and Super-Man Heisenberg. (He seems to have mentioned his dreams on gravitational fields – about which one has *not* worked at all in Göttingen recently – and his revival of the old idea of a „world-formula" – which was never successful – in a quantized form.)

Heisenberg's desire for publicity and „glory" seems to be unsatiable, while I am in this respect completely saturated. I only need to have something in science which interests me sufficiently and with which I can play (without being a hero in the limelight of the „world").

Heisenberg's opposite attitude, with which he certainly wishes to compensate earlier failures, may have many reasons lying in the whole history of his life. (Rabi may analyze that.) I reacted to it with jokes which I sent to different places (one of these to my friend Panofsky – the father of the physicist in Princeton, one to Weisskopf, who always likes to spread something – and it is much better to spread my jokes on Heisenberg than to spread wild rumors).

Meanwhile I recovered here in Berkeley entirely from my overwork and also Mrs. Pauli recovered from her colds. I took it more easy, but I had to write many letters to Heisenberg, Källén and Gürsey (the Brookhaven Turk, who will come here by the end of the month). I think, that it was necessary to send preprints of a paper of Heisenberg and me to the Physicists. (They became too curious and the rumors too wild.) This is still not determined for publication, but it will be *my* job to make the final version for publication within one or two months. I shall have various discussions on the subject – on the mathematical side of it with van der Waerden, who is here in Berkeley – also Gürsey. In Göttingen they made meanwhile calculations with the Tamm-Dancoff-approximation method, which is as bad now as it has ever been. I have nothing to do with that, and the Göttingen people can publish this alone, as quick as they like.

Besides Heisenberg's ideal of a glamour-boy there is also a difference between our attitude which is caused by his fixation to the papers which he has already published on the spinor model and which never made any impression on me. (I was, however, impressed by his paper on the Lee-model.)[3] So, I held it likely, that after this one paper Heisenberg and I will separate each other again. Moreover, above all, I hope that several others will continue the work in a somewhat different directions. There is Gürsey and there is Källén, who rejects the spinor model, but who is now willing to accept the indefinite metric. I am in no way dogmatic and I always encourage him to go on in his way. However, the „experts" (Lehmann and his club – I don't know whether Jost belongs to it – and Dyson) seem to me out of the game with their positive definite metric applied to the Hilbert space of field operators and so are Wightman's „axioms of foolishness"[4] – in contrast to his fine principle of analytic continuation.

I consider the indefinite metric as a last attempt to save the use of operators which continuously depend on space and time (field-operators). However, I am also prepared to the possibility, that this last attempt will fail, too, and that one will have to do something much more radical. But before I change over to such a more radical standpoint, I like to know much more than what these dull and boring „experts" have to say at present.

If you could tell the content of this letter to *Yang* – also to Kroll, if he is interested, I would be glad (it would spare me to tell the same story again and again). Please ask them also the following: fortunately I get now some money from the government, which will enable me to invite theoreticians to Zurich. Gürsey I have already invited, but it is likely, that he will come only by spring 1959 (as he wants to be in Princeton next winter). In this case I could invite somebody else for this autumn (winter term 58/59 from middle of October till March 1st.) I know, that it is already late for that. I only want somebody who is *not* a beginner (at least post-doctoral) and who is able to help me (not the other way round). Please tell it also to Rabi and to Kroll. I shall meanwhile ask also others myself.

## Anlage zum Brief [2926]

### Out of a letter of *Gürsey*, March 8[5]

... I have forgotten to mention in my last letter that although $I_3$ corresponds roughly to the quantum number you use, the operator that corresponds to it, is *not* a rotation operator so that $I_1$ and $I_2$ do not exist. $I_3$ should be regarded like a quantum number corresponding to a reflection operator. In this respect it is analogous to $I_B$ which is *not* the quantum number corresponding to the third component of a vectorial operator.

In fact, $I_3$ is represented by the operator

$$I_3 \to \frac{3\sigma_3 + \gamma_5 + \gamma_5\sigma_3 - 1}{8}$$

which obviously is not the third component of a vector.

But $t_3$ corresponds to $\sigma_3$ which belongs to the vector $\boldsymbol{\sigma}$ and it also corresponds to $\gamma_5 = \rho_3$ which belongs to the vector

$$\boldsymbol{\rho}(\rho_1 = \gamma_0, \rho_2 = i\gamma_0\gamma_5, \rho_3 = \gamma_5).$$

Also $\frac{t_3+u}{2} \simeq Q$ corresponds to the third component of the vector $\boldsymbol{\rho} + \boldsymbol{\sigma} = \boldsymbol{q}$, because we have $q_1q_2 - q_2q_1 = iq_3$, etc. This is the charge space also considered by Salam, d'Espagnat and Prentki,[6] in which[7] $\boldsymbol{\Sigma}$, $\boldsymbol{\pi}$; $K^+$, $K^-$, $\frac{K_0+\bar{K}_0}{\sqrt{2}}$ are vectors.

---

Ich habe auch gesehen, daß keine Schwierigkeit in Gürseys Formalismus mit $\gamma$-Invarianz und Massen auftritt. Was aus $\Psi$ kommt, genügt der Diracgleichung, aus $\Psi'$ dagegen nicht.

Die Spinoren $\psi$ und $\hat{\psi}$ von Heisenberg und mir verhalten sich ähnlich wie Kolonnen von Gürseys $\Psi'$.

Ich glaube jetzt, die Funktion $G(s)$ in Gleichung (22) ist *nicht* reell für relle $s$ (weil die Gleichung

$$\gamma_\nu \frac{\partial \psi}{\partial x_\nu} + m\gamma_5 \psi^C = 0$$

für $m \neq 0$ nicht $C$-invariant ist).

Dagegen sollte die $\gamma_5$-Invarianz von Gleichung (22) *nicht* gestört sein (auch bei festem Vakuum). W. Pauli

[1] Die Datierung dieses Briefauszuges erfolgte auf Grund eines handschriftlichen Vermerkes am oberen Briefrand: „From Pauli's letter to C. S. Wu, February or March 1958."
[2] Vgl. den Brief [2906].
[3] Vgl. Heisenberg (1958a).
[4] Wightman gibt hierzu folgende Erklärung: „There was a conference in Lille, France 3–8 June 1957 at which I gave a talk with the title: *Quelques problèmes mathématiques de la théorie quantique relativiste*. In it, section 3 with the title *Les axiomes d'une théorie quantique relativiste des champs locaux* was the first systematic presentation of work begun in 1951–2 with L. Gårding later known as axiomatic quantum field theory. Now Pauli did not attend that conference but Jost did and he presented a brief outline of his proof of the CPT theorem, a theorem which can be regarded as a result of axiomatic quantum field theory. I know from conversation with Jost that he explained his proof to Pauli, so I think it is likely that Pauli had heard about ‚Wightman's axiomatic of foolishness' from Jost. He objected because it assumed positive metric in Hilbert space and at the time he had bet on indefinite metric as the way forward in quantum field theory." Pauli hatte in seinen vorangehenden Briefen [2636, 2640, 2651 und 2884] Wightmans Axiome als leer und „verrückt" bezeichnet und in dessen Abhandlung von Lille das dort genannte Axiom IV kritisiert.
[5] Maschinenschriftliche Abschrift aus dem Brief [2913].
[6] D'Espagnat, Prentki und Salam (1957, 1958). Vgl. hierzu auch den Brief [2913].
[7] Ab hier ist der Text in Paulis Handschrift geschrieben.

## [2927] Heisenberg an Pauli

Ischia, 15. März 1958[1]

Lieber Pauli!

Heut kam Dein Brief vom 10.[2] und ich will Dir kurz auf Deine Fragen antworten.

Die in meinem letzten Brief[3] skizzierte Rechnung zur Gleichung (22) habe ich inzwischen durchgeführt. Das Resultat scheint mir sehr befriedigend. Mit den beiden Vakua

$$\Omega_1 : l = l_N = 1 \text{ und } \Omega_2 : l = l_N = -1$$

{wobei wohl noch $\langle \Omega_1 = \Omega_2 \rangle$ und $\langle \Omega_2 = \Omega_1 \rangle$ angenommen werden kann} wird die Gleichung (22):

$$\langle \psi \hat{\psi}^\dagger \rangle = \begin{array}{c|cc} & \Omega_1 & \Omega_2 \\ \Omega_1 & \frac{1+\gamma_5}{2} & 0 \\ \Omega_2 & 0 & \frac{1-\gamma_5}{2} \end{array} G(s)$$

und

$$\langle \hat{\psi} \psi^\dagger \rangle = \begin{array}{c|cc} & \Omega_1 & \Omega_2 \\ \Omega_1 & \frac{1-\gamma_5}{2} & 0 \\ \Omega_1 & 0 & \frac{1+\gamma_5}{2} \end{array} G(s).$$

Auf der linken Seite wird $\langle \psi \hat{\psi}^\dagger \rangle$ sowohl durch die $\hat{}$-Konjugation als auch durch die $^\dagger$-Konjugation in $\langle \hat{\psi} \psi^\dagger \rangle$ übergeführt. Das gleiche ist rechts der Fall: Die $\hat{}$-Konjugation verwandelt $\gamma_5$ in $-\gamma_5$, die $^\dagger$-Konjugation vertauscht $\Omega_1$ und $\Omega_2$.

Du hast recht damit, daß man nicht für $L$ eine beliebige Funktion der zwei Invarianten annehmen darf, sondern nur eine, die bei der Variation das relative Vorzeichen von $\delta J_1$ und $\delta J_2$ ungeändert läßt. Das ist eine ziemlich schwache Forderung, deren Sinn ich noch nicht verstanden habe. Aber Vorzeichenänderung von $l^2$ wäre natürlich eine viel radikalere Änderung als die Größenvariation von $l^2$. Das letztere ist eine kontinuierliche Gruppe, das erstere eine Art Spiegelung.

Es ist auch richtig, daß man unter Benützung von $\hat{\psi}$ und $\hat{\psi}^\dagger$ weitere Invarianten bilden kann. Ich vermute aber, daß man dabei doch keine neuen Wellengleichungen bekommt, wenn man die sehr scharfen Einschränkungen der $\hat{}$-Konjugation beachtet, die wir eingeführt hatten. Doch weiß ich das keineswegs sicher.

Deine Kritik an der Betonung der Ruhmasse 0 ist mir nicht ganz verständlich. Du mußt doch zugeben, daß man *ohne* Ruhmasse 0, d. h. ohne Kräfte langer Reichweite, eine Symmetrieverminderung einfach nicht verstehen kann.

Natürlich kann die Symmetrieverminderung dann auch bei anderen Termen auftreten, die *nicht* der Emission eines $h\nu$ oder Neutrinos entsprechen. Aber man braucht doch jedenfalls irgendeine neue Randbedingung im Unendlichen, um die Symmetrieverminderung zu erhalten. Ganz wird man diesen Sachverhalt allerdings erst verstehen, wenn man den Zusammenhang des Geisterdipols mit den Teilchen der Ruhmasse 0 verstanden hat (dieser ist sicher sehr

eng!!), aber wir können in unserer Arbeit doch auch nicht schlicht von Symmetrieverminderung sprechen, ohne zu sagen, wie so etwas überhaupt passieren kann. Aber ich lasse Dir hier zunächst völlig freie Hand hinsichtlich der Formulierung.

Allgemein wird man unsere Arbeit an vielen Stellen einstweilen ziemlich unbestimmt lassen müssen, da die Ausarbeitung noch ein langwieriges und keineswegs überall triviales Geschäft sein wird. Es hat aber auch keinen Sinn, mit der Publikation zu warten, bis die Ausarbeitung überall durchgeführt ist. Etwa am 10. April komme ich wieder nach Göttingen. Bis dahin will ich nicht viel arbeiten!

Viele Grüße! Dein W. Heisenberg

[1] Zusatz von Pauli: „Erhalten 19. III. und beantwortet. – Kritisiert am 25. III."
[2] Vgl. den Brief [2914].
[3] Vgl. den Brief [2924].

## [2928] Pauli an Dürr

Berkeley, 17. März [1958]

Sehr geehrter Herr Dürr!

Heute erhielt ich Ihren Brief vom 12. plus Manuskript.[1] Dieses will ich nun ausführlich studieren und diskutieren (auch mit Gürsey, der bald hierher kommt) und Ihnen dann wieder schreiben.

Heute nur einige vorläufige Bemerkungen und Fragen:

1. Die Konvention ist, dem $\nu$ dieselbe Leptonzahl $l_N$ zu geben wie dem $e_-$, so daß in der Tabelle von Heisenberg und mir $\nu$ und $\bar{\nu}$ vertauscht werden müssen. Es wird dann $e_-$ zusammen mit $\bar{\nu}$ (nicht mit $\nu$) beim $\beta$-Zerfall emittiert.

Haben Sie einen bestimmten Grund *gegen* diese Konvention?

2. Das $\mu$-Meson macht bei allen Autoren Schwierigkeiten. Schwingers Idee, es als das „Spiegelteilchen" von $e$ zu deuten (sowie $\Xi^-$ das Spiegelteilchen von P ist) führt auf Widersprüche mit dem empirischen Zerfall

$$\mu^+ \to e^+ + \nu + \bar{\nu} \text{ und } \mu^- \to e^- + \nu + \bar{\nu}$$

(*nicht:* $\mu \to e + \nu + \nu$ etc.)

*Wie ist das bei Ihnen?* Dem muß unbedingt Rechnung getragen werden.

3. Kommt bei Ihnen klar heraus, daß die Leptonen keine starke (d. h. in der nicht-elektrischen Näherung *keine*) Wechselwirkung haben. Z. B. dürfen aus $\pi$-Mesonen etwaige ($\mu^+$, $\mu^-$)-Paare *nicht* „stark" entstehen – *obwohl* das $\mu$-Meson (auch in der nicht-elektrischen Näherung) eine Ruhmasse hat. *Es ist mir sehr wichtig, das zu verstehen!*

4. Es ist zwar möglich, die Symmetrieverminderung beim Übergang von der Isogruppe zum Elektromagnetismus mit der *Ruhmasse 0* der Photonen in Verbindung zu bringen. Dasselbe halte ich aber bei der Paritätsverletzung der

*schwachen* Wechselwirkung für *unmöglich*. Diese ist ja auch bei $\Lambda \to p + \pi^-$ und $\Lambda \to n + \pi^0$ vorhanden, wo *gar keine Neutrinos* vorkommen. Auch ist ja die Fermi-Wechselwirkung typisch von *kurzer* Reichweite (weshalb ich sie mit einem *komplexen* „Geist" in Verbindung bringen will).

5. Können Sie mir Vorschläge machen, wie man die unterste Zeile Repr.

$$|\psi^+\Omega, \ldots \text{ etc.}$$

der Tabelle, p. 13 von Heisenberg und mir passend ändern könnte im Hinblick auf den Dach-Formalismus? Oder meinen Sie, man soll sie so stehenlassen?

6. In dem Formalismus von Gürsey, den Sie haben,[2] erscheint es mir schlimm, daß $I_3$ gar nicht mehr die 3. Komponente eines Vektors ist.* Andrerseits entspricht sein $\rho$ gar nicht der Invarianz seiner $L$-Funktion gegenüber einer 3-dimensionalen Drehgruppe, auch nicht in der *un*elektrischen Näherung.

Ich bin gespannt darauf, Ihre Meinung zu hören über die Beziehung Ihres Formalismus zu dem von Gürsey. Inzwischen werde ich diese Beziehung auch hier mit Gürsey diskutieren.

7.[3] Ich glaube jetzt wieder, daß die Funktionen $G(s)$ und $G_1$(s) in der Gleichung (23) und (24) von Heisenberg und mir für reelle $s$ reell sein müssen (ziehe also die diesbezügliche Bemerkung in meinem letzten Brief[4] zurück).

Die Gleichung (24) verletzt dann schon ganz richtig die C-Invarianz bei festem Vakuum.

Wenn Sie die Fragen dieses Briefes bald beantworten könnten, wäre ich froh. Inzwischen studiere ich Ihr Manuskript und schreibe dann wieder.

Ihr W. Pauli

[1] Vgl. Brief und Anlage [2919].
[2] Vgl. den Brief [2913].
* Ich werde genau nachsehen, ob bei Ihnen nicht etwas Ähnliches passiert.
[3] Pauli schrieb hier nochmals „6".
[4] Vgl. den Brief [2928].

## [2929] Enz an Pauli

Zürich, 17/18. März 1958[1]

Lieber Herr Professor!

Ihr Brief vom 14. März[2] ist schon da; vielen Dank dafür, ebenso für den preprint und die Briefkopie an Landau, die wohl bald kommen werden.

Zunächst der geschäftliche Teil: Ich habe mir in den letzten Tagen das Diplomthema für Quattropani eingehend überlegt und schlage folgenden Titel vor (den Sie wohl direkt an Waldmeier weiterleiten werden – falls Sie damit einverstanden sind.[3] Oder wie ist das procedere?):

„Temperaturabhängigkeit der magnetischen Suszeptibilität von Kristallen"

Dies knüpft an meine Mitteilung in Varenna 1956[4] an (von der ich jetzt erst preprints erhalten habe. Vielleicht sollte ich an Kittel und Marshall eins senden).

Quattropani hat andrerseits als Vorarbeit die Elektron-Phonon-Wechselwirkung studiert, welche (in den hier interessierenden Fällen der Halbleiter Germanium und Silizium) offenbar den Hauptanteil der Temperaturabhängigkeit ausmacht (der Anteil der thermischen Gitterexpansion ist, wenn ich Quattropani glauben kann, hier vernachlässigbar). Ich habe Quattropani vorgeschlagen, die beiden Näherungen stark gebundener und fast freier Elektronen separat zu behandeln und eventuell noch zusätzlich den Fall des Kronig-Penney Potentials

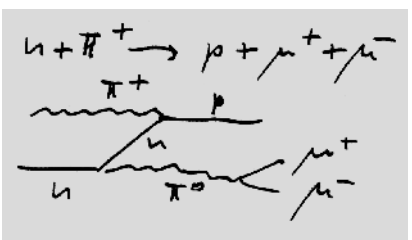


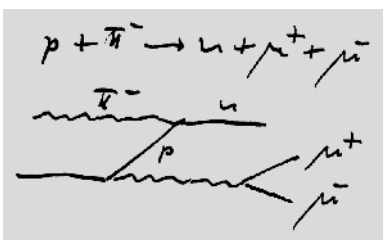
zu rechnen. Dies scheint mir reichlich Stoff für eine Diplomarbeit zu sein. Auch ist es nicht uninteressant; die Busch-Leute jedenfalls wären an einem Resultat stark interessiert, da sie diesbezügliche Messungen haben, welche in der herkömmlichen Weise nicht interpretierbar sind. Auch mein eigenes Interesse an diesem Problem hat wieder zugenommen, so daß ich vielleicht doch noch ein paper davon mache.

Heute habe ich die Maße Ihres Zimmers genommen: Türe-Fenster = 6,65 Meter, Quermaß = 4,95 m, also ca. 33 $m^2$ Fläche. Vergleichsweise die Maße des Diskussionsraumes: 6,15 × 3,85 (ca. 23 $m^2$) und meines Zimmers: 4,05 × 3,85 (ca. 15 $m^2$).

Zur Physik: Ich habe mit Jost (der inzwischen nach Wien verreist ist) die Frage der „associated production“ von $\mu$-Mesonen diskutiert, angeregt durch die Bemerkung in Ihrem vorletzten Brief.[5] Empirisch kann man wohl sagen, daß $\pi^0 \to \mu^+ + \mu^-$ in einer starken Wechselwirkung $ig\pi^0(\bar{\mu}\gamma_5\mu)$ nicht vorkommt. Sonst hätte man bei $\pi$-Nukleon Streuung häufig den Prozeß

$$n + \pi^+ \to p + \mu^+ + \mu^- \qquad p + \pi^- \to n + \mu^+ + \mu^-$$

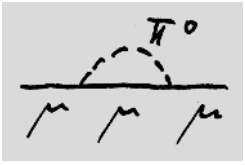


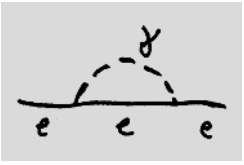


finden müssen. Aus dessen Abwesenheit ist man geneigt zu schließen, daß die Zuordnung einer strangeness ($S \neq 0$) zum $\mu$-Meson nicht geht, falls man annimmt, daß starke Wechselwirkungen immer auch die „starke“ Auswahlregel $\Delta S = 0$ haben. Es könnte nun natürlich sein, daß bei $\pi^0 \to \mu^+ + \mu^-$ zwar die Auswahlregel wohl „stark“ ist ($\Delta S = 0$), trotzdem aber die Wechselwirkung *quantitativ* schwach ($g$ von der Größenordnung der Kopplungskonstanten der schwachen Wechselwirkungen), was die Abwesenheit des obigen Prozesses auch mit einem strange $\mu$ ($S \neq 0$) wiedergeben würde. Gegen diese quantitative Deutung könnte man aber vielleicht einwenden, daß, wenn man die $\mu$-Masse, $m_\mu$, als Selbstenergie der Wechselwirkung $ig\pi^0(\bar{\mu}\gamma_5\mu)$ auffaßt und mit der $e$-Masse,

$m_e$, vergleicht ($m_e$ als Selbstenergie der elektromagnetischen Wechselwirkung aufgefaßt), für „*starkes*“ $g$, d. h. $g^2 \cong \frac{1}{10}$, die richtige Größenordnung herauskommt:

$$\frac{m_\mu}{m_e} \cong \left(\frac{g^2}{e^2}\right)^2 \cong \left(\frac{1/10}{1/137}\right)^2 = 187\,(!)$$

$m_\mu$: 


$m_e$: 


Daß diese Zahl herauskommt, hat mich überrascht (Divergenz-Schwierigkeiten hat man dabei nicht, da es ja ein Quotient mit wohldefiniertem Limes ist bei Abschneide-Impuls $\to \infty$). Das würde heißen, daß das $\mu$ wirklich eine *starke* Wechselwirkung hat, die sich aber wegen „Auswahlregeln“ nicht in einer „associated production“ von ($\mu^+$, $\mu$) äußern kann, wohl aber in einer Selbstenergie. (Dies müßten allerdings sonderbare „Auswahlregeln“ sein! Nach Jost waren solche Schwierigkeiten wohl auch der Grund, warum Gell-Mann etc. die strangeness nicht sogleich auf die Leptonen ausdehnten.)

Inzwischen ist das preprint und die Kopie des Landau-Briefes[6] gekommen, welcher einige Punkte klärt. Für beides vielen Dank.

Aufgrund Ihres Briefes verstehe ich nun endlich die Invarianz von $L$ gegenüber Ihrer Gruppe. Allerdings ist mir die Bedeutung der „regularisierenden“ Forderung, daß die $\psi$, $\psi^+$ im gleichen Punkt $x$ antikommutieren sollen, nocht nicht klar. Der Vorschlag von Gürsey für den zweiten Term in $L$, Spur $(\bar{\Psi}\Psi)(\bar{\Psi}\Psi)^+$, welcher diese „regularisierende“ Forderung nicht braucht, ist natürlich genau, was ich mir auch überlegt hatte in der 8-Komponenten Schreibweise. Es ist mir allerdings noch nicht gelungen, seinen Ausdruck exakt umzuschreiben.

Theis' $\beta$-Zerfall-Physik[7] ist doch wohl nicht anders als Feynman-Gell-Mann, nur etwas expliziter. Auch er hält die Diracsche (4-komponentige) Schreibweise für nicht sehr zweckmäßig, besonders im Hinblick auf die Forderung, daß die $\beta$-Wechselwirkung keine Ableitungen nach $x_\mu$ enthalten soll. Lepton-Erthaltung modulo 4 tritt aber bei ihm nicht auf (diesen Punkt will er sich noch überlegen).

Viele Grüße, auch an Frau Pauli, und auch von meiner Frau

Ihr Charles Enz

[1] Zusatz von Pauli am oberen Briefrand: „Eingetroffen 22. 3. und kurz beantwortet.“
[2] Vgl. den Brief [2925].
[3] Antonio Quattropani, heute Ordinarius an der ETH in Lausanne, war einer von Paulis letzten Diplomanden, der dann 1963 mit einer Arbeit über Spinwellenstreuung bei Fierz promovierte. – Der Astronom Max Waldmeier war seit 1945 Professor an der ETH in Zürich und Leiter der Eidgenössischen Sternwarte.
[4] Vgl. Enz (1956b).
[5] Vgl. den Brief [2904].
[6] Beides hatte Pauli in seinem vorangehenden Schreiben an Enz [2925] angekündigt.
[7] Theis (1959). Vgl. auch den Brief [2925].

## [2930] Weisskopf an Pauli

[Cambridge, Mass.], 17. März 1958

Lieber Pauli!

Danke für Ihren Brief und Ihre Antwort an Landau.[1] Die letztere ist sehr interessant und wird hier vervielfältigt und verteilt.

Zu meiner Verteidigung muß ich Ihnen sagen, daß die Worte, die Landau Ihnen aus meinem Brief an ihn zitiert, *ironisch* gemeint waren! Ich sagte ihm, daß wir über Ihre und Heisenbergs Arbeit nichts wissen (damals), daß aber Gerüchte verbreitet sind, welche behaupten, daß alle Schwierigkeiten gelöst sind etc., etc. … Übrigens stammt Landaus Begeisterung von der Lektüre der ersten Heisenbergartikel.[2]

Die Situation ist ja etwas unklar. Wenn man doch *zwei* Felder einführen muß wegen der Teilchen mit halb- und ganz-zahligem Spin, dann ist man doch wieder dort, wo man früher war. Der Unterschied zwischen zwei und eins ist hier wohl enorm.

Also vorläufig nur soviel, und schreiben Sie uns wieder, wenn eine neue Idee aufkommt!

Beste Grüße an alle! Ihr V. Weisskopf

[1] Vgl. die Briefe [2916 und 2923].

[2] Diese Begeisterung für die Spinortheorie sollte weitere Nahrung durch Heisenbergs Schreiben vom 17. April 1958 an Iwanenko erhalten: „Ich freue mich darüber, daß Sie – und soviel ich höre, auch die Landausche Gruppe – sich für die nichtlineare Spinortheorie und die indefinite Metrik interessieren. Je mehr daran mitarbeiten, desto schneller werden wir vorankommen. Einstweilen gibt es noch mancherlei Schwierigkeiten, insbesondere hat Pauli jetzt Bedenken wegen seiner und Gürseys Interpretation des Isospins bekommen. Ich selbst halte diese Bedenken noch nicht für genügend begründet und bin noch durchaus optimistisch hinsichtlich dieser Seite des Problems, aber es wird eben noch ziemlich viel mathematische Arbeit geleistet werden müssen. … Übrigens hat es mich immer gewundert, daß man, indem man die Spinortheorie als ausdrücklich nichtlinear bezeichnete, so getan hat, als sei etwa die Quantenelektrodynamik eine lineare Theorie. Das ist doch zweifellos falsch, wenn man die Wechselwirkung zwischen dem Lichtquantenfeld und den Elektronen richtig quantentheoretisch berücksichtigt, wie man ja sofort z. B. durch eine Elimination des Lichtquantenfeldes erkennen kann. Neu erscheint mir an den Versuchen der letzten Jahre nur die indefinite Metrik und der Wunsch, aus einem Feld alle Elementarteilchen zu bekommen, aber nicht der Umstand der Nichtlinearität."

## [2931] Källén an Pauli

Kopenhagen, 18. März 1958
[Maschinenschrift]

Lieber Professor Pauli!

Vielen Dank für alle Ihre Briefe in der letzten Zeit. Ich muß wirklich um Entschuldigung bitten, daß ich nicht früher geantwortet habe, aber ich habe nichts zu sagen gehabt (und ich habe auch heute eigentlich nicht viel zu sagen). Ihr Zettel über Heisenberg-Tizian[1] sitzt seit einiger Zeit auf der schwarzen Tafel hier in Kopenhagen und wird von jedermann zitiert.

Ich glaube nicht, daß Sie die Philosophie meiner Einwände mit dem $\Lambda_0$-Teilchen ganz richtig verstanden haben. Ich will *gar nicht* behaupten, daß „die Masse des $\Lambda_0$ und Existenz der Quantenzahlen $Q$, $N$, $l$, $l_N$" *an sich* „Anlaß zu logischen Widersprüchen geben müssen." Es ist selbstverständlich auch möglich, die Invarianzeigenschaften der Theorie in verschiedener Weise umzuformen, ohne daß dabei etwas physikalisch geändert wird. Ich kann nicht helfen, daß alle diese Umschreibungen für mich als eine Spielerei mit mathematischen Symbolen erscheint, dessen Zweck ich nicht sehen kann. Für mich ist die Schwiergkeit, daß *die Grundgleichungen der Theorie* keine zu starke Invarianz haben dürfen. Besonders darf es keine Invarianz geben, woraus das Verschwinden eines Massengliedes in der Lagrangefunktion folgt. Nach Ihrem Brief vom 25. Februar[2] glaubte ich, wir wären darüber einig, aber in Ihrem letzten Brief[3] machen Sie immer noch diese formalen Umschreibungen, ohne daß ich sehen kann, was daraus eigentlich folgt. Ich kann aber in diesem Zusammenhang ebenso eigensinning wie Sie sein (d. h. wenigstens!), und ich wiederhole noch einmal, daß die *Schwierigkeit die zu starke Symmetrie der Grundgleichungen ist, und nicht die Existenz der Quantenzahlen an sich.* Insbesondere scheint es mir logisch unmöglich, daß die Entdeckung von Gürsey über den Isomorphismus der „Pauli-Transformation" und der Isodrehung dazu verwendet werden kann, *aus einem einzigen Spinorfeld* mit „Pauli-Invarianz" (woraus ein verschwindendes Massenglied *folgt*; es ist also *nicht nur* die $\gamma_5$-Invarianz von Bedeutung) die Welt der Elementarteilchen aufzubauen. Hier wird eine formale Änderung der Bezeichnungen *nie* etwas ändern.

In der Zwischenzeit habe ich direkt von Heisenberg einen Blaudruck bekommen. Ich bin aber sehr froh, daß ich auch die erste Version gesehen habe, denn sonst hätte ich nie Ihre Rechnung vom 16. Januar[4] verstanden.

Selbstverständlich haben Sie recht, wenn Sie sagen, daß der Feldverein LSZ keine Methode angegeben hat, womit man das Massenspektrum ausrechnen kann. Es scheint mir aber nicht ganz richtig, allzuviel darüber zu schimpfen, denn diese Leute haben wohl nie gesagt, daß sie das gemacht hätten oder machen könnten. Dies ist also nicht so bei Heisenberg, der meint, er hätte die Eigenwerte seines Modells in einer gewissen Näherung ausgerechnet. Speziell sieht man also einfach, daß alle seine Rechnungen wegen der $\gamma_5$-Invarianz Unsinn sind. Ich bin also ganz mit Ihnen einig, daß es augenblicklich überhaupt keine zuverlässige Methode gibt, um Eigenwerte dieser Art auszurechnen. Speziell bin ich mit meinen eigenen *phänomenologischen* Versuchen dieser Art (das P. S. in dem Brief vom 22. Februar)[5] *nicht* weitergekommen (meine Voraussetzungen sind nicht hinreichend, um etwas ausrechnen zu können), was auch dazu beigetragen hat, daß ich früher nicht geschrieben habe.

Viele Grüße

Ihr sehr ergebener Gunnar Källén

[1] Vgl. das in der Anlage zum Brief [2897] wiedergegebene *cartoon*.
[2] Vgl. den Brief [2888].
[3] Vgl. den Brief [2918].
[4] Vgl. den Brief [2837].
[5] Vgl. den Brief [2882].

## [2932] von Laue an Pauli

Berlin-Dahlem, 18. März 1958
[Maschinenschrift]

Lieber Pauli!

Sie wissen wohl, daß Ende April in Ost- und West-Berlin eine gemeinsame Planck-Feier stattfinden soll.[1] In West-Berlin sind als Redner vorgesehen: Heisenberg (3/4 Stunde), Hertz (1/2 Stunde) und Westphal (1/4 Stunde).[2] Heisenberg hatte vor einigen Monaten als Thema angegeben: „Die Plancksche Entdeckung und die Atomphilosophie". Jetzt aber sind die Zeitungen voll von einer Entdeckung, die Heisenberg unter Ihrer Mitwirkung gemacht haben soll und über die er – nach den Zeitungen – bei der Planck-Feier hier vortragen will. Bei dem Geräusch, das die Zeitungen im Zusammenhang damit gemacht haben, befürchten die Berliner Physiker fast, daß aus der Planck-Feier eine Heisenberg-Feier werden könnte. Nun mag ja Anlaß dazu vorliegen – ich enthalte mich jeglichen Urteils – die Heisenbergsche Entdeckung im großen Stile zu feiern. Aber das müßte doch bei einer anderen Gelegenheit sein.

Ich habe nun schon versucht, solche Überlegungen durch Otto Hahn an Heisenberg heranzutragen. Das scheitert daran, daß infolge der Frühjahrsreisen von Heisenberg und Hahn sie sich erst kurz vor der Planck-Feier sehen werden. Daher meine Frage: Können Sie nicht, da Sie ja offenbar mehr als andere von der Heisenbergschen Entdeckung verstehen, ihm einen zarten Wink geben, daß er, so schön seine Entdeckung auch sein mag, sie bei *dieser* Gelegenheit nicht in den Vordergrund spielen darf, daß vielmehr alle Ausführungen dem Gedächtnis Max Plancks dienen müssen.

Wo Heisenberg sich zur Zeit aufhält, weiß ich nicht. Sein Institut hat anscheinend den Auftrag, es nicht zu sagen. Aber vielleicht können Sie einen Weg finden, um ihm einen Brief im genannten Sinne zukommen zu lassen.

Mit herzlichem Gruß Ihr M. von Laue

[1] Über diese gemeinsamen Berliner Veranstaltungen der deutschen physikalischen Gesellschaften aus Ost und West vom 23., 24. und 25. April berichteten außer von Laue (1958) selbst auch noch D. Hahn (1958a, b), D. Iwanenko (1958c) und V. F. Weisskopf (1958b).

[2] Die Reden von Heisenberg (1958c), von Laue (1958), Wilhelm H. Westphal (1958) und von Gustav Hertz (1958) wurden auch in den *Naturwissenschaften* abgedruckt.

## [2933] Pauli an Heisenberg

Berkeley, 19. März 1958

Lieber Heisenberg!

Dank für Deinen Brief aus Ischia vom 13.[1]

Heute will ich nur kurz berichten, daß vorgestern ein interessantes paper von Dürr hier angekommen ist,[2] das Antworten auf alle Fragen enthält, die in Deinem Brief offengelassen wurden. Mein erster Eindruck von Dürrs paper (es ist 16 Seiten lang) ist sehr gut, und wir werden es hier nun ausführlich studieren

und diskutieren. (Er hat viele Freunde hier.) Er hat speziell trouble mit dem $\mu$-Meson (unsere Klassifikation desselben als Isosingulett kann bei ihm nicht herauskommen). Aber der „$\mu$-trouble“ ist eine Krankheit *aller* Theoretiker der Elementarteilchen. Dürr scheint zunächst auf die Schwinger-Linie zu kommen, gemäß der das $\mu$ das Spiegelteilchen von $e$ ist (so wie $\Xi^-$ das vom Proton), aber es gibt noch andere Möglichkeiten.

Nun glaube ich, kannst Du ruhig *Ferien* machen! Wir korrespondieren inzwischen mit Dürr.

Ich werde Dir auch bald Vorschläge über die zur Publikation bestimmte Form unserer Arbeit machen. Gerne will *ich* diese schreiben, mein Plan dafür ist April. Doch will ich den logischen Aufbau der Arbeit ziemlich ändern, da ich nicht so stark Deinen früheren Arbeiten über das Spinormodell und gar nicht der Tamm-Dancoff-Methode vorgespannt sein will. Dafür würde ich gerne mehr über meine Überlegungen zu den komplexen Wurzeln hineinschreiben und es wird sich dann fragen, ob *Du* das decken willst!

Viele Grüße Dein W. Pauli

[Zusatz am oberen Briefrand:] Bist Du sicher, daß das Vorzeichen des Termes mit $l^2$ in der Lagrangian wirklich relevant ist?

Ich hoffe immer noch auf die Möglichkeit, die ganze $L$-Funktion zu eliminieren.

[1] Vgl. den Brief [2924].
[2] Vgl. das in der Anlage zum Brief [2919] wiedergegebene Manuskript von Dürr.

## [2934] Pauli an Hans Thirring

Berkeley, 19. März 1958

Lieber Thirring!

Kürzlich war Dein Sohn Walter mit Familie (einschließlich Baby) hier – bei dieser Gelegenheit sah ich auch zum ersten Mal Deinen Enkel Klaus – und erzählte von Deinem ganz nahe bevorstehenden 70. Geburtstag.[1] So sende ich meine herzlichsten Glückwünsche, möge es ein frohes Fest für Dich werden, in voller Gesundheit!

Die alten Zeiten der speziellen und der allgemeinen Relativitätstheorie Deiner Arbeiten sind lange vorbei.[2] Mein Entschluß von 1918, Österreich zu verlassen – er hat sich als einer der weisesten meines Lebens bewährt – bedingte auch schon eine gewisse Trennung zwischen uns, da Du dort bliebst.

Da erschien Dein Sohn auf der Bildfläche der Physik und stellte eine gewisse Verbindung zwischen uns wieder her. Ihm wurde, wie mir, das große Glück zuteil, Österreich rechtzeitig verlassen zu können. Möge dieses nicht gestört werden.

Dir aber wünsche ich einen langen schönen Lebensabend in den Bergen, die Du liebst und die immer gleich bleiben, wie immer die Landesgrenzen auch wechseln mögen. Von ganzem Herzen ein freundliches Geschick als Großvater:

Gesundheit und, last not least, *Frieden*, für den Du immer so mutig gekämpft hast![3]

Herzlichst Dein alter W. Pauli

[1] Der 1888 in Wien geborene Hans Thirring feierte am 23. März seinen 70. Geburtstag {vgl. auch die Geburtstagsadresse in den *Physikalischen Blättern* von Walter Glaser (1958)}. Hans Thirring war es, der schon als Privatdozent der theoretischen Physik an der *Technischen Hochschule* in Wien Paulis früh erwachendes Interesse an der Relativitätstheorie gefördert hatte und auch noch später gelegentlich mit ihm auf diesem Gebiete zusammen arbeitete.

[2] Insbesondere war es Thirrings 1918 zusammen mit Josef Lense ausgeführte Untersuchung über den Einfluß der Eigenrotation der Planeten auf die Bewegung ihrer Trabanten, die eine weitere Möglichkeit zur Prüfung der damals noch stark umkämpften Einsteinschen allgemeinen Relativitätstheorie in Aussicht stellte {siehe hierzu auch Thirrings eigene Bewertung (1958) seines Beitrags}.

[3] Hans Thirring war schon in den dreißiger Jahren Präsident des österreichischen Friedenskomitees gewesen und hatte 1938 – während seiner deswegen erfolgten Amtsenthebung durch die Nationalsozialisten – begonnen, Ideen für sein pazifistisches Werk *Homo sapiens* [1947] zu sammeln. Ebenso gehörte er zu den ersten Teilnehmern der 1957 von dem amerikanischen Millionär Cyrus Eaton ins Leben gerufenen *Pughwash-Konferenzen*.

## [2935] Pauli an Heisenberg

Berkeley, 20. März 1958

Lieber Heisenberg!

Heute kam Dein Brief vom 15.[1] und ich möchte doch gleich antworten, denn über die Symmetrieverminderung, das räumlich Unendliche (Randbedingung dort) und die Ruhmasse 0 scheint mir eine unüberbrückbare Diskrepanz zwischen uns vorhanden. Deine Auffassung scheint mir nämlich völlig *indiskutabel* bei der schwachen Wechselwirkung (und deshalb auch im Fall der Elektrodynamik fraglich).

1. Daß man die $C$- oder $P$-Verletzung zuerst bei Prozessen gesehen hat, in denen Neutrinos auftreten, ist nur ein historischer Zufall. Diese Symmetrieverminderung erscheint ebenso bei $\Lambda \to P + \pi^-$ oder $\Lambda \to N + \pi_0$, und diese Prozesse haben *keineswegs* eine Häufigkeit geringerer Größenordnung als die von Neutrino-Emission begleiteten $\beta$-Zerfallsprozesse von Neutron oder $\mu$-Meson.

2. Auch bei den letzteren Prozessen handelt es sich ja *keineswegs* um Kräfte langer Reichweite des Neutrino – solche gibt es ja gar nicht. Deshalb dachte ich immer an einen komplexen „Geist“ bei der schwachen Wechselwirkung. Die Wurzel des Übels scheint mir *die* zu sein, daß die Idee, die wir bereits bei jenem Abendessen in Zürich[2] besprochen haben, nämlich: eine *allgemeinere* Zweiteilung der Welt, von der das Neutrino (und das Photon) nur ein *Spezialfall* (keine *Ursache!*) ist – daß diese *allgemeinere* Idee, in enger Verbindung mit der Teilung des Hilbertraumes in I und II, sich so wenig entwickeln ließ: In Verbindung mit dieser allgemeinen Idee habe ich mir damals auch die Entartung des Vakuums gedacht, die jetzt nur als ein *Trick* angehängt ist, um das Zusammengehen von halbzahligem Isospin (gewöhnlicher Spin) mit ganzzahligem gewöhnlichen Spin (Isospin) herauszubekommen.

Also bei Deiner Randbedingung im Unendlichen als Quelle der Symmetrieverminderung *mache ich (wegen der schwachen Wechselwirkung) einfach nicht mit!*

---

3. Daß das Vorzeichen des Termes mit $l^2$ in der Lagrangefunktion (d. h. das relative Vorzeichen von $\delta J_1$ und $\delta J_2$) wesentlich sein soll, stört mich sehr. Denn ich hätte lieber einen Formalismus, bei dem der Begriff Lagrangefunktion ganz eliminiert ist. (Darüber will ich noch an Symanzik schreiben,[3] da sich hierüber in den Arbeiten des Feldvereins vage Andeutungen finden, aus denen aber niemand (d. h. auch nicht jüngere Fachleute) klug werden kann.)

Hat Herr Glaser in Genf gegen den Dipolgeist etwas Vernünftiges vorgebracht?[4] (Weisskopf schrieb mir darüber.)[5] Oder waren es nur die üblichen Verdrehtheiten der „Experten"?

Hast Du Dir einmal die makroskopische Raum-Zeit-Beschreibung bei einem Dipolgeist (mit Ruhmasse 0) in einem *relativistischen* Modell überlegt? (Ich *nicht*; ich bin nur *sicher*, daß die dort in Ordnung ist bei komplexen Ruhmassen mit genügend großem Absolutbetrag.) Ich bin aber auch nicht sicher, daß es *nicht* geht.

Schließlich möchte ich noch hinweisen auf folgende logische Möglichkeit, die mir allerdings physikalisch *nicht* sehr plausibel ist: Es könnte sein, daß die Erklärung des Elektromagnetismus und der Photonen durch ein Spinormodell sich als unmöglich bzw. als unrichtig erweist, daß aber *in der nicht-elektrischen Näherung dennoch* das Spinormodell sich als richtig erweist bei der Deutung der Elementarteilchen. Was meinst Du dazu? (Ich kam darauf in einer Diskussion mit Thirring,[6] der neulich auf seiner Reise in Richtung Europa hier durchkam.)

Ich glaube schon, daß ich die Arbeit im April schreiben kann nach Gürseys Ankunft hier und nach ausführlicherer Diskussion des Manuskriptes von Dürr. (Vom 31. März bis 4. April bin ich in Pasadena, wo ich auch Feynman und Gell-Mann sehen werde.)[7] Ich will mir nur über die Logik der ganzen Sache klarwerden.

Du hast ganz recht, in Deinen Ferien nichts zu arbeiten; es ist auch nicht nötig.

Was Du über die rechte Seite der Gleichung (22) im Brief vom 15.[8] schreibst, fand ich auch befriedigend.

Viele Grüße Dein W. Pauli

[1] Vgl. den Brief [2927].
[2] Auf dieses Züricher Abendessen vom 15. November 1957 hatte Pauli in seinen Briefen [2817, 2825 und 2847] schon mehrfach verwiesen.
[3] Vgl. den folgenden Brief [2936].
[4] Siehe hierzu das Schreiben [2954] vom 31. März, das der „CERN-Vertreter des Feldvereins" Vladimir Glaser daraufhin an Pauli sandte.
[5] Vgl. den Brief [2912] und Paulis Antwort [2923].
[6] Auf diesen Besuch von Walter Thirring wies Pauli auch schon in seinem Schreiben [2934] an den Vater hin.
[7] Siehe hierzu den Kommentar zum Brief [2955].
[8] Vgl. den Brief [2927].

## [2936] Pauli an Symanzik

Berkeley, 20. März 1958

Lieber Herr Symanzik!

Ich möchte Ihnen heute nochmals schreiben (einen Brief an Sie hatte ich Herrn Dürr beigelegt)[1] wegen einer prinzipiellen Frage: ist es möglich, den Begriff der Lagrangefunktion (*und* der zugehörigen Feldgleichungen) *ganz* aus dem Formalismus der quantisierten Felder zu *eliminieren* und mit $\tau$- oder $R$-Funktionen sowie den allgemeinen Gruppen – wie Isogruppe – und den zugehörigen Invarianten zusammen mit Beschränkungen der Singularität auf dem Lichtkegel (am liebsten eine nur bei indefiniter Metrik völlige Regularität dort) *allein* auszukommen? (*Im Prinzip* zur Berechnung von Energiewerten und $S$-Matrizen.)

Die Arbeiten des LSZ-Feldvereins (Nuovo Cimento 1955 bis 1957)[2] machen darüber gewisse dunkle Andeutungen, als ob es so wäre (was mir nicht unsympathisch wäre). Doch niemand weiß etwas Gewisses darüber. Herr Chew hier (ein fleißiger und gewissenhafter Leser) schüttelt bedenklich das Haupt und sagt abwechselnd ja und nein.

Daß ich selbst so wenig weiß über die Formalismen, die weder Hamiltonfunktionen noch Vertauschungsrelationen explizite verwenden, liegt meines Erachtens an der völlig unphysikalischen und darüber hinausgehend auch

[in besonderer Hinsicht verschleiernden Gesten ...][3]

Wenn man etwas wissen will, stolpert man sofort über die Entartung [...][3] des Vakuums sowie über die Voraussetzung der Nichtexistenz gebundener Zustände. Aber selbst *mit* diesen Einschränkungen (die recht [erschwerend ...][3] sind) gelingt es mir *nicht*, die Meinung der Autoren selbst über die eingangs gestellte Frage festzustellen (lange Abschnitte über Dyson-Potenzreihen und dergleichen Unsinn schieben sich sogleich dazwischen).

Es ist mir wichtig, zu erfahren, was Sie und die anderen Vereinsmitglieder (doch will ich Lehmann bei seiner *Nicht*-Herleitung der Dispersionsrelationen nicht stören, und Zimmermann schreibt keine Briefe und kommt erst Ende April hierher)[4] über diese Frage wissen.

Denn Heisenberg sagt neuerdings, das relative Vorzeichen des Termes mit $l^2$ in seiner Lagrangefunktion sei für die Resultate wesentlich. Das stört mich erheblich und es scheint mir, wenn es wahr ist, wäre das mit einer Elimination der Lagrangefunktion unverträglich. Immerhin könnte sich ja eventuell auch bei einem $\tau$- oder $R$-Formalismus ohne Lagrangefunktion eine Vorzeichenalternative ergeben.

Also was meinen Sie?

Mit herzlichen Grüßen Ihr W. Pauli

## Anlage zum Brief [2936]

### Symanzik an Lehmann

Göttingen, 20. März 1958
[Maschinenschrift]

Lieber Herr Lehmann!

Ich schicke Ihnen den Durchschlag eines Briefes von mir an Pauli[5] zur Kenntnisnahme. Er wollte die Feldvereinsmeinung zu einigen Fragen hören, die Sie aus dem Brief entnehmen werden. Daß er sich dabei an mich gewandt hat, begründet er damit, daß „Zimmermann keine Briefe beantwortet“ (hört, hört) und er „Lehmann bei der *Nicht*herleitung der Dispersionsrelationen nicht stören“ will (Unterstreichung authentisch). Wenn die in dem Brief ausgesprochenen Meinungen den Ihren nicht entsprechen, so bitte ich schon jetzt für meine Vermessenheit um Verzeihung, gebe Ihnen aber gerade Gelegenheit, Ihren Protest nötigenfalls in der Weltpresse zum Ausdruck zu bringen. Den Teil über den anharmonischen Oszillator[6] schicke ich nicht mit, da Sie diese nutzlosen Dinge, soweit Sie ihnen überhaupt Interesse abzugewinnen vermöchten, in meiner Dissertation[7] nachlesen könnten.

Herrn Lehmann, vielen Dank auch meinerseits für den ausführlichen Brief. Ein Punkt, der mir zwar bei Khuri, Physical Review **107**, 1148 (57),[8] nicht aber in der Feldtheorie klar ist: ist es sicher, daß die durch Fortsetzung in $\Delta^2$ gewonnenen Funktionswerte auch die richtigen für das Einsetzen in die Dispersionsrelationen sind? Sicher kann Herr Lehmann das sofort beantworten, meine eigenen Bogoljubovs etc. hat Herr Joos[9] mit in die Ferien genommen.

Herrn Zimmermann, vielen Dank für die Arbeit[10] (ich hätte mich allerdings über ein eigenes Exemplar gefreut). Herr Baumann bemüht sich zur Zeit um eine Ausbeutung der lokalen Formulierung für z. B. störungstheoretische Zwecke.[11] Aus naheliegenden Gründen würde ihn sehr interessieren, ob Herr Zimmermann Ähnliches macht oder zu unternehmen beabsichtigt. Als Wissenschaftler scheint er ein wenig pedantisch und hat auch im Graphendenken noch keine besonders große Übung. Sind übrigens Mohans Methoden[12] denen von Herrn Zimmermann verwandt {Nuovo Cimento **7**, 491 (58)}?

Hier gibt es nichts Neues, außer daß Herrn Wanders ein gewisser Fortschritt in der Makrokausalität gelungen ist, worüber Sie zu gegebener Zeit hören werden (Herr Lehmann z. B. in Oberwolfach?).[13] Auch Herr Joos ist bei der Dreipunktfunktion mit einer Privatmethode ein Stück vorangekommen. (Mit Spektrum.) Ich selbst habe mich eigentlich aus reiner Verlegenheit mit solchen muffigen Dingen wie Störungstheorie [beschäftigt] und werde nur, weil ich mittlerweile die Lust daran verloren habe und schon sicher, soweit noch überhaupt geglaubt (sic) totgeglaubt werde, etwas darüber zusammenschreiben.

Einstweilen herzlichen Gruß Ihr K. Symanzik

P. S. Entschuldigen Sie bitte die schlechte Schrift, dies ist eine alte Maschine mit ohne alles, die ich seinerzeit einmal von Herrn Reifman gekauft habe.[14]

[1] Vgl. den Hinweis auf dieses Schreiben im Brief [2920].
[2] Vgl. alle im *Nuovo Cimento* veröffentlichten Abhandlungen von Lehmann, Symanzik und Zimmermann (1955a, b, 1956 und 1957).
[3] Unleserliche Textstellen wurden in eckige Klammern eingefügt.
[4] Am 13. Mai teilte Pauli mit, daß Zimmermann bereits in Berkeley eingetroffen sei (vgl. die Briefe [2992 und 3000]).
[5] Vgl. den Brief [2947].
[6] Siehe hierzu die Anlage zum Brief [2947].
[7] Symanzik (1954b).
[8] Khuri (1957).
[9] Es handelte sich um den Feldtheoretiker Hans Joos, der damals ebenfalls bei Heisenberg in Göttingen arbeitete.
[10] Wahrscheinlich Zimmermanns Untersuchung (1958) über das Problem der gebundenen Zustände in der Feldtheorie.
[11] Vgl. hierzu Schmidt und Baumann (1956) sowie Baumann, Eder und Thirring (1961).
[12] Vgl. Mohan (1958). – Als ein Jahr zuvor die Publikation einer Arbeit von Mohan über „Mathematical structure of renormalizable field theories“ durch die Redaktion des *Physical Review* abgelehnt worden war, beschwerte sich Jauch am 27. September 1956 darüber bei Goudsmit: „I have been intimately connected with the writing of this work and I am therefore in a position to give you an expert's opinion on Dr. Mohan's work better than any other reviewer possibly can do it. ... Dr. Mohan's work is a contribution to the most important question in field theory today, va.: ‚Are the mathematical structures of renormalized field theories consistent?‘ The question was opened up by the paper of T. D. Lee published in the *Physical Review* which discussed a rigorously solvable model theory with no relation to reality whatsoever. Fortunately, at that time censorship was not yet so strict. This important paper would have been excluded under present standards. The importance of this model for physical theory was the fact that it exhibited an entirely new phenomenon, vz. the occurence of the so-called *ghosts*, which prevented a consistent use of the theory.“
[13] Ende April 1958 fand eine Arbeitstagung in Oberwolfach statt (vgl. die Briefe [2975, 2977, 2981 und 3000]).
[14] Reifman war ein amerikanischer Kernphysiker, der zuerst in Zürich und dann bei Heisenberg in Göttingen arbeitete. W. Zimmermann erinnerte sich noch an ihn. Er berichtet, Reifman habe sich damals – zur Belustigung der anderen europäischen Physiker – darüber aufgeregt, daß diese trotz der noch immer vorherrschenden Mangelsituation der Nachkriegszeit ungekochtes Wasser und unpasteurisierte Milch konsumierten.

## [2937] Dürr an Pauli

[Göttingen], 21. März 1958

Sehr verehrter Herr Professor!

Eben erhielt ich Ihren Brief vom 17. März,[1] den ich gleich zu beantworten versuchen will. Weiter unten füge ich noch einige Korrektionen zur Arbeit ein, die ich Ihnen übersandt habe. Zuerst einmal zu Ihren Fragen:

### 1. *Konvention* $\nu$, $\bar{\nu}$

Ich habe $\nu$ und $\bar{\nu}$ *immer* konventionell angenommen, d. h. von vorneherein in der *H-P*-Tabelle $\nu$ und $\bar{\nu}$ vertauscht. d. h. $e^+$, $\bar{\nu}$ = Antileptonen, $\nu$, $e^-$ = Leptonen. Ich habe allerdings an dieser Stelle keine tiefgründigen Überlegungen angestellt, sondern einfach die konsequente Schreibweise (– = Anti-) verwendet. Also ich bin vollständig für die Konvention.

### 2. $\mu$-*Meson* nach Schwinger

Ich habe bei meinen ersten Überlegungen keine große Sorgfalt auf das $\mu$-Meson verwendet, das sich auch nur schwer in die Tabelle einfügt. Meine Zuordnung zum $\Xi$ quasi geschah mehr gefühlsmäßig. Es stimmt jedoch, daß diese Zuordnung das $\mu^+$ zum *Teilchen* macht. Experimentell gesehen muß es jedoch ein *Antiteilchen* sein. Es bliebe da eigentlich nur noch übrig, es mit dem $\Lambda\Sigma$-Analogon $\lambda$, $\sigma$ zu identifizieren, d. h., es als ein Isotopentriplett anzusprechen. Dann müßte allerdings noch ein *zusätzliches* Verbot für $\lambda^0$, $\sigma^0$, $\sigma^+$ existieren, so daß nur $\sigma^- = \mu^-$ und sein Antiteilchen $\mu^+$ auftreten könnte. Solch ein Verbot müßte recht eigenartig aussehen.

Es kommt einem jedoch schon komisch vor, daß negative Fermionen bevorzugt *Teilchen* sein wollen. Es besteht da keine vollständige Symmetrie.

Ich hege jedoch die Vermutung, daß eventuell $\mu$ als einziges Fermion nicht durch *einen* Feldoperator aus dem Vakuum erzeugt wird, sondern wirklich, wie schon in der Tabelle angegeben, ein „Dreiteilchenzustand" ist, etwa vom Typ $[\chi(x)\chi(x)\chi^+(x)a]$ aufgebaut auf $\Omega_e^-$. Es wäre dann einfach ein *schweres* Elektron. Doch wäre dann wohl die strangeness = 0, und man verstünde schlecht, warum es nicht stark wechselwirkt. Eventuell ist auch das $\Xi$-Teilchen ein „3-Teilchen"-Zustand.

Würde nämlich das $\mu$- und $\Xi$-Teilchen *nicht* auftreten, so könnte man die Möglichkeiten der Bra- und Ketvakua $\langle\Omega||\Omega\rangle$ auf $\Omega = \Omega_r^+$ und $\Omega^+ = \Omega_e^-$ beschränken. Die beiden anderen Vakua $\Omega' = \Omega_r^-$ und $\Omega'^+ = \Omega_e^+$ könnten *nur* in Zwischenzuständen auftreten. Man könnte dann daran denken, eventuell das $\Omega'$-Vakuum mit dem *Geisterdipol* zu verbinden, der ja auch nur in den Zwischenzuständen von Bedeutung ist. Ob dies wirklich von Nutzen wäre, müßte noch untersucht werden. Durch die nur halbe Ausnutzung der Vakua würde dann die Tabelle viel kompakter werden, d. h. nicht noch mehr Teilchen zulassen, die praktisch nicht auftreten. Was macht man dann aber mit dem $\mu$ und dem $\Xi$? Beide sind *negative Teilchen* wie das Elektron. Diese Unsymmetrie nach der negativen Seite muß irgendwie von Bedeutung sein.

### 3. *Schwache Wechselwirkung* von $\mu$ bei *großer Masse*

Dies verstehe ich auch nicht! Ich habe bereits in 2. schon gesagt, was ich darüber denke und vermute, das $\mu$-Meson habe ich noch gar nicht verstanden.

### 4. *Symmetrieverminderung durch Ruhmasse* = 0

Ich habe über diesen Punkt noch *keine* Untersuchungen angestellt. Es scheint mir aber für die Paritätsverletzung der Konstante Isospinor $a$ eine Rolle zu spielen, der ja bei mir auftritt und bei den $K$ und $\lambda$-Teilchen gewissermaßen ohne den Raumspinor $\chi(x)$ auftritt. Bei Übergängen mit $\Delta S = \pm 1$ (strangeness) wird also immer so ein Isotopenspinor „ungepaart" auftreten und wohl wegen des doppelten Vorzeichens (ähnlich wie bei Heisenberg-Ascoli)[2] zu einer Paritätsverletzung führen. Das ist nur eine Vermutung.

5. *Representations ... $\psi'|\Omega$ etc.*

Diese Zeile ist grundsätzlich zu ändern. In meiner Arbeit sind eigentlich schon alle meine diesbezüglichen Vorschläge enthalten (mit Ausnahme für $\mu$ und eventuell $\Xi$, siehe oben).

6. *Gürsey $I_3$ keine 3-Komponente eines Vektors*

Ich habe mir inzwischen die Arbeit von Gürsey[3] durchgelesen. Meine Hauptzweifel in dem Wert einer solchen Formulierung habe ich ja schon im wesentlichen in der Einleitung meiner letzten Note[4] auseinandergelegt, die nicht nur von ästhetischen Gesichtspunkten genährt werden, sondern vor allem auch von Eindeutigkeitsfragen. Die Lagrangefunktion wird einfach viel *zu allgemein*, wenn man nicht noch eine Menge künstlicher Forderungen dazuerfindet. Sollte ein wie von mir unternommener Versuch allerdings fehlschlagen (d. h. ein degeneriertes Vakuum einzuführen), dann bliebe einem wohl nichts anderes übrig wie der Gürseysche Versuch. Es ist dann nur noch die Frage, wie viele *unabhängige* Funktionen man einführen muß, um alle Teilchen zu verstehen. Daß es mit 4 unabhängigen Spinoren klappen muß, wenn man einmal vom $\mu$-Meson absieht, ist mir verständlich aufgrund meiner Versuche mit dem 4-fachen Vakuum. Die „Symmetrieänderung" wird bewerkstelligt quasi durch die Einführung eines reinen Raumspinors {ich würde ihn $\chi(x)$ nennen} für das Neutrino. Die anderen Spinoren sind Spin-Isospinoren {d. h. $\sim \chi(x)a$}. Es fiel mir auch, wie Ihnen, auf, daß vom Gesamt-Isospin nie die Rede ist, der doch gerade für die *Multiplizität* von Bedeutung ist. Nach einem nochmaligen Durchlesen erscheint es mir fast, als ob Gürsey die 3-dimensionale Drehgruppe im Isoraum gar nicht benutzen will, sondern nur mit quasi 1-dimensionalen Drehgruppen auskommen will. Oder habe ich das nicht verstanden? Gibt man die 3-dimensionale Drehgruppe auf, so verläßt man endgültig den Umstand, der ja eigentlich diese Spekulationen ins Rollen brachte, d. h. den Isomorphismus von Pauli-Transformationen mit den Isospintransformationen. (Etwas verwirrend finde ich manchmal, daß Gürsey immer die $\rho'$ und $\sigma$ verwendet, obwohl er nicht in dem üblichen Energie-Spin-Raum arbeitet. Selbstverständlich ist die Bedeutung durch die Stellung immer gegeben, aber ...)

Das wären also im wesentlichen die Antworten auf Ihre Fragen. Nun noch einige *Korrektionen* zu meiner Arbeit:

1. Auf S. 8[5] behaupte ich, daß „$a$ auf diese Weise vom $\Lambda$-Raum unabhängig ist". Dies stimmt nicht ganz (wie ich schon Dr. Stapp schrieb).[6] Durch die Definition auf S. 4

$$\phi'_r = e^{\frac{i}{2}(\beta,\sigma,\ldots)}\phi_r e^{\frac{i}{2}\Lambda_3\alpha_0} e^{\frac{i}{2}(\Lambda_3\alpha_1\tau_1+\Lambda_2\alpha_2\tau_2+\alpha_3\tau_3)}$$

dreht ja die Dachoperation $\Lambda_1\phi\Lambda_1 = \hat{\phi}$ auch $\tau_1 \to -\tau_1$ und $\tau_2 \to -\tau_2$, d. h. $\hat{a} \neq a$, sondern $\hat{a} = a\tau_3$. Wir könnten gewissermaßen, was an sich einwandfreier wäre, das $\Lambda_3$ *nur* bei $\alpha_0$ einführen (d. h. vom Isoraum unabhängig machen!). Und dann schreiben

$$\hat{\phi} = \overset{x}{\phi}\tau_3 \quad \text{mit} \quad \overset{x}{\phi} = \Lambda_1\phi\Lambda_1$$

oder

$$\hat{\chi} = \overset{x}{\hat{\chi}} = \Lambda_1 \chi \Lambda_1 \quad \hat{a} = a\tau_3$$

wie oben.

Das wesentliche bei der Dachoperation ist die Vorzeichenänderung von $\alpha_0$.

2. Auf S. 14 ist die Übertragung meiner Formeln für die $\psi\hat{\psi}$ Vertauschungsrelationen in die *H-P*-Schreibweise *inkorrekt*. Ich habe dort $\beta = \gamma_4$ geschrieben, wo $\rho_3$ stehen müßte, was in der verwendeten Darstellung $\rho_3 \equiv -\gamma_5$ ist. Auch ein Faktor $\frac{1}{2}$ wurde vergessen. Die *richtigen* Formeln heißen:

$$\langle\Omega|\psi\bar{\hat{\psi}}|\Omega\rangle = \frac{1}{2}\langle\Omega|1 - \rho_3\Lambda_3|\Omega\rangle\kappa G(s) = \frac{1}{2}\langle\Omega|1 + \gamma_5\Lambda_3|\Omega\rangle\kappa G(s)$$

$$\langle\Omega|\hat{\psi}\bar{\psi}|\Omega\rangle = \frac{1}{2}\langle\Omega|1 + \rho_3\Lambda_3|\Omega\rangle\kappa G(s) = \frac{1}{2}\langle\Omega|1 - \gamma_5\Lambda_3|\Omega\rangle\kappa G(s).$$

Man kann einfach sehen, daß die 1. Zeile in die 2. Zeile a) durch die Dachoperation übergeführt werden kann: $\hat{\Lambda}_3 = \Lambda_1\Lambda_3\Lambda_1 = -\Lambda_3$. b) Durch die Adjunktion $\psi \to \bar{\psi} = \psi^+\gamma_4$, dann hat man aber $\gamma_4\gamma_5\gamma_4 = -\gamma_5$. In beiden Fällen erhält man die 2. Zeile. Für Proton z. B. $\Omega = \Omega_e^-$, d. h. $\Lambda_3 = -1$:

$$\frac{1}{2}\langle\Omega|1 + \gamma_5\Lambda_3|\Omega\rangle = \frac{1}{2}\langle(1 - \gamma_5) \quad \text{etc.}$$

Die Vakuumerwartungswerte kann man schreiben:

$$\frac{1}{2}\langle\Omega|1 + \gamma_5\Lambda_3|\Omega\rangle = \langle\Omega|\Lambda_1\frac{1}{2}\rho_3(\rho_3 + \Lambda_3)\Lambda_1|\Omega\rangle \quad \text{etc.}$$

$\lambda_1$ links und rechts sind die Operatoren, die mit den Feldoperatoren eingeführt werden mußten, um $l$, $l_N \neq 0$ zu machen. Der Operator $\frac{1}{2}(\rho_3 + \Lambda_3)$ ist aber im wesentlichen der Baryonenzahloperator. Ganz ähnlich sieht der Ladungszahloperator aus $\sim \frac{1}{2}(\tau_3 + \lambda_3)$. Man muß also darauf bedacht sein, daß alle langreichenden Kräfte mit dem Operator $\frac{1}{2}(\tau_3 + \lambda_3)$ auftreten, damit sie als elektromagnetische Kräfte interpretiert werden können. Ich bin gerade dabei, das noch näher zu untersuchen.

3. Übrigens läßt sich wohl für die Massenfunktion auf S. 12 meiner Arbeit ganz allgemein schreiben:

$$M(s) = N[M_I - m_1 Q + m_2 q] + L[M_{II} - m_3 Q + m_4 q],$$

wo

$$N = I_n + \frac{l_N}{2} = \langle\Omega|1 + \gamma_5\Lambda_3|\Omega\rangle = \text{Baryonenzahl}$$

$$Q = I_3 + \frac{l}{2} = \langle\Omega|\tau_3 - \lambda_3|\Omega\rangle = \text{Ladungszahl}$$

$$L = I_N - \frac{l_N}{2} = \langle\Omega|1 - \gamma_5\Lambda_3|\Omega\rangle = \text{Leptonenzahl}$$

$$q = I_3 - \frac{l}{2} = \langle \Omega | \tau_3 + \lambda_3 | \Omega \rangle = \text{Nichtladungszahl}$$

Setzen wir $M_{II} = 0$, so folgt für das $\Xi$-Lepton $m_\xi = -m_3$. Es wird also nicht existieren (kein $\mu$-Meson).

Mit den ergebensten Grüßen Ihr H. P. Dürr

## Anlage zum Brief [2937]

### Stapp an Dürr

[Berkeley], 10. März 1958
[Maschinenschriftliche Durchschrift]

Dear Hans-Peter!

We at Berkeley have been trying, with Pauli's help, to understand the spinor model. Among the many perplexing questions are those concerning the „roof" operators, the degeneracy of the vacuum and the isotopic spin dependences. Pauli informs us that he has been concerned with other aspects of the theory and has not yet examined these matters. He recommended that I write you to obtain the particulars for the edification both of himself and of the rest of us. We would be pleased, therefore, if you could send a detailed description of the manner in which the properties of the vacuum lead to the correct isotopic spin dependence of the various particles.

In order to guide you let me ask some specific questions. The four component field $\psi$ contains an isotopic spin dependence since it is transformed under the transformation I and II. Gürsey has explained how this can be achieved. Since $\psi^+|0\rangle$ is supposed to be an iso-fermion (i. e. proton-neutron or $e$-$\nu$) one would think that an odd number of $\psi$'s would always give iso-fermions. The first question is then how do you get fermions that are iso-bosons and vice versa. Apparently the degeneracy of the vacuum is supposed to permit the product $\psi\psi^+$ (symmetry-alternating $x$) to act like an iso-fermion rather than an iso-boson but exactly how this comes about is unclear.

Another question pertains to the „roof" operators. Pauli has wondered why these operators do not appear in the Lagrangian and in the Table of particles (bottom row). Also the connection of the roof conjugation to the degeneracy of the vacuum is not completely understood here.

The vacuum is said to contain four states. If ordinary hermitian conjugation is considered to be responsible for one doubling, then the vacuum is only double what it usually is. Now one doubling appears intimately connected with charge conjugation. Gürsey's operator $\chi$ contains the two upper components of the proton $\psi$ and the two upper components of the neutron $\psi$. Gürsey's second field $\Xi$ contains the two lower components of the proton and neutron fields. Charge conjugation on Gürsey's fields is represented by $\chi \to \chi = -iE\xi^* = -iC^{-1}\xi^+$ and $\xi \to \xi' = -iE\chi^*$. Your roof and un-roof fields are presumably related in a similar way, since they are analogs of Gürsey's $\chi$ and $\Xi$. Since you (i.e. *H-P*) say that in some sense a $\psi^+$ operating on one component of the vacuum will be the same as a $\hat{\psi}^+$ on another, one is lead to believe that half of the

degeneracy of the vacuum is connected with the transformation between charge conjugates. (Note: the transformations between $\psi$ and $\hat{\psi}$ are not connected to iso-spin transformations; these latter mix rather $\psi$ with itself and $\hat{\psi}$ with itself.) This doubling perhaps allows one to represent the two (neutron-proton) fields by a single operator $\psi$ (rather than the expected two operators $\psi$, $\hat{\psi}$) but then how does one get all four particles ($P$, $N$, $\nu$, $e$) out of $\psi^+|0\rangle$. One has, of course, the additional degeneracy of the vacuum and this might lead to baryons versus leptons. But it was previously required that the components of the vacuum transform under iso-spin transformations (i. e. $N \leftrightarrow P$) and it seems that the Lepton-Baryon transformation is different from this. In particular is the second degree of freedom on the vacuum connected with the distinction between leptons and baryons or the connection between neutron and proton (and if both then how).

So the question is exactly where is the iso-dependence, where is the lepton versus boson dependence and how do these combine when we consider products of operators acting on the vacuum? Also, is the roof operator important for iso-rotations (and if so how) or is it connected rather with charge conjugation? If you could show explicitly how the $\psi^+|0\rangle$ gives $P$, $N$, $e$, $\nu$ and how the iso-spin dependence of the $K$ particle is generated from $\psi\psi^+\psi\psi^+|0\rangle$ our basic questions would probably be answered.

We hope to hear from you soon and would be happy to receive first the answers to the simple questions since these will orient our thinking. Thank you.

Yours sincerely, Henry P. Stapp

P. S. I am enclosing an article from the *Chronicle* which may amuse you. If there are any misleading statements we would be pleased to learn about them.

[1] Vgl. den Brief [2928].
[2] Ascoli und Heisenberg (1957).
[3] Gürsey (1958b).
[4] Vgl. das in der Anlage zum Brief [2919] wiedergegebene Manuskript.
[5] Siehe den Abschnitt IV über *Strange particles* in Dürrs erwähntem Manuskript.
[6] Siehe hierzu den in der Anlage zum Brief [2937] wiedergegebenen Brief von Henry P. Stapp.

## [2938] Pauli an Enz

Berkeley, 22. März 1958

Lieber Herr Enz!

Dank für Ihren Brief vom 17. und 18.[1]

Heute schreibe ich nur kurz.

Betreffend den Antrag zum Neubau des Institutes werde ich am besten Ihnen einen Entwurf schicken (vielleicht erst nach Ostern), den Sie dann auch Jost zeigen sollen. Daraus soll man dann in Zürich (eventuell mit kleineren Änderungen) eine endgültige Form eines Briefes von mir an den Schulratspräsident machen und diesen soll Fräulein Schmid typen und mir zur

Unterschrift hierher schicken. (Hier ist es zu schwierig, etwas in deutscher Sprache getypt zu bekommen.) Übrigens existiert ein Plan des jetzigen Institutes in einem unserer Schränke (ich glaube, in meinem Zimmer).

Mit dem Thema der Diplomarbeit von Quattropani bin ich ganz einverstanden. Aber das hat keine Eile. Vielleicht kann Fräulein Schmid mir am Beginn des Sommersemesters einen kurzen Brief an Waldmeier getypt hierher schicken, der dann aber *zugleich auch* das Diplomthema von *Curtius* enthalten soll.

*Physik*: Von Schafroth kam ein preprint „Remarks on the Meissner-effect“[2] mit Kritik von P. W. Anderson.[3] Von Dürr (einem Deutschen, der bei Heisenberg in Göttingen arbeitet und früher lange in Berkeley war) kam ein interessantes Manuskript (noch nicht zur Publikation) über die „Entkoppelung“ von Isospin und gewöhnlichem Spin (so daß der eine halbzahlig, der andere ganzzahlig werden kann) bei entartetem Vakuum.[4] Das werden wir nächste Woche hier im Detail durchdiskutieren.

Er hat *auch* „trouble“ mit $\mu$-Meson (*alle* Autoren haben den): die Quantenzahlen für dieses in der Tabelle von Heisenberg und mir kommen bei ihm nicht heraus. Ich sehe nicht, wie man mit strangeness 0 beim $\mu$-Meson durchkommen kann und ich sehe auch nicht, *wie* eine Auswahlregel vom Himmel fallen soll, welche die associated production von $\mu^+$, $\mu^-$-Paaren verbietet, wenn andererseits die *Masse* des $\mu$-Mesons aus der Wechselwirkung erklärt wird. Non liquet.

Das ganze Spinormodell von Heisenberg und mir scheint mir bei näherer Bekanntschaft stark an Reiz zu verlieren (die indefinite Metrik ist nicht so schön eingearbeitet, wie ich gehofft habe), aber wir werden wohl doch etwas publizieren müssen, damit nicht andere noch einmal dieselben Überlegungen wiederholen müssen. Niemand (vom Feldverein ganz zu schweigen; aber Källén weiß auch nichts) hilft mir bisher mit dem Eigenwertproblem in Section 5.

Thirring war hier, geht nun nach Bern, hat Frankfurt schließlich abgelehnt, hat aber einen noch offenen Ruf nach Seattle.

Viele Grüße an Sie und Familie von uns Ihr W. Pauli

Vom 31. März bis 4. April bin ich in Pasadena, wo ich auch Gell-Mann und Feynman sehen werde.

[1] Vgl. den Brief [2929].
[2] Vgl. Schafroth (1958).
[3] Vgl. Anderson (1958a).
[4] Siehe die Anlage zum Brief [2919].

## [2939] Pauli an Heisenberg

Berkeley, 24. März 1958

Lieber Heisenberg!

Heute schreibe ich nicht Physik, sondern schicke Dir einen Brief von Laues an mich nach.[1] (Deine Ferienadresse gebe ich nicht preis.) Laues Idee, man solle

bei der Planck-Feier über Planck reden, nicht über eigene Sachen, kann ich nur warm unterstützen, zumal unsere Sache noch sehr in statu nascendi ist.[2]

Morgen habe ich eine ausführliche Diskussion über die Arbeit von Dürr mit den Theoretikern des Radiation Laboratory. Ich werde später darüber berichten. Vom 31. März bis 4. April bin ich in Pasadena. Gürsey ist noch nicht hier.

Viele Grüße Dein W. Pauli

[1] Vgl. den Brief [2932].

[2] Heisenberg, der in seinem Schreiben [2951] Laues Brief als „reichlich ungezogen" bezeichnete, schrieb daraufhin am 23. März 1958 nochmals an von Laue und beteuerte, daß ihm die „völlig überraschende Reaktion auf meinen harmlosen Göttinger Kolloquiumsvortrag" unverständlich sei. Er schlug sogar („und zwar ohne jeden Ärger!") vor, seinen Vortrag gar nicht zu halten. „Oder man könnte die Presse ausschließen (und den Rundfunk). Das gibt aber wahrscheinlich viel Ärger mit den Reportern. Also ich weiß die Lösung selbst nicht und muß sie denen überlassen, die mich zum Vortrag eingeladen haben." (Dirk Ullmann vom Archiv der *Max-Planck-Gesellschaft* in Berlin bin ich für die Zusendung der entsprechenden Dokumente zu Dank verpflichtet.)

## [2940] Pauli an von Laue

Berkeley, 24. März 1958[1]

Lieber Herr von Laue!

Ihren Brief (die zweite Ausführung), mit dessen Inhalt ich ganz einig bin, habe ich gleich an Heisenberg weitergeschickt[2] (ich kenne seine Ferienadresse, kann diese aber nicht gut verraten) mit dem Kommentar, daß ich Ihre Anregung aufs wärmste unterstütze.

Ich verstehe diesen ganzen Zeitungsrummel nicht, insbesondere nicht die „Weltformel"-Idee – (ein etwas alter Schlager). Während Heisenberg sich von den illustrierten Zeitungen photographieren läßt, schreibt er mir Jammerbriefe, er habe soviel Ärger mit der Presse und *billigt* alle boshaften Verspottungen des Presse-Feldzuges, die ich an verschiedene Physiker schicke.[3]

Meiner Meinung nach ist es *völlig verfrüht, überhaupt von einer „Entdeckung Heisenbergs" zu reden!* Es existiert – in noch sehr embryonaler Gestalt – (noch nicht zur Publikation bestimmt) ein preprint von Heisenberg und mir „On the isospingroup in the theory of the elementary particles". – Das ist alles. Was daraus werden wird, ist noch unbestimmt.

Von meiner kritischen Meinung können Sie, bitte, gerne Gebrauch machen.

Zur Planckfeier war ich auch eingeladen, kann aber leider nicht kommen, da ich diese Zeit noch hier bin.

Heisenberg wollte am 10. April etwa wieder in Göttingen sein. Ich hoffe, daß er auf unsere Briefe vernünftig reagieren wird.

Mit herzlichen Grüßen stets Ihr W. Pauli

[1] Das Original dieses Schreibens befindet sich im *Archiv zur Geschichte der MPG*, Nachlaß M. von Laue, Nr. 1539, Bl. 33.

[2] Vgl. die Briefe [2932 und 2939].

[3] Dieses Datum hatte ihm Heisenberg in seinem Schreiben [2927] mitgeteilt.

## [2941] Pauli an Fierz

Berkeley, 25. März 1958

Lieber Herr Fierz!

Vielen Dank für Brief und Karte.[1] Über den menschlichen und „philosophischen“ Teil bin ich 100%ig einig mit Ihnen, insbesondere über den Unterschied von spekulieren und sich photographieren lassen. (Darüber beiliegend 2 „Cartoons“, die ich schon an andere Physikergruppen geschickt habe;[2] ferner unten noch psychologische Kommentare und Tatsachen.) Doch zuerst:

*1. Mathematik*

Die *nicht-elektrische* Näherung (alle elektromagnetischen Effekte sind 0 gesetzt, die Isogruppe gilt, das Vakuum bleibt entartet).

Man soll dann in Gleichung (24) $G_1(s) = 0$ setzen.[3] Der Satz auf p. 8 unten „the invariance of the vacuum-expectation-values values (21) and (22) for the transformations (I) and (II) ... by ... participate in the transformation“ ist *falsch*, die Matrix ${}^A U_{A'}$ bleibt bei dieser Gruppe hier ganz invariant, sowie das ganze Vakuum. Zu bemerken ist, daß die Antikommutativität der Spinoren für raumartige Punkte (bzw. das Wightman-Prinzip) dann verlangt

$$ {}^A\langle \psi^\dagger_\beta(x)\psi_\alpha(x')\rangle_{A'} = {}^A\langle \psi^\dagger_\beta(x)\hat{\psi}_\alpha(x')\rangle_{A'} = -\delta_{\alpha\beta} G(s)\, {}^A U_{A'}. $$

Die Invarianz gegenüber (I) und (II) habe ich wiederholt nachgerechnet {sie folgt übrigens auch aus (15), (16)}. Ihre Kritik von (22) verstehe ich um so weniger, als ich – im Falle des Skalars – gar *keinen Unterschied Ihrer* Gleichung (22a) von (22) sehen kann. (Sie werden mir natürlich nicht zumuten, Indizes hinauf- und hinunterzuziehen wie im Spinorkalkül.)

Dieser Teil Ihres Briefes ist leider konfus. (Natürlich ist $\psi^\dagger = \psi^* \gamma_4$.)

*Warum überhaupt ein $\hat{\psi}$?*

Um einen Erhaltungssatz für $I_N$ zu bekommen, braucht man Invarianz von (22) (skalar!) gegenüber (II) bei festem Vakuum. Das läßt sich jedoch – außer für $G(s) \equiv 0$ – mit einem einzigen Spinor nicht erzielen. Ob es für $G(s) = 0$ genügend von Null verschiedene Ruhmassen gibt, ist fraglich.

Die Einführung des $\hat{\psi}$ sowie die Annahme einer Enartung des Vakuums hängt zusammen mit einem fundamentalen Problem: *Wie ist es überhaupt möglich, aus einem Spinormodell Teilchen mit halbzahligem (bzw. ganzzahligem) gewöhnlichen Spin und ganzzahligem (bzw. halbzahligem) Isospin herauszubekommen?*

Daran kann das ganze Spinormodell schon in der nicht-elektrischen Näherung scheitern! Es gibt darüber hier ein Manuskript von einem Herrn Dürr,[4] der jetzt in Göttingen bei Heisenberg arbeitet, das wir hier in diesen Tagen diskutieren werden.* Ferner arbeitet Gürsey (der bald hierher kommen will) auch über diese Frage.

Also: *Sowohl die Degeneration des Vakuums (siehe Cartoon 2) als auch die Einführung des $\hat{\psi}$ sind ad-hoc Tricks*, die wegen der ‚strangeness‘ eingeführt worden sind. Ob sie helfen werden, ist eine andere Frage; ich bin eher skeptisch.

Ferner kann ein Spinormodell auch scheitern (bereits in der nicht-elektrischen Näherung) an den Eigenschaften des $\mu$-Mesons. Darauf will ich aber in diesem Brief nicht näher eingehen.

Ihr Ausdruck „embryonale Gestalt“ ist also voll berechtigt.

*2. Physik (Elektrodynamik)*

An dieser Sache bin ich mitschuldig. Ich hatte die Idee, ob die Vertauschungsrelationen vielleicht eine geringere Gruppeninvarianz haben könnten als die Lagrangefunktion. Das kann sich aber auch als eine „Bieridee“ herausstellen.

Letzten Endes hängt das an Methoden zur Formulierung des Eigenwertproblems, das in Abschnitt 5 skizziert ist. Die „Experten“ lassen mich da alle im Stich. Heisenberg und seine Leute rechnen da mit der Tamm-Dancoff-Methode, aber an diese glaube ich gar nicht; besonders, weil sie eine Methode zur Bestimmung der Funktionen $F(s)$, $G(s)$ etc. *nicht* erkennen läßt.

Logisch besteht durchaus die Möglichkeit, daß sich die Photonen nicht aus einem Spinormodell ableiten lassen, daß ein solches aber für die nicht-elektrische Näherung funktioniert.

Auf den Ast der Elektrodynamik werde ich mich also in einer „endgültigen“ Fassung der Arbeit von Heisenberg und mir nur sehr, sehr gedämpft hinauswagen. Es liegen darüber auch keine neuen Rechnungen vor (seit der Arbeit von Heisenberg und Ascoli).[5] Diese (mir schon bekannte) Kritik Ihres Briefes ist also durchaus ernst zu nehmen.

3. *Menschliches, Allzumenschliches*

Den ganzen Zeitungsrummel mit dem abgeschmackten alten „Weltformel“-Schlager[6] und der Reklame für Deutschland[7] verstehe ich nicht recht, noch billige ich ihn; kurz, ich fühle darüber genau so wie Sie.

Aber, da sind einige Merkwürdigkeiten in Heisenbergs Verhalten, die ich Ihnen hiermit zur psychologischen Beurteilung vorlege. Während er sich mit einer „alles“ „erklärenden“ Formel photographieren läßt, schreibt er mir Jammerbriefe,[8] was für einen Ärger er mit der Presse habe und er hoffe, ich habe weniger Ärger. Er schickte mir auch den Text einer Erklärung, die er an die Presse gegeben habe (6. März) und in der die „Weltformel“ und Einstein *nicht* vorkommen. Als ihn Weisskopf in Genf quasi mit meinem Cartoon Nr. 1 in der Hand empfing, schrieb er mir u. a.:[9] „Dein Tizianbild, das genau die Sachlage trifft, ist das einzig Schöne am ganzen.“ Er vergesse jetzt in den Ferien (in Italien) allmählich seinen Ärger mit den Zeitungen in Göttingen. In seinem Vortrag in dem Universitäts-Kolloquium in Göttingen seien offenbar ohne sein Wissen Journalisten gewesen, die dann Unsinn in den Zeitungen veröffentlicht hätten.

Was soll ich davon halten? Schließlich wird man nicht ohne sein Wissen von der Presse photographiert! Ich glaube aber: „Halb zog sie (die Presse) ihn, halb sank er hin.“ Er kommt mir *wie gespalten* vor! *Was meinen Sie?*

Und was kommt gleichzeitig mit Ihrem Brief? Ein Brief von Laues[10] *an mich* (deshalb an mich, weil er Heisenbergs Ferienadresse nicht kennt; diese ist mir allerdings bekannt). Darin bittet mich von Laue, ich möge auf Heisenberg dahin einwirken, daß er bei der Planck-Feier[11] doch über Max Planck sprechen möge

und nicht über seine eigene Entdeckung (wie bedeutend diese immer sein möge). Denn schließlich sei es eine Planck-Feier und keine Heisenberg-Feier! Ich habe diesen Brief heute einfach an Heisenberg weitergeschickt mit einem Kommentar, daß mir von Laues Standpunkt doch sehr beachtenswert erscheine und unsere Arbeit ja erst im statu nascendi sei. (N. B. Ich bin nicht sicher, ob sie zustande kommt.) Nun, wir werden ja sehen. Ausgerechnet zu *meinem* Geburtstag (25. April) sollen diese Festreden in Berlin steigen! (Der Geburtstag von Planck ist einige Tage vorher.)

Sowohl der Presserummel wie die Göttinger Tamm-Dancoff-Näherungen (an denen ich mich auf keinen Fall beteilige) sind sehr starke psychologische Belastungen der „Allianz“ von Heisenberg und mir. Ich weiß noch nicht, wie lange und wie weit (Publikation?) diese überhaupt noch dauern wird!

Sie hätten gar nicht so viel Schweiß zu vergießen brauchen über Ihrem Brief; aber die eigentlichen Schwierigkeiten (schon der nicht-elektrischen Näherung) der Spinormodelle sehe ich nicht in dem, was Ihr Brief behandelt.

Mit herzlichen Grüßen stets Ihr W. Pauli

Die 2 Cartoons sind für das schwarze Brett im Turiner Institut bestimmt. Grüße an Wataghin.

[1] Offenbar hatte Fierz in einem nicht erhaltenen Brief nochmals die Heisenberg-Paulische Spinortheorie kritisiert. Das letzte uns vorliegende Schreiben [2821] von Fierz wurde am 3. Januar 1958 geschrieben.

[2] Eines dieser „Cartoons“ war sicherlich das in der Anlage zum Brief [2897] wiedergegebene *Tizianbild*.

[3] Pauli bezieht sich auf die *Neuauflage* (vgl. die Briefe [2869 und 2876]) des *Preprints* von Heisenberg und Pauli (1958f).

[4] Vgl. das in der Anlage zum Brief [2919] wiedergegebene Manuskript.

* Je nach dem Ausgang dieser Diskussionen werde ich imstande sein, im April eine für [Nuovo Cimento] bestimmte Fassung der Arbeit zu schreiben – oder nicht. (Eine Aufgabe, die mir zugefallen ist.) Die Logik werde ich sehr ändern.

[5] Ascoli und Heisenberg (1957).

[6] Pauli bezieht sich hiermit insbesondere auf die zahlreichen, immer wieder in der Presse auftauchenden Berichte über Einsteins *Weltformel*. So hatte z. B. Hermann Friedmann aus London in der Zeitschrift *Universitas* **5**, 621–623 (1950) in einem Artikel über „Das Weltbild Albert Einsteins und seine neueste Entwicklung“ in einer Anmerkung verkündigt, daß „Prof. Einstein der Ansicht ist, eine abschließende Formel für das gesamte, von ihm begründete Weltbild gefunden zu haben.“

[7] Vgl. hierzu auch den Bericht über „Heisenbergs ‚Weltformel‘ “ im Juni-Heft der *Physikalischen Blätter* von einem Unbekannten, der während der Leipziger Theoretiker-Konferenz der Deutschen Physikalischen Gesellschaft der DDR vom 26.–30. April Heisenbergs Vortrag beigewohnt hatte.

[8] Pauli bezieht sich insbesondere auf das Schreiben [2908], auf das er auch schon in anderen Briefen [2917, 2918, 2923 und 2925] hingewiesen hatte.

[9] Vgl. den Brief [2908].

[10] Vgl. den Brief [2932].

[11] Siehe hierzu den Kommentar zum Brief [2983].

## [2942] Pauli an Heisenberg

[Berkeley], 25. März 1958

Lieber Heisenberg!

Ich habe mir noch die Gleichung

$$\langle \psi \hat{\psi}^\dagger \rangle_0 = \begin{array}{c|cc} & \Omega_1 & \Omega_2 \\ \Omega_1 & \frac{1+\gamma_5}{2} & 0 \\ \Omega_1 & 0 & \frac{1-\gamma_5}{2} \end{array} G(s)$$

und (A)

$$\langle \hat{\psi} \psi^\dagger \rangle_0 = \begin{array}{c|cc} & \Omega_1 & \Omega_2 \\ \Omega_2 & \frac{1-\gamma_5}{2} & 0 \\ \Omega_2 & 0 & \frac{1+\gamma_5}{2} \end{array} G(s)$$

Deines Briefes[1] genauer angesehen. Sie scheinen mir *im Widerspruch* zur Gruppe (p. 6 des preprint)

$$\psi' = a\psi + b\gamma_5 C^{-1} \psi^\dagger$$

$$\hat{\psi}' = a\hat{\psi} - b\gamma_5 C^{-1} \hat{\psi}^\dagger \text{ etc.} \tag{I}$$

und daher *falsch.*

Die Rechnung geht so: ich setze $\gamma_5$ diagonal

$$\psi^\dagger = \psi^* \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix},$$

dann wird (A)

$$\langle \psi_1(x) \hat{\psi}_3^*(x') \rangle = \langle \psi_2(x) \hat{\psi}_4^*(x') \rangle = \langle \hat{\psi}_3^* \hat{\psi}_1^*(x') \rangle$$

$$= \langle \hat{\psi}_4(x) \psi_2^*(x') \rangle_0 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} G(s) \tag{$A_1$}$$

und

$$\langle \psi_3(x) \hat{\psi}_1^*(x') \rangle = \langle \psi_4(x) \hat{\psi}_2^*(x') \rangle = \langle \hat{\psi}_1(x) \psi_3^*(x') \rangle$$

$$= \langle \hat{\psi}_2(x) \psi_4^*(x') \rangle = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} G(s). \tag{$A_2$}$$

Nach dem Wightman-Prinzip (bzw. Antivertauschbarkeit für raumartiges $s$) folgt daraus

$$\langle \hat{\psi}_3^*(x) \psi_1(x') \rangle_0 = \langle \hat{\psi}_4^*(x) \psi_2(x') \rangle_0$$

$$\langle \psi_1^*(x) \hat{\psi}_3(x') \rangle = \langle \psi_2^*(x) \hat{\psi}_4(x') \rangle = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} G(s) \tag{$A_1'$}$$

$$\langle \hat{\psi}_1^*(x) \psi_3(x') \rangle = \langle \hat{\psi}_2^*(x) \psi_4(x') \rangle = \langle \psi_3^*(x) \hat{\psi}_1(x') \rangle$$

$$= \langle \psi_4^*(x)\hat{\psi}_2(x')\rangle = -\begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} G(s). \qquad (A_2')$$

Die Gruppe (I) wird

$$\begin{aligned} \psi_1' &= a\psi_1 - b\psi_4^*; \quad & \psi_3' &= a\psi_3 - b\psi_2^* \\ \psi_2' &= a\psi_2 + b\psi_3^*; \quad & \psi_4' &= a\psi_4 + b\psi_1^* \\ \hat{\psi}_1' &= a\psi_1 + b\hat{\psi}_4^*; \quad & \hat{\psi}_3' &= a\hat{\psi}_3 + b\hat{\psi}_2^* \\ \hat{\psi}_2' &= a\psi_2 - b\hat{\psi}_3^*; \quad & \hat{\psi}_4' &= a\hat{\psi}_4 - b\hat{\psi}_1^* \end{aligned}$$

und das entsprechend Gesternte mit $\psi^{**} \equiv \psi$ etc.

Die Berechnung der gestrichenen Vakuummatrices aus (A) und (I) ergibt nun, daß ersetzt wird

$$\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \to \begin{pmatrix} aa^* & 0 \\ 0 & bb^* \end{pmatrix}$$

$$\begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \to \begin{pmatrix} bb^* & 0 \\ 0 & aa^* \end{pmatrix}.$$

Dies läßt sich aber *nicht* durch eine unitäre Transformation des Vakuums auf die Ausgangsform bringen, da ja die Eigenwerte der neuen Matrizen nicht mehr 0 und 1 sind.

Andrerseits muß in der nicht-elektrischen Näherung die Gruppe (I) – bei Hinzunahme der Vakuumtransformationen – bestehen bleiben (siehe preprint, p. 8 unten).

Also ist Dein Vorschlag *unhaltbar*!

---

Darüber hinausgehend sehe ich nun, daß die rechte Seite der Gleichung (22) unseres preprint im wesentlichen gruppentheoretisch – durch p. 6, oben (I) – festgelegt ist* *und gar nicht geändert werden kann*! Das finde ich recht befriedigend (denn was bei Euren Tamm-Dancoff-Rechnungen herauskommt, ist mir eigentlich ganz gleichgültig).

Viele Grüße Dein W. Pauli

[1] Vgl. den Brief [2927].

* Ich meine immer: die nicht-elektrische Näherung.

## [2943] Dürr an Pauli

[Göttingen], 25. März 1958

Sehr verehrter Herr Professor!

Heute erhielt ich einen Brief von Heisenberg, der auf einige Unklarheiten und Fehler in meiner Note[1] hinweist, und so will ich Ihnen auch gleich die dazu nötigen Kommentare schicken.

1. Zur S. 9. Der Erwartungswert von Feldoperatoren sollte heißen

$$\varphi(x) = \langle \Omega | O(x) | Z(p) \rangle \overset{\text{z. B.}}{=} \langle \Omega | O(x) a^+(p) | \Omega \rangle,$$

wenn $Z(p)$ ein Einteilchenzustand zum Impuls $p_\mu$ bedeutet. Der letzte Ausdruck ist nur hinzugefügt worden, um einfach auszudrücken, daß die Entartungen der Teilchenzustände immer durch Anwendung von Erzeugungsoperatoren aus den entarteten Vakua gewonnen werden können.

Weiter unten wird $O(x)$ allgemeiner angenommen, d. h. kann z. B. auch zu einem 2-Teilchenzustand führen etc. Es kann auch beliebige Matrixoperatoren enthalten, die auf die verschiedenen Vakua wirken. Die Tabellen bedeuten dann folgendes. Gesetzt den Fall, ein Matrixelement eines bestimmten Operators $O(x)$ entsteht durch ein $\Omega_1$-Bra mit einem $\Omega_2$-Ket; welche Quantenzahlen $l, l_a$ besitzt dieses Matrixelement? *Oder*: Ein Matrixelement hat die Quantenzahlen $l$, $l_N$; welche Vakuumübergänge muß der Feldoperator bewirken, daß das Matrixelement $\neq 0$ wird? Letzteres ist in der zweiten Tabelle aufgeführt, wobei ich symbolisch $\langle \Omega_1 | \Omega_2 \rangle$ für $\langle \Omega_1 | \ldots | \Omega_2 \rangle$ schrieb, denn $\langle \Omega_1 | \Omega_2 \rangle$ wörtlich genommen ist selbstverständlich 0 für $\Omega_1 \neq \Omega_2$.

Auf S. 10 spezialisiere ich dann den Operator $O(x) = \Lambda_1 \phi(x) \lambda_1$. Für diesen Operator verschwinden dann alle Matrixelemente, *außer* dem in Kategorie I genannten.

In diesem Zusammenhang nochmals eine Korrektur, die sich, wie schon im letzten Brief, nochmals auf die Vertauschungsrelationen S. 13/14 bezieht. Einen Fehler habe ich schon mitgeteilt. Doch liegt noch ein weiterer Fehler darin, daß ja bei mir die Vertauschungsrelationen nicht ganz identisch sind mit der Einteilchen (Nukleon-Elektron)-Fortpflanzungsfunktion, sondern sich wie $\langle \Omega | \psi \psi^+ | \Omega \rangle$ und $\langle \Omega | \Lambda_1 \lambda_1 \psi \psi^+ \Lambda_1 \lambda_1 | \Omega \rangle$ unterscheiden, d. h., das Vorzeichen von $\Lambda_3$ ist umgekehrt in beiden. Dies ist selbstverständlich trivial. d. h., auf S. 13 muß es heißen:

$$\langle \Omega | \begin{pmatrix} \psi_r \psi_r^+ & \psi_r \hat{\psi}_e^+ \\ \hat{\psi}_e \psi_r^+ & \hat{\psi}_e \hat{\psi}_e^+ \end{pmatrix} | \Omega \rangle = \langle \Omega | \begin{pmatrix} P(s) & \hat{M}(s) \\ \hat{M}(s) & \bar{P}(s) \end{pmatrix} | \Omega \rangle$$

und

$$\langle \Omega | \begin{pmatrix} \psi_e \psi_e^+ & \psi_e \hat{\psi}_r^+ \\ \hat{\psi}_r \psi_e^+ & \hat{\psi}_r \hat{\psi}_r^+ \end{pmatrix} | \Omega \rangle = \langle \Omega | \begin{pmatrix} \bar{P}(s) & M(s) \\ M(s) & \bar{P}(s) \end{pmatrix} | \Omega \rangle$$

mit Definition:

$$M(s) = m(s) \frac{1}{2}(1 - \Lambda_3); \quad \hat{M}(s) = m(s) \frac{1}{2}(1 + \Lambda_3).$$

Mit „groß $M$“ habe ich immer die „Massenfunktion“ verstanden, die noch eine Ausdehnung im Vakuumraum $(\Lambda \lambda)$ besitzt, mit „klein $m$“ immer rein skalare Funktionen wie $G(s)$. Für die $\psi$, $\hat{\psi}$ folgen daraus:

$$\langle \Omega | \psi \bar{\psi} | \Omega \rangle = \langle \Omega | \hat{\psi} \bar{\hat{\psi}} | \Omega \rangle = \gamma_\mu p^\mu F(s)$$

$$\langle\Omega|\psi\bar{\hat{\psi}}|\Omega\rangle = \frac{1}{2}\langle\Omega|1+\rho_3\Lambda_3|\Omega\rangle\kappa G(s) = \frac{1}{2}\langle\Omega|1-\gamma_5\Lambda_3|\Omega\rangle\kappa G(s)$$

$$\langle\Omega|\hat{\psi}\bar{\psi}|\Omega\rangle = \frac{1}{2}\langle\Omega|1-\rho_3\Lambda_3|\Omega\rangle\kappa G(s) = \frac{1}{2}\langle\Omega|1+\gamma_5\Lambda_3|\Omega\rangle\kappa G(s).$$

2. *Vertauschungsrelationen für kompliziertere* $O(x)$, d. h. $O(x) \neq \Lambda_1\psi(x)\lambda_1$

Dies ist vielleicht alles kompletter Unsinn. Ich wollte eigentlich einfach für alle „Elementarteilchen" so eine Art Fortpflanzungsfunktion hinschreiben, um dabei etwas die Besonderheiten der „Massenfunktion" (wenn ich dieses Wort benutze, meine ich immer den von $\gamma_\mu$ freien Teil der Fortpflanzungsfunktion) zu studieren. Selbstverständlich müssen diese alle im Prinzip aus der einfachen Vertauschungsfunktion folgen. Man braucht jedoch wohl noch irgendeine Aussage über $\langle\Omega|aa^+|\Omega\rangle$, wo a mein Isospinor ist. Das verstehe ich noch gar nicht.

3. Nun kommt aber etwas, was die ganze Geschichte wohl wieder über den Haufen wirft: Wieder einmal dieser *Dachformalismus*

Jedes Mal, wenn man meint, man hätte ihn verstanden, geht es schon wieder schief. Mit Schmerzen fange ich wieder an, daran zu *zweifeln*, daß ich den $\Sigma$-Raum mit dem $\Lambda$-Raum identifizieren kann, wie ich es in meiner Arbeit vorgenommen habe und was ja hauptsächlich schuld an der großen Vereinfachung ist. Ich habe nämlich in den letzten Tagen vergeblich versucht, den Baryonenstrom-Dichte-Vektor hinzuschreiben. Die Schwierigkeit lag in der $\Sigma$-$\Lambda$ Identifizierung: Man verbraucht gewissermaßen im Feldoperatoranteil den Matrixoperator $\Lambda_3$, um die Beschreibung massenbehafteter Partikel zu ermöglichen, und hat dann keinen Operator mehr für den Vakuumteil übrig, um aus beiden zusammen einen anständigen Projektionsoperator zu bauen (wie z. B. $1+\Lambda_3$). Man hat gewissermaßen zuerst $\Sigma_3+\Lambda_3$, was ein guter Projektionsoperator ist, und bekommt dann noch die Identifizierung $\to 2\Lambda_3$, was nichts mehr leistet. Es sieht nun ganz so aus, daß bei meinen jetzigen Definitionen für die Baryonenzahl ein Operator $(\tau_3+\Lambda_3)$ oder $(\sigma_3+\Lambda_3)$ auftritt, was selbstverständlich Unsinn ist, da die Baryonenzahl vom Spin- und Isospin unabhängig ist. Diese *Inkonsequenz* zeigt sich nun auch an den aufgestellten Vertauschungsrelationen. Wenn ich z. B. $\kappa G(s)$ weglasse, so gilt z. B.

$$\langle\Omega|\psi_r\hat{\psi}_e^+|\Omega\rangle = \frac{1}{2}(1+\Lambda_3).$$

Daraus Transposition im Dirac-Raum

$$\langle\Omega|\hat{\psi}_e^{+T}\psi_r^T|\Omega\rangle = -\left[\frac{1}{2}(1+\Lambda_3)\right]^T = -\frac{1}{2}(1+\Lambda_3).$$

Unter der speziellen Ladungskonjugationsmatrix $C^{-1}=\gamma_2\gamma_4$ ist aber:

$$\psi_r^C = (\psi^C)_r = i\sigma_2\psi_C^{+T}, \quad \psi_e^C = (\psi^C)_{-e} = i\sigma_2\psi_r^{+T};$$

dann folgt

$$\langle \Omega | \hat{\psi}_r^C \psi_e^{C+} | \Omega \rangle = \sigma_2 \frac{1}{2}(1 + \Lambda_3)\sigma_2 = \frac{1}{2}(1 + \Lambda_3). \qquad (*)$$

*Andererseits* ist aber:

$$\langle \Omega | \hat{\psi}_r \psi_e^{+} | \Omega \rangle = \frac{1}{2}(1 - \Lambda_3).$$

Die ladungskonjugierten Funktionen sollen sich aber *genauso* verhalten, d. h.

$$\langle \Omega | \hat{\psi}_r^C \psi_e^{C+} | \Omega \rangle = \frac{1}{2}(1 - \Lambda_3),$$

und damit ist der Widerspruch schon aufgezeigt. Hieße es auf der rechten Seite von $(*)$

$$\frac{1}{2}(1 + \sigma_3 \Lambda_3) = \frac{1}{2}\sigma_3(\sigma_3 + \Lambda_3),$$

so wäre alles in Ordnung, ebenso für

$$\frac{1}{2}(1 + \tau_3 \Lambda_3).$$

Aber das ist unstatthaft. Damit bin ich wieder im Dachformalismus-Dilemma. Ich kann selbstverständlich immer wieder zurück zum $\Sigma$-Raum, tue dies aber nur mit großem Widerwillen, da mir der Rahmen dann zu weit erscheint.

Es wird mir aber wohl nichts anderes übrig bleiben, glaube ich. Die Dachoperation scheint eben etwas zu sein, was weder mit dem $\rho(\tau), \sigma$-Raum zu tun hat, noch mit der gewöhnlichen Entartung des Vakuums, d. h. der Entartung, die durch die Quantenzahlen $l, l_N$ beschrieben wird.

Ich bin deshalb im Augenblick wieder recht pessimistisch über die ganze Situation. Doch bin ich im Zusammenhang mit dem Dachformalismus an starke Fluktuationen gewöhnt.

Hätten Sie irgendeinen Vorschlag?

Irgendwie sagen mir eigentlich die Vertauschungsrelationen in obiger Form zu.

Mit den ergebensten Grüßen Ihr H. P. Dürr

[1] Vgl. die Anlage zum Brief [2919].

## [2944] Pauli an Dürr

Berkeley, 26. März 1958

Sehr geehrter Herr Dürr!

Ich habe nun Ihr Manuskript[1] genauer studiert, auch mit Stapp und Bludman diskutiert und habe auch Ihren Brief vom 21. März[2] mit Dank erhalten.

Ich (bzw. wir) habe(n) wesentliche Einwände gegen Ihre ganze Konzeption, die sich wohl kaum leicht reparieren lassen werden:

*1.* Die Vakuum-Matrices (S. 4, Ihr Brief vom 21.) sollen in „HP-Form“ lauten

$$\langle \Omega | \psi_\alpha(x) \bar{\hat{\psi}}_\beta(x') | \Omega \rangle = \frac{1}{2} \langle \Omega | 1 + (\gamma_5)_{\alpha\beta} \Lambda_3 | \Omega \rangle G(s);$$

es ist hier wegen Antivertauschbarkeit aller Spinoren für raumartige Punkte – bzw. wegen Wightman-Prinzip – hinzuzufügen

$$\langle \Omega | \bar{\hat{\psi}}_\beta(x) \psi_\alpha(x') | \Omega \rangle = -\frac{1}{2} \langle \Omega | 1 + (\gamma_5)_{\alpha\beta} \Lambda_3 | \Omega \rangle G(s).$$

Sodann aber (wobei ich den 2. Ausdruck gleich hinzufüge)

$$\langle \Omega | \hat{\psi}_\alpha(x) \bar{\psi}_\beta(x') | \Omega \rangle = \langle \Omega | \bar{\psi}_\beta(x) \hat{\psi}_\alpha(x') | \Omega \rangle = \frac{1}{2} \langle \Omega | 1 \underset{\substack{\uparrow \\ (!)}}{-} (\gamma_5)_{\alpha\beta} \Lambda_3 | \Omega \rangle G(s).$$

Es ist das $-$ Zeichen bei dem (mit dem!) $\gamma_5$ (das wegen der $\hat{}$-Operation und wegen $\psi \to \bar{\psi} = \psi^\dagger \gamma_4$ *notwendig* ist), welches zum *Verhängnis* wird:

Es *zerstört* nämlich die Invarianz gegenüber der Isogruppe

$$\psi' = a\psi + b\gamma_5 C^{-1} \psi^\dagger$$

$$\hat{\psi}' = a\hat{\psi} - b\gamma_5 C^{-1} \hat{\psi}^\dagger.$$

Bei dieser Operation multipliziert sich nämlich der 2. Term mit $aa^* - bb^*$, so daß rechts $1 \pm (aa^* - bb^*)\gamma_5 \Lambda_3$ statt $1 \pm \gamma_5 \Lambda_3$ auftritt! Das kann durch eine Vakuumtransformation ($U$-Transformation von $\Lambda_3$) – die zulässig wäre – *nicht* rückgängig gemacht werden!

Der 2. Term ist also (in der nicht-elektrischen Näherung, in der die Isogruppe gilt) *nicht* zulässig!

Es bleibt vielmehr bei dem ersten Term, so daß die Relationen (22) des HP-papers – natürlich mit

$$^A\langle \hat{\psi}^\dagger_\beta(x) \psi_\alpha(x') \rangle_{A'} = -\,^A\langle \psi_\alpha(x) \hat{\psi}^\dagger_\beta(x') \rangle_{A'}$$

$$^A\langle \psi^\dagger_\beta(x) \hat{\psi}_\alpha(x') \rangle_{A'} = -\,^A\langle \hat{\psi}_\alpha(x) \psi^\dagger_\beta(x') \rangle_{A'}$$

– gruppentheoretisch eindeutig fixiert sind und *nicht* geändert werden können!

{N. B. Der Satz auf p. 8 unten des preprint – wonach das Vakuum transformiert werden soll, ist an dieser Stelle überflüssig: *es bleibt* $^A U_{A'}$ bei den Transformationen (I) und (II), p. 6 *invariant*.}

An welcher Stelle bei Ihnen der mathematische Fehler zustande gekommen ist, würde mich interessieren.

{N. B. In (HP 21) ist

$$^A\langle \psi^\dagger_\beta(x) \psi_\alpha(x') \rangle_{A'} = +\,^A\langle \psi_\alpha(x) \psi^\dagger_\beta(x') \rangle_{A'} \quad \text{etc.}$$

wegen der Ableitung $\frac{\partial}{\partial x^\nu}$ rechts.}

Gleichung HP (14) ist richtig; (15) ist nur zur Hälfte hingeschrieben.

*2.* Ein noch schlimmerer Sachverhalt tritt auf, wenn man nach Ihren, insbesondere p. 9, dargelegten Prinzipien – nach denen die Tabelle konstruiert ist – versucht, nicht nur Einteilchenzustände, sondern auch *Zwei (und Mehr-) teilchenzustände* zu konstruieren. (Ich denke z. B. an *2* Protonen oder 1 Proton und 1 Neutron, etwa Deuteron.)

Es bleibt ja nur *ein* Vakuum je links und rechts, so daß bei Multiplizieren zweier $\psi$-Operatoren wohl die $I_N$ und $I_3$ sich *additiv* verhalten, nicht aber $l_N$ und $l_3$, die ja Eigenschaften des Vakuums sind. Durch Produkt zweier $\chi$'s erhält man daher *nicht* $N = 2$, sondern $N = \frac{3}{2}$ und $\frac{1}{2}$ (und analog bei $Q$).

{Beim Produkt von 4 $\chi$- (bzw. $\psi$-)Faktoren stimmen wieder die $I$'s nicht mit 2 Protonen oder Proton-Neutron.}

Es scheint mir also, daß Sie nicht nur die $(l_N, l)$-Werte unserer Tabelle für das $\mu$-Meson nicht realisieren können, sondern *auch nicht* die für 2-Protonen oder für das Deuteron.

*Auf Ihre Antwort hierauf sind wir alle sehr gespannt.* Ich halte dies für eine *prinzipielle* Schwierigkeit bei der Benützung einer Entartung des Vakuums zum Zwecke, halbzahligen Spin und ganzzahligen Isospin hervorzubringen.

Daher bin ich eher geneigt, die Verifizierungsidee aufzugeben und etwa bei *einfachem* Vakuum mit 4 Spinoren anzufangen, von denen 2 zum Isospin 1/2 gehören, während die *beiden* anderen Isosinguletts sind. Es gibt noch andere derartige Möglichkeiten, z. B. mit primären Skalarfeldern (Isodubletts) neben Spinoren. All das ist möglich, aber willkürlich.

Wie können Sie bei 2 Protonen Ihr (entartetes) Vakuum mit der $e^{\frac{i}{4}(\Lambda_3\alpha_0+\lambda_3\alpha_3)}$-Transformation retten?

Mit den besten Grüßen Ihr W. Pauli

[1] Vgl. die Anlage zum Brief [2919].
[2] Vgl. den Brief [2937].

## [2945] Heisenberg an Pauli

Ischia, 26. März 1958[1]

Lieber Pauli!

Heute kamen Deine beiden Briefe vom 19. und 20. März,[2] vielen Dank! Es freut mich, daß Du mit der Arbeit von Dürr zufrieden warst. Mit der Anlage der Arbeit im ganzen war ich auch sehr einverstanden, nicht aber mit verschiedenen Einzelheiten. Die Werte von $\langle\Omega|\psi\bar{\hat{\psi}}|\Omega\rangle$ usw. auf S. 14 enthalten Rechenfehler. $\gamma_4$ muß z. B. durch $\gamma_5$ ersetzt werden. Wenn man diese Fehler verbessert, kommt Dürr, wie er mir schrieb,[3] auf die gleichen Formeln {für unsere Gleichung (22)} wie ich in meinem letzten Brief.[4] Damit scheint mir die Frage unserer Gleichung (22) zu einem definitiven Abschluß gebracht.

Hinsichtlich der Symmetrieverminderung sind wir nicht so uneinig wie Du denkst. Dein Hauptprotest scheint sich gegen die Symmetrieverminderung bei

schwacher Wechselwirkung zu richten, von der Du *mit Recht* sagst, sie entstehe nicht nur bei Emission der Neutrinos.

Ich möchte dazu jetzt eine neue Version vorschlagen:

1. Unsere Theorie ist *von Anfang an* nur CP-invariant, nicht aber C- bzw. P-invariant. An der Lagrangefunktion bzw. der Wellengleichung sieht man ja nur die Invarianz gegen Spiegelung. Man kann aber zunächst gar nicht wissen, ob das CP- oder P-Invarianz bedeutet, weil am Anfang noch gar nicht zu sehen ist, was nachher Ladung wird.

2. Sobald die Ladung eingeführt wird (im Sinne der Arbeit von Ascoli und mir),[5] stellt sich heraus, daß das elektromagnetische Feld am Schraubensinn der Teilchen haftet; d. h. CP-Invarianz. (Dies will Dürr noch im einzelnen nachrechnen. Wenn die Ladungen der Nukleonen und Elektronen richtig herauskommen – wovon ich überzeugt bin – so erledigt sich auch der Vorschlag, das Spinormodell könnte eventuell nur die nichtelektrische Näherung liefern, als ganz unrealistisch.)

3. Danach handelt es sich also bei der schwachen Wechselwirkung überhaupt nicht um eine Symmetrieverminderung. Die schwachen Wechselwirkungen sind vielmehr die Stellen, an denen man zum ersten Mal *sieht*, daß es nur eine CP-Invarianz gibt. Dazu braucht man also keine Kräfte langer Reichweite bzw. Teilchen der Ruhmasse 0 zu benützen, und es braucht niemanden zu wundern, daß man die Kopplung von Ladung und Schraubensinn bei allen schwachen Wechselwirkungen sieht, unabhängig von der Aussendung von Neutrinos.

Wenn Du mit dieser Interpretation einverstanden bist, so könnten wir uns vielleicht über die Symmetrieverminderung bei den Lichtquanten auch einigen; und zwar in dem Sinn, daß hier der Geisterdipol die Wurzel der Symmetrieverminderung ist, da er die Kräfte langer Reichweite produziert und so die unsymmetrische Randbedingung im Unendlichen ermöglicht.

Bleuler berichtete mir, daß Nevanlinna sich sehr für die indefinite Metrik im Hilbertraum interessiert hätte und folgendermaßen argumentiert hätte: Wenn man schon einmal im gewöhnlichen Raum-Zeitkontinuum die indefinite Metrik eingeführt hat, wird sie sich auch im Hilbertraum nicht vermeiden lassen, sie „färbt dann unweigerlich ab“. Daher muß eine lorentzinvariante Quantenfeldtheorie auch im Hilbertraum eine indefinite Metrik haben.

Die Spiegelung $l^2 \to -l^2$ ist leider in unserer Theorie *sicher unmöglich*, da dabei ja die Massen, die stets die Form haben

$$m = \frac{\text{Zahl}}{l},$$

in etwas Imaginäres übergehen würden. Dagegen kann eine Größenänderung von $l^2 > 0$ stets vorgenommen werden, sie ist eine reine Ähnlichkeitstransformation.

Wenn Du greifbare Resultate über komplexe Geister hast, kannst Du sie ruhig in die Arbeit aufnehmen. Bisher schien mir das allerdings zu vage. Beim Dipolgeist weiß man, daß er

1. die Unitarität der $S$-Matrix nicht stört
2. die Elektrodynamik liefert.

Aber woher weiß man etwas über komplexe Geister?

Hinsichtlich der endgültigen Fassung der Arbeit möchte ich im ganzen vorschlagen, nicht allzuviel zu ändern. Erstens scheint es mir schlechter Stil, die Arbeit völlig anders zu schreiben als den ‚preprint'! Zweitens wird man doch nicht so schnell alle schwierigeren Fragen *wirklich* klären können.

Ich möchte Dich also bitten, alles das, und nur das, wegzustreichen, dessen Unrichtigkeit Du beweisen kannst, und nur das zuzufügen, dessen Richtigkeit Du beweisen kannst. Zufügen ist mir auch lieber als Streichen.

Vielleicht schickst Du mir die endgültige Fassung nach Göttingen, wo ich vom 10. April ab wieder sein werde. Ich schicke sie dann, wenn ich nicht zu uneinig bin (was ich für ganz unwahrscheinlich halte) an die Zeitschrift weiter.

Mit vielen Grüßen Dein W. Heisenberg

[1] „Erhalten 29. III. und beantwortet."
[2] Vgl. die Briefe [2933 und 2935].
[3] Siehe auch Dürrs Schreiben [2943] an Pauli.
[4] Vgl. den Brief [2927].
[5] Ascoli und Heisenberg (1957).

## [2946] Pauli an Jaffé

Berkeley, 27. März 1958
(University of California)

Liebe Frau Jaffé!

Es war schön, wieder von Ihnen zu hören. Den Zeitungen dürfen Sie nichts glauben, wenn sie den alten und abgebrauchten Schlager der „Weltformel" wieder aufwärmen (womöglich noch verbunden mit Reklame für Deutschland).[1] Während sich Heisenberg für die illustrierten Zeitungen photographieren läßt – halb zog sie (die Presse) ihn, halb sank er hin – schreibt er mir Jammerbriefe, was für einen Ärger er mit der Presse habe. In Wirklichkeit versuchen wir, in der Theorie der Elementarteilchen etwas Fortschritte zu machen (verglichen mit „Weltformeln" ein sehr bescheidenes Programm), aber selbst das macht große Schwierigkeiten.

Ich bin immer noch nicht sicher, ob wirklich etwas dabei herauskommt. Es scheint mir sicher, daß ein quaternärer Archetypus konstelliert ist (wie ich Ihnen im Januar schrieb).[2] Aber dabei kann es einem auch so gehen wie dem Fischer in Hemingways „The old man and the sea",[3] der schließlich ohne den Fisch nach Hause kommt. Vielleicht fangen wir nichts.

Aber die Deutschen bekommen immer gleich eine kolossale Inflation, wenn ein Archetypus konstelliert ist (ich glaube nicht, daß Heisenberg an dem geschmacklosen Zeitungsrummel ganz unschuldig ist). Die Psyche ist dann im inflatierten Bewußtsein, während *ich, kritisch* bleibend, meine Verwirklichungsschwierigkeiten habe. d. h., kritisch ist bei mir das Bewußtsein, optimistisch aber ist das Unbewußte (während es bei Heisenberg umgekehrt ist und er fortwährend Minderwertigkeitsgefühle kompensiert).

So sind die Maßstäbe jetzt, während es draußen hier fast ununterbrochen regnet.

Das UFO-Buch von Jung[4] werde ich wohl erst zu Gesicht bekommen, wenn ich wieder in Zürich bin (2. Juni). Hoffentlich hat er sich mit der angeblichen „Realität" der UFOs nicht so weit hinausgewagt wie in den Briefen an mich.[5] Die „Black Cloud" von Hoyle[6] finde ich als *geistiges* Produkt interessanter als die UFOs und bin neugierig, was Jung in dem Buch darüber sagt.

Ja, *Ihr* Buch[7] dürfte wohl recht problematisch sein, aber ich kenne es ja nicht.

Ein Bekannter aus England hat mich gefragt, in welchen Apokryphen oder sonstigen Literatur ursprünglich die Gestalt der *Lilith* vorkommt und in welcher Zeit sie auftaucht.[8] Ich bin da nicht so belesen, aber Dr. Horowitz weiß das ja bestimmt:[9] Könnten Sie Auskunft geben?

Mit herzlichen Grüßen Ihr W. Pauli

[1] Siehe hierzu auch Paulis Bemerkungen in seinem vorangehenden Brief [2941] an Fierz.
[2] Vgl. den Brief [2825].
[3] Der 1952 erschienene und 1958 verfilmte Kurzroman von Ernest Hemingway befindet sich auch in Paulis Bibliothek.
[4] Vgl. Jung [1958a].
[5] Vgl. den Brief [2683].
[6] Dieses Buch des Astrophysikers Fred Hoyle [1957] hatte Pauli auch schon in seinem Schreiben [2850] an Panofsky lobend erwähnt. Auch C. G. Jung hatte es gelesen, wie er am 4. Januar 1958 Aniela Jaffé mitteilte, und es „ungemein interessant" gefunden hatte „zu sehen, wie ein Astronom mit dem Unbewußten und speziell dem Ufoproblem zusammenstößt."
[7] Aniela Jaffé hatte gerade ihr neues Buch über *Geistererscheinungen und Vorzeichen* vollendet (vgl. den Brief [2595]).
[8] Für diese der altjüdischen Sage entlehnte Dämonen, die als verführerische weibliche Nachtgespenster auch noch im Mittelalter und in der neueren europäischen Literatur eine wichtige Rolle spielten (so tritt eine Lilith auch in der Walpurgisnacht von Goethes *Faust* und in B. Shaws philosophischem Hauptwerk *Back to Methuselah* auf), hatte sich Pauli auch schon bei früherer Gelegenheit (vgl. Band **IV**/2, S. 598) interessiert. Siehe hierzu auch Scholems Aufsatz (1951, S. 176f.) über „Tradition und Neuschöpfung im Ritus der Kabbalisten" im *Eranos Jahrbuch* XIX.
[9] Der 1901 in Österreich geborene Jacob Horowitz war 1919 als freier Schriftsteller nach Israel gekommen und gab die in Tel Aviv erscheinende Zeitschrift *Haaretz* heraus. Vielleicht meint Pauli aber auch den Kabbalisten Jesaja Horowitz, der in seiner 1648 erschienenen Schrift u. a. Rituale zum Fernhalten der tückischen Lilith vom ehelichen Lager empfielt (vgl. Scholem [1977, S. 206f.]).

## [2947] Symanzik an Pauli

Göttingen, 27. März 1958
[Maschinenschriftliche Durchschrift][1]

Sehr verehrter Herr Professor!

Vielen Dank für Ihre Briefe.[2] Leider kann ich zu Ihren Fragen nur wenig sagen; der Feldverein hat zwar Vermutungen oder Hoffnungen, aber eben nicht mehr als das.

Ob verschiedene Symmetrieeigenschaften von Feldgleichungen und Vertauschungsfunktion miteinander mathematisch verträglich sind, haben wir hier im Institut diskutiert, sind aber zu keiner befriedigenden Antwort gekommen. In der Spinortheorie ist es offenbar so, daß die Zweipunktfunktion schon bei gleichen Zeiten die vollen Symmetrien der Feldgleichungen nicht mehr hat und

daher eine dem kanonischen Formalismus ähnliche Schlußweise (man definiere etwa den Isotopenspinoperator für $x_2 = W = t$ und zeigt dann mittels der Feldgleichungen sowie Annahme der Vollständigkeit des Feldoperators zusammen mit nötigenfalls seinen sämtlichen Ableitungen zur Zeit $t$, daß der Isotopenspinoperator von $t$ unabhängig ist) nicht anwendbar ist. Es dürfte aber auch recht kompliziert werden, die Differential- oder Integralgleichungssysteme der Spinortheorie (die ja wegen der nichtkanonischen Vertauschungsrelation anders aussehen als die einer „normalen" Theorie) direkt zu diskutieren. Gegen die Möglichkeit, daß ein solches Gleichungssystem Lösungen von geringerer Symmetrie als der des Systems selbst besitzt, ist wegen der noch kaum übersehbaren Randbedingungen jedenfalls vorläufig wohl nichts zu sagen. Natürlich sollte man zur Entscheidung einen weniger einfachen Weg zu finden suchen; uns ist aber hier noch keiner eingefallen.

Zum Eigenwertproblem: Ich habe, wie schon zur Zeit der Doktorarbeit,[3] qualifizierte Ansichten nur zum anharmonischen Oszillator, und auch hier nur zur *ein*zeitigen Behandlung (also einen von der aus Invarianzgründen mehrzeitigen Behandlung der Spinortheorie doch ziemlich weit entfernten Fall; schon die Diskussion der mehrzeitigen „Tamm-Dancoff"-Behandlung des anharmonischen Oszillators gelingt nicht mehr mit elementaren Mitteln). Ich stelle die betreffenden Überlegungen aus meiner Dissertation der Verständlichkeit halber in der Beilage etwas ausführlicher zusammen, habe aber auch noch ein Exemplar an Sie abgeschickt.[4]

Nun zu den Fragen Ihres zweiten Briefes:

a) Das in LSZ I (Nuovo Cimento 1, 205, 1955)[5] für $\tau$-Funktionen hergeleitete System $A$ ist eine Konsequenz der Asymptotenbedingung (welche die Angabe der in der Theorie vorkommenden stabilen Teilchen einschließt) allein. Die Kommutatorbedingung erlaubt die zusätzliche Forderung der Lorentzinvarianz der $\tau$-Funktion. {Ob das System $A$ hinreicht, um rückwärts aus den $\tau$-Funktionen eines lokalen, der Asymptotenbedingung genügenden Feldoperation zu konstruieren, ist nicht untersucht worden, vgl. unter c).} Die Asymptotenbedingung für Spinorfelder ist später von mehreren Autoren (z. B. S. S. Schweber, Nuovo Cimento 2, 173, 1958)[6] angegeben worden, die Asymptotenbedingung bei „zusammengesetzten" Teilchen ist Gegenstand der kürzlichen Arbeit von Zimmermann,[7] worin er zeigt, daß in diesem Fall nichts wesentlich Neues eintritt und man wieder mit lokalen Operatoren auskommt. Somit erfährt das System A auch hier keine wesentliche Modifikation. Ich vermute, daß Zimmermann selbst hierzu noch ausführlich Stellung nehmen wird.

b) Die Diskussion des Systems $A$ haben wir nur in Störungstheorie durchführen können. Es zeigte sich, daß die renormierten Potenzreihen der renormierbaren Theorien formale (d. h. Glied für Glied) Lösungen des Systems $A$ sind. Bei Beschränkung auf eine skalare neutrale Teilchensorte ergibt sich eine zweiparametrige Potenzreihenlösung, die dem Kopplungsterm $gA(x)^3 + g'A(x)^4$ entspricht. Der Versuch, hier weitere Terme zuzulassen, scheitert daran (vgl. l. c. Fußnote 14), daß dann auf der rechten Seite des Gleichungssystems in höheren Näherungen Ausdrücke der Form $\theta(x_0 - y_0)F(x, y)$ mit bei $x - y$ so stark singulärem $F(x, y)$ vorkommen, daß dies Produkt nicht definiert ist (im Impulsraum: divergente Integrale). Der übliche (für die Dysonsche

Störungsrechnung von Bogoljubov und Schirkov in Fortschritte der Physik 4, 438, 1956[8] ausführlich diskutierte) Ausweg wäre, die Definition der $\tau$-Funktionen bei zusammenfallenden Argumenten offenzulassen, was einen zur „Berechnung" der oben angegebenen unbestimmten Ausdrücke heranziehbaren quasilokalen Term zur Verfügung stellt (ähnlich den bei direkter Störungstheorie benutzten Countertermen oder auch dem Hilfsnennerverfahren bei den Dispersionsrelationen). Dieses Vorgehen scheint im vorliegenden Fall jedoch fragwürdig, da es die Anwendbarkeit der Reduktionsformel (LSZ I, Gleichung 17) beeinträchtigen und damit die Konsistenz des Systems *A* infrage stellen könnte, insbesondere da bekannt ist, daß bei nichtrenormierbaren Ansätzen die fortlaufend benötigten Counterterme unbegrenzt singulärer werden. Jedenfalls erfordert das System *A*, wie Lehmanns Rechnung für die Zweipunktfunktion (Nuovo Cimento 11, 342, 1954)[9] zeigt, bei renormierbarem Ansatz gar keine Modifikation der angegebenen Art, obwohl hier die übliche Störungstheorie bereits Counterterme benötigt.

c) Es gibt auch andere Systeme, etwa ein nicht publiziertes für die $\tau$-Funktionen und das besonders bequeme für die $r$-Funktionen (Nuovo Cimento 6, 1122, 1957 Gleichung 15),[10] welche nicht nur notwendig, sondern auch hinreichend sind für die Konstruierbarkeit eines den Bedingungen in a) genügenden Feldoperators. Es ist außer Zweifel, daß die störungstheoretische Diskussion dieser Systeme zu denselben Ergebnissen führt wie beim System *A* (für die $r$-Funktionen von Nishijima, Progress in Theoretical Physics 17, 765, 1957, §6 gezeigt).[11] Weniger klar ist die störungstheoretische Behandlung dieser Systeme bei gebundenen Zuständen. Die Frage ist, ob sich hierbei die von Zimmermann gezeigte Möglichkeit, mit lokalen Operatoren auszukommen, ausnützen läßt. Hiermit beschäftigt sich hier im Institut Herr Baumann.[12]

d) Ob die erwähnten Gleichungssysteme den Lagrangeformalismus, Feldgleichungen und Vertauschungsrelationen ersetzen, ist völlig offen, da zu einer nichtstörungstheoretischen Diskussion dieser Systeme jeder Ansatz fehlt. Auch die Wightman-Källénschen Ergebnisse[13] sind noch weit davon entfernt, hierfür irgendwelche Perspektiven zu eröffnen. Die vage Vermutung des Feldvereins (nach Diskussionsstand im letzten Sommer) ist etwa, daß höchstens die renormierbaren Feldtheorien auch strenge Lösungen jener Systeme sind, wobei „renormierbar" heißt: Theorien, die so viel freie Parameter enthalten, wie sie in den üblichen renormierbaren Theorien vorkommen, wobei etwa im Fall der Mesontheorie zwei Konstanten $\lambda\gamma^2$ und $\lambda$ (etwa zu definieren in moderner Art aus dem Verhalten der Meson-Nukleon- oder Nukleon-Nukleon- bzw. der Meson-Meson-Streuamplitude), daß die Singularitäten der Funktionen vorzugsweise schwächer sind als in der Störungstheorie (vgl. Nuovo Cimento 2, 429, 1955)[14] und daß die Konsistenz jener Systeme die Massen von Deuteron etc. automatisch festlegt. Daß die Vermutung nicht völlig aus der Luft gegriffen ist, zeigt sich an folgendem: Betrachtet man im Zweidimensionalen nicht wie Thirring ein „Spinor"feld, sondern Skalarfelder, und nimmt man für die Lösungen eine Struktur ähnlich der Mesontheorie an, so zeigt sich: die $\gamma^2$ entsprechende Konstante ist nach oben begrenzt, und die renormierte Meson-Meson-Kopplungskonstante $\lambda$ ist Null, wenn Dispersionsrelation und Unitaritätsforderung nicht in Widerspruch geraten sollen. Ferner setzt die Unitarität hier auch den Singularitäten gewis-

ser Funktionen recht enge obere Grenzen, insoweit nämlich diese Singularitäten das Verhalten der Streuamplitude im Unendlichen bestimmen (Nuovo Cimento 5, 659, 1957).[15] Natürlich läßt sich hier einwenden, daß ein Analogieschluß von zwei auf vier Dimensionen nicht sehr überzeugt, ist ja die Streuung im Thirringschen Modell nach Glaser (Preprint)[16] sogar Null. Worauf es hier aber ankommt, ist der Nachweis, daß in beiden Fällen die allgemeinen Forderungen sehr viel geringere Freiheit lassen, als sie die störungstheoretischen Ansätze haben.

e) Die letzten Bemerkungen in d) sind auch alles, was zur Frage der Singularitäten auf dem Lichtkegel gesagt werden könnte, nämlich daß diese sicherlich nicht sehr stark sein können. Es ist offensichtlich, daß diese Begrenzung mit der Asymptotenbedingung zusammenhängt, da ja die oben benutzte Unitarität auf unserem Standpunkt lediglich eine Folge der Asymptotenbedingung ist, so daß hier sicher ein Zusammenhang mit den unter b) geschilderten Verhältnissen besteht. Auch gibt ja etwa der lokale Operator $\{A_{\text{in}}(x)\}^n$ bei großem $n$ beliebig starke Singularitäten, nur erfüllt er eben nicht die Asymptotenbedingung.

Bei indefiniter Metrik sind die Dinge wohl auch unklar. Herr Mitter wollte, glaube ich, sich das System $A$ oder etwas Ähnliches für die Spinortheorie zu überlegen versuchen, wobei dann ja für die Behandlung des Hilbertraums II explizite Regeln angegeben werden müssen. Daß dann eine besonders schwache Singularität der Funktionen auf dem Lichtkegel schon ausreichen könnte, leuchtet ein. Was das Vorzeichen des $c^2$ Terms betrifft, so scheint dieses Phänomen gerade ein Hinweis darauf zu sein, daß die Konsistenz der Theorie, das heißt Erfülltsein aller physikalischen Forderungen wie Asymptotenbedingung usw., von selbst eine Festlegung der zunächst vorkommenden Willkürlichkeiten, wie Vorzeichen von Parametern, erzwingen könnte.

Etwaige Transformationsgruppen lassen sich natürlich in alle betrachteten Gleichungssysteme in gleicher Weise einbauen, indem man mittels der irreduziblen Darstellungen dieser Gruppen Separationsansätze macht. Auch hier kann man zur Zeit höchstens hoffen, daß letzten Endes vielleicht nur gewisse Arten von Invarianzen mit den sonstigen Forderungen an strenge, nicht nur störungstheoretische Lösungen verträglich sind.

Ihr, verehrter Herr Professor, sehr ergebener K. Symanzik

## Anlage zum Brief [2947][17]

27. März 1958[18]

„Neue Tamm-Dancoff-Methode“ beim anharmonischen Oszillator

$$H = \frac{p^2}{2} + \frac{q^2}{2} + \lambda H(q), \quad [q, p] = i. \tag{1}$$

$H(q)$ Polynom in $q$, mit

$$\frac{x^2}{2} + \lambda H(x) \to +\infty \qquad \text{bei } |x| \to \infty.$$

Mit Eigenvektorpaar $|a\rangle$, $|b\rangle$ und reellen Variablen $u$, $v$ sei

$$f_{ab}(u,v) \equiv \langle a|e^{iuq+ivp}|b\rangle. \tag{2}$$

In Schrödingerdarstellung ($q' = x$) ist dann

$$\langle x|a\rangle = \psi_a(x) \quad \langle x|b\rangle = \psi_b(x)$$

$$\langle x|q|a\rangle = x\psi_a(x) \quad \langle x|p|a\rangle = -i\frac{\partial}{\partial x}\psi_a(x)$$

$$\langle a|b\rangle = \int \bar{\psi}_a(x)\psi_b(x)dx = \delta_{ab}$$

und wegen

$$e^{iuq+ivp} = e^{i\frac{uv}{2}}e^{iuq}e^{ivp} = e^{-i\frac{uv}{2}}e^{ivp}e^{iuq}$$

$$f_{ab}(u,v) = \int \bar{\psi}_a\left(x-\frac{v}{2}\right)e^{iux}\psi_b\left(x+\frac{v}{2}\right)dx.$$

$f_{ab}(u,v)$ existiert punktweise und ist unter der obigen Annahme über $H(q)$ sogar eine ganze Funktion in $u$ und $v$. Ferner ist $f_{ab}(u,v)$ in $u$, $v$ einzeln und zusammen quadratintegrabel mit

$$\frac{1}{4\pi}\iint \bar{f}_{ab}(u,v)f_{cd}(u,v)dudv = \delta_{ac}\delta_{bd}\,. \tag{3}$$

Es gilt

$$(E_p - E_q)f_{ab}(u,v) \tag{4}$$

$$\left[iu\frac{\partial}{\partial v} - iv\frac{\partial}{\partial u} + \lambda H\left(-i\frac{\partial}{\partial u}+\frac{v}{2}\right)\lambda H\left(-i\frac{\partial}{\partial u}-\frac{v}{2}\right)\right]f_{ab}(u,v)$$

als Eigenwertgleichung zusammen mit (3). Bei $H(q)$ gerade in $q$ wird der als (4) durch Quadrieren gewonnene positiv definite hermitesche Differentialoperator reell. Mit

$$\tau_{ab}(m|n) \equiv \langle q|\,\text{Symm.}\,q^m p^n|b\rangle$$

ist

$$f_{ab}(u,v) = \sum_{m,n}\frac{\tau_{ab}(m|n)}{m!n!}i^{m+n}u^m v^n.$$

Der Ansatz

$$f_{ab}(u,v) = e^{-i\frac{\Delta}{2}u^2-\frac{\Gamma}{2}v^2}\hat{f}_{ab}(u,v) \tag{5}$$

gibt

$$\hat{f}_{ab}(u,v) = \sum_{m,n}\frac{\varphi_{ab}(m|n)}{m!n!}i^{m+n}u^m v^n \tag{5a}$$

mit

$$\varphi_{ab}(m|n) = \sum_{r,s}\tau_{ab}(m-2r)(n-2s)(-1)^{r+s}\frac{(2r)!}{r!2^r}\frac{(2s)!}{s!2^s}\Delta^r\Gamma^s.$$

Für $\hat{f}_{ab}(u, v)$ ergibt sich durch Einsetzen von (5) in (4)

$$(E_b - E_a)\hat{f}_{ab}(u, v) = \left[ iu\frac{\partial}{\partial v} - iv\frac{\partial}{\partial u} - iuv(\Gamma - \Delta) \right. \tag{6}$$

$$\left. + \lambda H\left(-i\frac{\partial}{\partial u} + i\Delta u + \frac{v}{2}\right) - \lambda H\left(-i\frac{\partial}{\partial u} + i\Delta u - \frac{v}{2}\right)\right]\hat{f}_{ab}(u, v)$$

und entsprechend nach Quadrieren. Setzt man hier die beständig konvergente Potenzreihe (5a)[19] ein, so ergibt Koeffizientenvergleich ein Gleichungssystem für die $\varphi_{ab}(m|n)$. Die linke Seite von (3) wird eine nichtdiagonale Bilinearform in den $\varphi(m|n)$, so daß der Versuch naheliegt, die $\varphi(m|n)$ abzubrechen. {Ein Abbrechen der $\tau(m|n)$ hingegen macht (3) sinnlos.}

Zur Beurteilung dieses Verfahrens kann man die $\varphi_{ab}(m|n)$ als Entwicklungskoeffizienten einer Funktion nach hermiteschen Orthogonalfunktionen auffassen:

$$\omega_m(x) \equiv (2\pi)^{-\frac{1}{4}} e^{-\frac{x^2}{4}} He_m(x)$$

$$\varphi(m|n) = \frac{(m!n!)^{\frac{1}{2}}}{(2\pi)^{\frac{1}{2}}} \Delta^{\frac{m+1}{2}} \Gamma^{\frac{n+1}{2}} \iint \omega_m\left(\frac{x}{\sqrt{\Delta}}\right)\omega_n\left(\frac{y}{\sqrt{\Gamma}}\right) h(x, y)dxdy. \tag{7}$$

Für $h(x, y)$ findet man

$$h(x, y) = e^{\frac{1}{4\Delta}x^2 + \frac{1}{4\Gamma}y^2} g(x, y) \tag{7a}$$

mit

$$g(x, y) = \frac{1}{4\pi} \iint e^{-iux+ivy} f(u, v)dudv. \tag{7b}$$

Aus der Schrödingerdarstellung von (2) findet man für das asymptotische Verhalten von $h(x, y)$ bei $|y| \to \infty$ einen Anstieg wie $e^{\frac{1}{4\Gamma}y^2}$, also ist $h(x, y)$ sicher nicht quadratintegrabel, obwohl die einzelnen $\varphi(m|n)$ in (9) noch existieren. Dies heißt, daß die $\varphi(m|n)$ nicht in dem Sinne klein werden, daß etwa ihre Quadratdoppelsumme {in aus (7) ersichtlichem Sinn} konvergiert.

Deshalb werden im folgenden neue $\tilde{\varphi}(m|n)$ eingeführt, die sich hierin anders verhalten. Man sucht etwa die im Intervall $-\infty \ldots + \infty$ zur Belegung $\rho(x) = e^{-q\sqrt{x^2+p^2}}$ orthonormierten Polynome $P_i(x)$ auf, so daß

$$\int P_i(x)P_j(x)\rho(x)dx = \delta_{ij} \tag{8}$$

wird. Dann definiert man in Analogie zu (7)

$$\tilde{\varphi}(m|n) = \iint P_m(x)P_n(y)g(x, y)dxdy$$

$$= 2\pi P_m\left(-i\frac{\partial}{\partial u}\right) P_n\left(-i\frac{\partial}{\partial v}\right) f(u, v)|_{u,v=0}$$

wodurch also $\tilde{\varphi}(m|n)$ die ebenso wie die $\varphi(m|n)$ endliche Linearkombinationen der $\tau(m|n)$ werden. Die $\tilde{\varphi}(m|n)$ sind jetzt die Entwicklungskoeffizienten von

$$\tilde{h}(x, y) = g(x, y)\rho(x)^{-\frac{1}{2}}\rho(y)^{-\frac{1}{2}}$$

nach Orthogonalfunktionen, und das bekannte asymptotische Verhalten von $g(x, y)$ zusammen mit obiger Wahl von $\rho(x)\rho(y)$ gibt jetzt

$$\sum_{m,n} |\tilde{\varphi}(m|n)|^2 < \infty. \tag{9}$$

Aus (7b) und (4) folgt

$$\begin{aligned}&(E_b - E_a)g_{ab}(x, y)\\ &= \left[iy\frac{\partial}{\partial x} + ix\frac{\partial}{\partial y} + \lambda H\left(x + \frac{i}{4}\frac{\partial}{\partial y}\right) - \lambda H\left(x - \frac{1}{2}\frac{\partial}{\partial y}\right)\right] g_{ab}(x, y)\\ &\equiv \Lambda_{xy} g_{ab}(x, y)\end{aligned}$$

und dies gibt für die $\varphi_{ab}(m|n)$ das Gleichungssystem

$$(E_b - E_a)\varphi_{ab}(m|n) = \sum_{m',n'} \tilde{\Lambda}_{mn,m'n'}\tilde{\varphi}_{ab}(m'|n') \tag{10}$$

mit

$$\tilde{\Lambda}_{mn,m'n'} \equiv \iint P_{m'}(x)P_{n'}(y)\rho(x)\rho(y)\Lambda_{mn} \tag{10a}$$

$$= \iint P_{m'}(x)P_{n'}(y)\rho(x)\rho(y)(\Lambda_{xy}P_m(x)P_n(y))dxdy = \begin{cases} 0 \text{ bei } n' > m + \text{const.} \\ \text{oder} \\ n' > n + \text{const.} \end{cases}$$

(9) und (10) legen nun ein Näherungsverfahren durch Abbrechen in $\tilde{\varphi}(m|n)$ nahe. Dieses würde sicher zum Ziele führen, falls $\Lambda_{mn,m'n'}$ hermitesch wäre, dies ist jedoch ebensowenig wie bei der Matrix $\Lambda_{mn,m'n'}$ des $\varphi(m|n)$-Systems der Fall. Doch ist $\Lambda_{mn,m'n'}$ ebenso wie $\Lambda_{mn,m'n'}$ einer hermiteschen Matrix (formal) ähnlich. Ob dieses Näherungsverfahren konvergiert, ist aus diesem Grunde nicht mit Sicherheit zu sagen, doch scheint es hiesigen Mathematikern plausibel, daß auch jetzt ein bestimmter Eigenwert bei immer höheren Näherungen beliebig gut approximiert wird und daß dies vielleicht sogar bei dem ursprünglichen Verfahren noch gilt, wenn auch das modifizierte Verfahren größere Chancen hätte. Eine strenge Beantwortung der Konvergenzfrage aber scheint schwierig zu sein und vielleicht langwierige Abschätzungen in jedem speziellen Fall zu erfordern.

Ich möchte nochmals betonen, daß ich aus diesen an sich schon mathematisch lückenhaften Überlegungen weder für die mehrzeitige Behandlung des anharmonischen Oszillators noch gar die ein- oder mehrzeitige Behandlung der Spinortheorie Schlüsse ziehen kann. Diese Probleme stehen funktionalanalytisch auf

ganz anderer Ebene, insbesondere scheint eine Übertragung des für den anharmonischen Oszillator zuletzt angegebenen Verfahrens auf die Feldtheorie kaum möglich, da die in den Analoga zu (8) und (10a) auftretenden Funktionalintegrationen nicht ausführbar sind.

Ich pflichte Herrn Prof. Heisenberg darin bei, daß am ehesten eine Variationsmethode zu etwas führen könnte. Die Feynmansche Funktionalintegrationsmethode scheint auf die Spinortheorie der nichtkanonischen Quantisierung wegen nicht ohne weiteres übertragbar.

[1] Zusatz von Pauli: „Erhalten 7. April."
[2] Vgl. die Briefe [2922 und 2936].
[3] Vgl. Symanzik (1954b).
[4] Siehe das in der Anlage zum Brief [2947] wiedergegebene Manuskript.
[5] Lehmann, Symanzik und Zimmermann (1955a).
[6] Schweber (1958).
[7] Vgl. Zimmermann (1958).
[8] Bogoljubov und Schirkov (1956a).
[9] Lehmann (1954).
[10] Glaser, Lehmann und Zimmermann (1957).
[11] Nishijima (1957b).
[12] Siehe auch die Anlage zum Brief [2936].
[13] Vgl. Källén und Wightman (1958).
[14] Lehmann, Symanzik und Zimmermann (1955b).
[15] Symanzik (1957b).
[16] Vgl. V. Glaser (1958).
[17] Manuskript aus dem *Pauli-Nachlaß* 4/59-63.
[18] Maschinenskript aus dem *Pauli-Nachlaß* 4/59-63.
[19] Im Manuskript steht (3a).

## [2948] Pauli an Weisskopf

Berkeley, 28. März 1958

Lieber Weisskopf!

Heute einige organisatorische Fragen zur CERN-Konferenz,[1] da ich eben das Bulletin Nr. 2 bekommen habe. Wann raten Sie mir zu kommen: Sonntag gegen Abend oder Montag erst gegen 11 Uhr? (Der Nachteil ist, daß ich dann die Montag Morgensitzung versäumen würde.)

Wie lange soll ich in Genf bleiben? Ich habe einen questionnaire ausgefüllt, aber das war etwas provisorisch. Wenn meine Anwesenheit beim Konferenz-Dinner erwünscht ist, möchte ich auch noch die Nacht bis Sonntag 6. Juli in Genf sein.

N. B. Bekomme ich das Hotelzimmer bezahlt?

(Sie sind ermächtigt, eventuell Änderungen an meinem questionnaire zu machen; ich weiß übrigens nicht mehr *genau*, was ich geschrieben habe.)

Nun wissenschaftliche Organisation, d. h. meine chairman-ship. Donnerstag 1. Juli, nachmittags (d. h. ich setze mich vergnügt zwischen alle Stühle auf die Erde – dementsprechender Cartoon „The Chairman" erwünscht, von einem guten Zeichner).

1. Meine Adresse ist nicht nur bis 1. Mai in Berkeley, sondern länger: ich bin hier bis etwa 20. Mai und am 2. Juni in Zürich.

2. Nun sehe ich, daß mir die Leute ihre Beiträge schicken sollen. Was soll ich mit diesen machen? Dazu Stellung nehmen? Sie annehmen oder ablehnen? Oder mich stillschweigend verhalten?

*Israel.* Von Bloch, der auch hinfährt, hörte ich, daß Sie auch hingehen. Ich habe diesem bereits verschiedene Grüße aufgetragen. Für Sie habe ich noch einen speziellen Auftrag an Sambursky (mit Grüßen): er soll mir den Herrn Katchalsky erklären.[2] Diesen verstehe ich nämlich direkt überhaupt nicht, halte ihn vielmehr für „verrückt". Er schrieb mir nämlich einen langen Brief, dessen Inhalt ich kurz *so* zusammenfassen kann: er sieht es als positiv an, wenn alte Professoren in unserer Zeit nicht mehr wie früher in ihren Lorbeeren, sondern statt dessen in ihren Organisationen sterben. Ich schließe daraus: Katchalsky „ist selbst die Krankheit, für deren Heilung er sich hält" (das hat Karl Kraus einmal von der Psychoanalyse gesagt). Natürlich kann ich mit solchem Zeug nichts anfangen. Bitte lesen Sie diesen ganzen Briefpassus Sambursky vor, der die Dinge so darstellen kann, daß ich sie verstehe – und seien Sie selbst vor Katchalsky herzlichst gewarnt

von ihrem „relativ normalen" W. Pauli

[1] Siehe hierzu den Kommentar zum Brief [3024].
[2] Vgl. den Brief [2927] von Katchalsky an Pauli.

## [2949] Pauli an Dürr

[Berkeley], 29. März 1958

Sehr geehrter Herr Dürr!

Herr S. Bludman hier hat nun die allgemeinsten Formen für die Vakuum-Erwartungswerte, die in HP (21), (22)[1] erscheinen, ausgerechnet.[2] Diese sind – anstelle von (21):

$$ {}^{A}\langle \psi_\alpha(x)\bar{\psi}_\beta(x')\rangle_{A'} = -\left[\gamma_\nu^{\alpha\beta}\frac{\partial F^I_{(s)}}{\partial x_\nu}{}^{A}V^I_{A'} + (\gamma_5\gamma_\nu)^{\alpha\beta}\frac{\partial F^{II}_{(s)}}{\partial x_\nu}{}^{A}V^{II}_{A'}\right] $$

$$ {}^{A}\langle \bar{\psi}_\beta(x)\psi_\alpha(x')\rangle_{A'} = -\left[\gamma_\nu^{\alpha\beta}\frac{\partial F^I_{(s)}}{\partial x_\nu}{}^{A}V^I_{A'} - (\gamma_5\gamma_\nu)^{\alpha\beta}\frac{\partial F^{II}_{(s)}}{\partial x_\nu}{}^{A}V^{II}_{A'}\right]. $$

Die $F_I$, $F_{II}$ sind für reelle $s$ reell, ebenso *alle* im folgenden auftretenden invarianten Funktionen. Sie sehen, daß hier für $F^{II} = \pm F^I$ Projektionsoperatoren möglich sind.

Für

$$ {}^{A}\langle \hat{\psi}_\alpha(x)\hat{\bar{\psi}}_\beta(x')\rangle_{A'} $$

kann man gruppentheoretisch ähnliche Ausdrücke mit *neuen* $\hat{F}^I$, $\hat{F}^{II}$ ansetzen. Verlangt man jedoch, daß die Formeln für die $\hat{\psi}$, aus denen für die $\psi$ durch Vorzeichenänderung $\gamma_5 \to -\gamma_5$ hervorgehen, so folgt $\hat{F}^I = F^I$, $\hat{F}^{II} = -F^{II}$.

Bei C oder P-Transformation braucht man die Vakuumtransformation der $V^I$, $V^{II}$, sonst – d. h. bei (I), (II) – nicht. Ist diese Verallgemeinerungsmöglichkeit von (21) von irgendwelchem Nutzen?

Nun zu (22). Hier ist gruppentheoretisch (*immer* ist Antikommutativität für raumartige Punkte vorausgesetzt; $G^I$, $G^{II}$ reell für relle $s$) noch die Möglichkeit

$$
\begin{aligned}
&{}^A\langle\psi_\alpha(x)\bar{\hat{\psi}}_\beta(x')\rangle_{A'} = {}^A\langle\hat{\psi}_\alpha(x)\bar{\psi}_\beta(x')\rangle_{A'} \\
&= -{}^A\langle\bar{\hat{\psi}}_\beta(x)\psi_\alpha(x')\rangle_{A'} = -{}^A\langle\bar{\psi}_\beta(x)\hat{\psi}_\alpha(x')\rangle_{A'} \\
&= [G^I(s)\,{}^AU^I_{A'} + \underset{\downarrow}{i}\ \gamma_5 G^{II}(s)\,{}^AU^{II}_{A'}]\,. \\
&\qquad\quad (!)
\end{aligned}
$$

Wegen des Faktors $i$ können hier *nie* Projektionsoperatoren auftreten.

Verlangt man, daß bei $\psi \rightleftarrows \hat{\psi}$ auch $\gamma_5 \rightleftarrows -\gamma_5$, so muß $G^{II} = 0$ sein.

Deshalb dürfte diese Verallgemeinerungsmöglichkeit von (22) nutzlos sein. Was Sie wollen, geht nicht!

Mit besten Grüßen Ihr W. Pauli

[1] Heisenberg und Pauli (1958f).

[2] Im *Pauli-Nachlaß* 1/22-23 befindet sich ein entsprechendes Manuskript „Vacuum expectation values of bilinear forms in $\psi$, $\hat{\psi}$" von S. Bludman.

## [2950] Pauli an Heisenberg

[Pasadena], 29. März 1958

Lieber Heisenberg!

Eben kommt Dein Brief vom 26.,[1] dessen Optimismus ich leider nicht teilen kann. Meine Kritik vom 25.[2] an Deinem Vorschlag zur Änderung der Gleichung (22) des preprint ist voll berechtigt. Dürr hat mir Korrekturen zu seiner p. 14 geschickt,[3] so daß *er* jetzt mit meinem Vorschlag übereinstimmt, aber er ist trotzdem falsch {*un*vereinbar mit Gruppe (I), p. 6}. Inzwischen habe ich die allgemeinsten Formeln ausrechnen lassen, die gruppentheoretisch möglich sind. Ich schicke diese an Dürr. Dir schreibe ich nur das Resultat, *soweit* es Projektionsoperatoren ermöglicht. Bei (22) sind diese *nicht* möglich (nur Kombinationen $(1 \pm i\gamma_5)$ *könnten* auftreten).

Dagegen gibt es bei Gleichung (21) eine merkwürdige *Möglichkeit* (natürlich *nicht* eine Notwendigkeit), Projektionsoperatoren einzuführen. Das geht so: seien

$$
M_+ = \begin{array}{c|cc} & \Omega_1 & \Omega_2 \\ \Omega_1 & \frac{1+\gamma_5}{2} & 0 \\ \Omega_2 & 0 & \frac{1-\gamma_5}{2} \end{array}
$$

und

$$M_- = \begin{array}{c|cc} & \Omega_1 & \Omega_2 \\ \hline \frac{1-\gamma_5}{2} & 0 & \Omega_1 \\ 0 & \frac{1+\gamma_5}{2} & \Omega_2 \end{array}$$

die Matrizen Deines Briefes vom 15.[4]

Dann ist ein gegen (I), (II), p. 6 des preprint invarianter Ansatz

$${}^A\langle\psi_\alpha(x)\psi^\dagger_\beta(x')\rangle_{A'} = {}^A\langle\hat\psi^\dagger_\beta(x)\hat\psi_\alpha(x')\rangle_{A'} = (M_+\gamma^\nu)_{\alpha\beta}\frac{\partial}{\partial x_\nu}F(s)$$

{$F(s)$ reell, für reelles $s$.}

$${}^A\langle\psi^\dagger_\beta(x)\psi_\alpha(x')\rangle_{A'} = {}^A\langle\hat\psi_\alpha(x)\hat\psi^\dagger_\beta(x')\rangle_{A'} = (M_-\gamma^\nu)\frac{\partial}{\partial x_\nu}F(s).$$

Dies würde anstelle von (21) treten mit (22) unverändert. Das ist *möglich*, aber natürlich *kann* (21) auch so bleiben wie es ist. *Unmöglich* ist aber das Anbringen von Projektionsoperatoren in (22)!

Würde diese Modifikation von (21) den Tamm-Dancoff-Gläubigen helfen? (Ihr wißt ja immer noch nicht, was die Tamm-Dancoff-Näherung eigentlich gibt!)[5]

Meine größten Bedenken betreffen im Moment die strangeness und das entartete Vakuum. Ich erwarte noch einen Brief von Dürr. Am 5. April bei meiner Rückkehr aus Pasadena[6] muß ich aber wohl eine Entscheidung über die Arbeit treffen.

Viele Grüße und gute Ferien Dein W. Pauli

[Zusatz am oberen Briefrand:] Weizsäcker hat mich gerade hier besucht.[7]

[1] Vgl. den Brief [2945].
[2] Vgl. den Brief [2942].
[3] In seinem Brief [2937].
[4] Vgl. den Brief [2927].
[5] Zusatz von Pauli: „Ja, *wenn* die Ladungen der Elektronen und Nukleonen richtig herauskommen!“
[6] Pauli war vom 31. März–5. April zu Besuch in Pasadena.
[7] Im März 1958 war von Weizsäcker in die USA gereist (vgl. Wein [1988, S. 455]), „um sich aus erster Hand über die Strategie und Wirkung der modernisierten Kernwaffen zu informieren. ... Nach der Heimkehr veröffentlichte der Physiker und Philosoph eine Artikelserie unter der fast sprichwörtlich gewordenen Schlagzeile *Mit der Bombe leben*.“ Siehe hierzu auch Paulis Stellungnahme zu diesen Fragen in seinem Schreiben [3071] an den Basler Philosophen Karl Jaspers.

## [2951] Heisenberg an Pauli

Ischia, 29. März 1958[1]

Lieber Pauli!

Heute kamen Deine Briefe vom 24. und 25.[2] Deine Kritik an den Relationen

$$\langle \psi \hat{\psi}^{+} \rangle = \begin{array}{c|cc} & \Omega_1 & \Omega_2 \\ \Omega_1 & \frac{1+\gamma_5}{2} & 0 \\ \Omega_2 & 0 & \frac{1-\gamma_5}{2} \end{array}$$

scheint mir im ersten Augenblick richtig, und das ist mir überraschend und interessant, da bei der zur Ableitung verwendeten Methode die Isoinvarianz erhalten bleiben müßte. Also muß irgendwo ein Rechenfehler stecken, den Dürr offenbar unabhängig auch gemacht hat. Bei meinen Rechnungen könnte er in der Annahme $\langle \Omega_1 = \Omega_2 \rangle$ stecken, die vielleicht unzulässig ist.

Inzwischen bekam ich auch von Dürr noch einen Brief, wo er Schwierigkeiten in seinem Formalismus feststellt. Er zweifelt jetzt, ob er den $\Sigma^{-}$ und den $\Lambda$-Raum identifizieren kann. Das könnte das *gleiche* Problem sein wie die Identifizierung von $\langle \Omega_1$ und $\Omega_2 \rangle$ . In anderen Worten: in der Theorie steckt noch eine weitere Verdoppelung, die man offenbar nicht so ganz trivial umgehen kann.

Deinen Optimismus, daß die Gleichung (22) in unserer Arbeit schon genau so richtig sei, wie sie da steht, teile ich allerdings gar nicht. Zum mindesten müßte wegen der Leptonen statt der Matrix $\Pi_a^{+} = \begin{cases} \frac{1}{\sqrt{2}}(\pi_e - i\pi_0') \\ \pi^{-} \end{cases}$ auf der rechten Seite etwa

$$\begin{vmatrix} 0 & 1 & & \\ 1 & 0 & & \\ & & 0 & 0 \\ & & 0 & 0 \end{vmatrix}$$

stehen. Aber ich vermute sehr dringend, daß die rechte Seite noch komplizierter ist und Projektionsoperatoren $1 \pm \gamma_5$ enthalten muß.

Aber ich will jetzt Ferien machen und überlasse das Herausixen der richtigen Gleichung (22) einstweilen mit Vergnügen Euch anderen, d. h. Dir, Gürsey, Dürr, Schlieder, Mitter etc. Erst von Mitte April ab will ich mich wieder an diesem Wettbewerb beteiligen.

Vielen Dank noch für das Übersenden des Laueschen Briefs.[3] Ich fand diesen Brief offen gestanden reichlich ungezogen, da ich mir einbilde, auch früher nie versucht zu haben, „meine Entdeckungen in den Vordergrund zu spielen“ – insbesondere dann nicht, wenn es eben nicht „meine Entdeckungen“ sind. Ich hatte natürlich auch nie daran gedacht, das Thema meines Planck-Vortrags zu ändern. Andererseits scheint es mir auch zu dumm, gar nichts über unsere Arbeit zu sagen, wenn von dem die Rede sein soll, was aus Plancks Entdeckung – insbesondere in philosophischer Hinsicht – gefolgt ist. Aber ich habe Laue in einem freundlichen Brief geantwortet und ihm die Disposition meines Vortrags geschickt. Da mag er selbst entscheiden, ob er ihn – bei der leider nicht kontrollierbaren Presse – halten lassen will.

Schick' mir bitte die Briefe jetzt wieder nach Göttingen, wo ich etwa am 10. April ankommen will.

Viele Grüße Dein W. Heisenberg

[1] „Erhalten nach Rückkehr von Pasadena 5. IV."
[2] Vgl. die Briefe [2939 und 2942].
[3] Vgl. die Briefe [2932 und 2939].

## [2952] Królikowski an Pauli

Warschau, 29. März 1958[1]

Dear Professor Pauli!

I take the liberty to send you the draft of a theory of strangeness in strong interactions.[2] Some elements of this theory, especially the analogy $\Lambda^0$-$\mu^-$, I got already in Zürich as a consequence of your remarks about the importance of the branching ratio $\pi \to e + \nu/\pi \to \mu + \nu$.[3]

The hypothetical existence of new neutral pion $\pi^{0\prime}$ (charge singulet) following from this theory may be important for the weak interactions *involving* pions. Namely, it is possible that the pions form in weak interactions isotopic doublets

$$\Pi_\alpha = \begin{cases} \frac{1}{\sqrt{2}}(\pi_e + i\pi_0) \\ \pi^+ \end{cases}, \quad \Pi_\alpha^+ = \begin{cases} \frac{1}{\sqrt{2}}(\pi_e - i\pi_0') \\ \pi^- \end{cases},$$

i. e. that these interactions do not distinguish $\pi_0$ and $\pi_0'$, whereas strong interactions do it. Of course, in some decay processes may occur both weak and strong interactions.

Your sincerely W. Królikowski

[1] Der polnische Physiker Wojciech Królikowski hatte Pauli im Dezember 1956 in Zürich besucht und bei ihm im Institut gearbeitet. In einem Schreiben vom 14. Oktober 1996 an den Herausgeber berichtete dieser: „Personally, I spent the academic year 1956/57 at the ETH, Zürich, as a postdoc of Pauli, where I published two or three papers. ... Unfortunately I have no copy of my letter to Pauli (it turned out that strong charged isosinglets do occur within baryons, such as e. g. s quarks)." – „Persönlich ist er sehr nett," bemerkte Pauli (vgl. Band **IV**/3, S. 813), und er „kennt übrigens Prentki in Genf."
[2] Vgl. hierzu auch W. Królikowskis Veröffentlichung (1958) über die starken Wechselwirkungen in der Zeitschrift *Nuclear Physics*.
[3] Vgl. hierzu Paulis Antwortschreiben [2978].

## [2953] Pauli an Touschek

Berkeley, 30. März 1958

Lieber Herr Touschek!

In Ihrem früheren Brief[1] standen nur aufgeregt ein paar Sachen, die ich schon lange wußte (Gürsey), und ich wußte viel mehr.

Ihren Brief vom 20. Februar[2] erhielt ich erst gestern, und es steht auch nichts Interessantes darin. Der Majoranaspinor ist eine zu starke Generation der Gruppe „Pauli II“. Inzwischen ist ja auch einige Zeit vergangen.

Meine Pläne sind: ich bleibe bis Ende Mai hier, bin nur einige Tage im Osten des Landes und fliege am 1. Juni von New York nach Zürich zurück. Morgen (31.) mache ich einen kurzen Abstecher nach Pasadena,[3] von wo ich schon am 4. April wieder hierher zurückkomme. Sonst mache ich von hier aus keine Reisen.

Vom 9. bis 14. Juni ist ein Solvay-Kongreß in Brüssel über „Evolution of the Universe“ (Radioastronomie etc.),[4] wo ich hingehen will, vom 30. Juni bis 5. Juli die CERN-Konferenz in Genf.[5]

Über Ihre Mitteilung über Varenna war ich etwas überrascht, da Borsellino mich eingeladen hat, dort über Feldquantisierung zu reden in einer Sommerschule, die am 9. August *schließt.*[6]

Dies versprach ich und will das am Ende der Sommerschule tun, so daß ich unmittelbar daran anschließend mit meiner Frau in Ferien gehe; und zwar gehen wir nach Italien in die Nähe von Forte dei Marmi. Ein zweiter Besuch in Varenna ist natürlich ausgeschlossen, auch fällt 18.–30. August typisch in meine Ferienzeit, die noch ein bißchen länger dauert (bis Anfang September). (Es scheint, Sie kommen mit *allem* zu spät!) Aber dort bin ich *besuchbar* (gute Autobusverbindung von Firenze), und es würde mich sehr freuen, wenn Sie vor oder (und) nach Ihren Varenna-Kursen dort vorbeikommen würden.

Können Sie mich informieren, ob und wann heuer ein italienischer Physiker-Kongreß in *Palermo* ist?[7] (Ich kann es hier *nicht* herausbringen!)

Noch einmal zurück zur Physik: ich bin im Moment überaus *kritisch eingestellt* zur Möglichkeit, aus einem Spinorfeld *überhaupt Teilchen mit halbzahligem (ganzzahligem) gewöhnlichen Spin und ganzzahligem (halbzahligem) Isospin herauszubekommen!* Eine Benützung des Tricks einer Vakuum-Entartung zu diesem Zweck scheint mir weder konsistent noch geschmackvoll. Können Sie mich informieren, wie die Diskussion mit Heisenberg in Rom[8] darüber verlaufen ist? Was meint Cini?[9] Die Unifikationsphilosophie von Heisenberg dürfte hier (d. h. schon bei den starken Wechselwirkungen) scheitern.

Wenn ich aus Pasadena zurückkomme (4. April) muß ich wohl eine Entscheidung treffen über die pendente Publikation mit Heisenberg. Ich werde Sie es wissen lassen.

Viele Grüße Ihr W. Pauli

[Zusatz am oberen Briefrand:] Wenn ich Briefe von Ihnen nicht beantworte, bedeutet es *nicht*, daß ich „böse“ bin, sondern daß mir Ihre Briefe hierzu nicht interessant genug waren!

[1] Vgl. Touscheks Brief [2866] vom 11. Februar und Paulis Kommentar in seinem Schreiben [2873] an Weisskopf.
[2] Dieser Brief ist nicht erhalten.
[3] Vgl. hierzu auch die Briefe [2935, 2939 und 2950].
[4] Siehe den Kommentar zum Brief [3011].
[5] Siehe den Kommentar zum Brief [3024].

[6] Diese Einladung zur Teilnahme an der Varenna-Konferenz hatte Pauli schon am Anfang des Jahres erhalten, wie aus seinem Schreiben [2827] vom 7. Januar an Borsellino hervorgeht. Siehe auch den Kommentar zum Brief [3043].
[7] Dieser Kongreß tagte vom 5. bis 8. November, wie Touschek in seinem folgenden Brief [2970] Pauli mitteilte.
[8] Auf diesen Vortrag „über unsere Arbeit" hatte Heisenberg in seinem Schreiben [2924] hingewiesen.
[9] Marcello Cini hatte damals mit Touschek (1958) eine Arbeit über die Grenzen der relativistischen Theorien von Teilchen mit halbzahligem Spin veröffentlicht.

## *Vladimir Glaser*

Der 1924 in der italienischen Stadt Gorizia geborene Vladimir Glaser, von seinen Freunden auch Jurko genannt, hatte im Jahre 1950 sein Physik-Diplom an der Universität von Zagreb erworben und dann als Assistent dort weitergearbeitet. Im Wintersemester 1951/52 war er als Gast am Heisenbergschen Institut in Göttingen, um dort seine 1953 in Zagreb abgeschlossene Doktorarbeit vorzubereiten. Während eines Besuches in Kopenhagen entstand auch die schon mehrfach erwähnte Veröffentlichung mit Källén (1956) über das Lee-Modell.[1] Seit 1957 wirkte Glaser als Mitglied der *Theory Division* von CERN in Genf.

Sein späterer Genfer Kollege André Martin schreibt:[2] „Glaser was a great expert of local field theory, of a level comparable to that of Lehmann, Zimmermann, Symanzik, Haag and Källén. After his studies in Zagreb he was in close contact with these people in Göttingen, where he got his Ph. D. under Heisenberg, and in Copenhagen. It is probably there that he had his first meeting with Pauli. In 1957 he came to CERN where he stayed until his death in 1984, except for a year at the Institut des Hautes Etudes Scientifiques in Bures-sur-Yvette.

He met Pauli at CERN several times and invited him for good meals.[3] They were trying, with the help of Marcel Froissart, a very brilliant young French fellow, to fix up the defects of Heisenberg's *theory of everything*, in which Pauli was involved until he realized that it was hopeless, especially after the seminar he gave in New York[4] (this I heard directly from Oppenheimer, who attended Pauli's seminar!).

Pauli and Glaser were also in contact because Glaser was the scientific secretary of Pauli for the session on *New fundamental ideas* at the Geneva Conference in July 1958;[5] this fits in with the fact that the *last letter* was sent in June 1958.[6] I do not really know, but it is probable that Glaser is largely responsible for the liking of Pauli for CERN, and this may be one of the reasons (besides the mysterious conflict with Res Jost) why Mrs. Pauli donated all this material to CERN.

I would say that Glaser's greatest achievements, done in collaboration with J. Bros, and H. Epstein[7] and a very small contribution of mine, were the proof of analyticity of scattering amplitudes in the neighbourhood of physical points, and the proof of crossing symmetry and of polynomial boundedness of scattering amplitudes.[8] These properties are valid irrespective of the validity of dispersion

relations and have direct physical consequences that are still being tested now at present and future accelerators."

[1] Vgl. Band **IV**/3, S. 397, 430, 786 und 815.
[2] In einem Brief vom 21. September 2000 an den Herausgeber. – Wie André Martin mitteilt, wurde Paulis Korrespondenz mit Glaser durch Liliane Glaser übergeben und für das *Pauli-Archiv* beim CERN in Genf zur Verfügung gestellt. Alice-Anne Martin-Schubert, die die Diskussionsbeiträge während der Genfer Hochenergie-Konferenz im Sommer 1958 für die *Proceedings* vorbereitete, hatte bei der Erwerbung dieser Brief ebenfalls mitgewirkt. – V. F. Weisskopf teilte in einem Schreiben an die Herausgeber vom 27. April 1984 mit: „Als Vladimir Glaser (CERN) vor kurzem starb, hat man bei ihm Pauli-Briefe aus den 50er Jahren gefunden, deren Ablichtung ich Ihnen hier schicke. Es ist auch ein Brief an mich (!) dabei, den ich nur so erklären kann. Im Jahre 1958 war eine internationale (Rochester-) Konferenz in CERN, und Glaser war mit meiner Hilfe beauftragt das theoretische Programm zu organisieren. Ich erinnere mich vage daran. Die Briefe an Glaser haben aber Physik Interesse."
[3] „Glaser told me that he had a special allowance to invite Pauli, who liked good food, at *Le Plat d' argent*, a restaurant in the old town of Geneva."
[4] Siehe hierzu auch die Briefe [2820, 2855 und 2856].
[5] Siehe hierzu auch den Kommentar zum Brief [3024].
[6] Vgl. Paulis Brief [3021] vom 24. Juni 1958.
[7] Bros, Epstein und Glaser (1964/65).
[8] Epstein, Glaser und Martin (1969).

## [2954] Glaser an Pauli

Genf, 31. März 1958[1]

Sehr geehrter Herr Professor!

Ich danke Ihnen herzlichst für Ihren Brief vom 16. März,[2] der mich aber leider nur heute, nach meiner Rückkehr aus einer Hin- und Herreise durch Italien, erreicht hat.

Die „Geistergeschichte", die Ihnen Prof. Weisskopf erwähnt hat,[3] sollte ein Versuch sein, die diesbezüglichen Heisenbergschen Untersuchungen am Lee-Modell zunächst auch modellmäßig relativistisch zu verallgemeinern (den Versuch habe ich zusammen mit Froissart – einem sehr jungen, aber sehr tüchtigen Franzosen im CERN – gemacht).[4]

Das Modell möchte ich so einrichten, daß die Dipolgeister schon in dem ungestörten Problem (also in nullter Näherung) drinstecken. In der Tat kann man die Kinematik der Dipolgeister der Masse $\mu$ mit der folgenden Lagrange-Funktion richtig wiedergeben

$$L_g = \left(\partial_\mu A \partial^\mu B + \mu^2 AB + \frac{\lambda}{2} A^2\right), \quad \lambda \neq 0 \tag{1}$$

$\lambda$ ist eine Konstante von der Dimension $\mu^2$, $A(x)$ und $B(x)$ sind zwei skalare reelle Felder (die Theorie kann man leicht auf Geister mit z. B. Spin $\frac{1}{2}$ ausdehnen, aber das scheint mir hier unwesentlich zu sein). Die zu (1) gehörigen Bewegungsgleichungen lauten

$$(\Box - \mu^2)A(x) = 0, \quad (\Box - \mu^2)B(x) = \lambda A(x), \tag{2}$$

deren allgemeine Lösung sich durch folgende „Fourierintegrale“ darstellen läßt.

$$A(x) = \frac{1}{4\pi^{3/2}} \int \{a(k) e^{ikx} + \text{c.c.}\} d\sigma(k), \quad d\sigma(k) \equiv \frac{d^3k}{+\sqrt{\boldsymbol{k}^2 + \mu^2}} \tag{3}$$

$$B(x) = \lambda \frac{1}{4\pi^{3/2}} \int \left\{ \frac{ikx + 2}{2\mu^2} a(k) e^{ikx} + \text{c.c.} \right\} d\sigma(k)$$

$$+ \frac{1}{4\pi^{3/2}} \int \{b(k) e^{ikx} + \text{c.c.}\} d\sigma(k) \equiv \lambda A'(x) + B'(x).$$

Der kanonische Formalismus liefert nach einiger Rechnung die Vertauschungsrelationen:

$$[A(x), A(x')] = 0, \quad [A(x), B(x')] = i \Delta(x - x', \mu^2), \tag{4}$$

$$[B(x), B(x')] = i\lambda \frac{\partial}{\partial \mu^2} \Delta(x - x', \mu^2)$$

und

$$[A(x), A'(x')] = 0, \quad [B'(x), B'(x')] = 0,$$

$$[A(x), B'(x')] = i \Delta(x - x', \mu^2), \quad [A(x), A'(x')] = 0.$$

Für die Fourieramplituden $a$ und $b$ bedeutet das

$$[a(k), a(k')] = [a(k), a^*(k')] = [b(k), b(k')] = [b(k), b^*(k')] = 0, \tag{5}$$

$$[a(k), b(k)] = 0, \quad [a(k), b^*(k')] = \sqrt{\boldsymbol{k}^2 + \mu^2}\, \delta_3(\boldsymbol{k} - \boldsymbol{k}') \equiv \vartheta(k - k').$$

Man kann sich auch den Energie- und Impulsvektor leicht ausrechnen

$$P^\mu = \int k^\mu \{a^*(k) b(k) + b^*(k) a(k) + \frac{\lambda}{2\mu^2} a^*(k) a(k)\} d\sigma(k). \tag{6}$$

Nun definieren wir den Vakuumzustand $|0\rangle$ durch

$$a(k)|0\rangle = b(k)|0\rangle = 0, \quad \langle 0|0\rangle = 1 \tag{7}$$

und stellen fest, daß 1. die Zustände $|na\rangle = a^*(k_1) \ldots a^*(k_n)|0\rangle$ und $|nb\rangle = b^*(k_1) \ldots b^*(k_n)|0\rangle$ die Norm Null haben ($\langle na|na'\rangle = \langle nb|nb'\rangle = 0$), aber $\langle na|nb'\rangle = \prod_l^n \vartheta(k - k') \neq 0$.

2. die Zustände $|na\rangle$ sind Eigenzustände von $P^\mu$ ($P^\mu|na\rangle = (\sum_1^n k_i^\mu)|na\rangle$), die $|nb\rangle$'s sind keine Eigenzustände. Für $n = 1$ haben wir z. B.: $P^\mu|b\rangle = k^\mu(|b\rangle + \frac{\lambda}{2\mu^2}|a\rangle)$. Zustände $|an; bm\rangle = a^*(k_1) \ldots a^*(k_n) b^*(p_1) \ldots b^*(p_m)|0\rangle$ mit $m > 0$ sind auch keine Eigenzustände von $P_\mu$. Die $|an; bm\rangle$ mit $n, m = 0, 1, 2, \ldots$ bilden per definitionem ein vollständiges System.

3. Zustände, die wenigstens ein $b$-Teilchen enthalten, wachsen mit der Zeit wenigstens linear an. Das folgt aus der Formel

$$\left.\begin{aligned} e^*(x)b(k)e(x) &= \{b(k) + \tfrac{ikx}{2\mu^2}a(k)\}e^{ikx} \\ e^*(x)a(k)e(x) &= a(k)e^{ikx} \end{aligned}\right\} e^x = e^{iP_\mu x^\mu} \tag{8}$$

die eine Folge der Translationsinvarianz

$$e^*(x')A(x)e(x') = A(x+x'), \quad e^*(x')B(x)e(x') = B(x+x')$$

ist. Für Einteilchenzustände $|a\rangle = a^*(k)|0\rangle$, $|b\rangle = b^*(k)|0\rangle$ ergibt sich z. B. wegen $P_\mu|0\rangle = 0$

$$e^{-iHt}|a\rangle = e^{-iEt}|a\rangle, \quad e^{-iHt}|b\rangle = e^{-iEt}\left\{|b\rangle - \frac{iEt}{2\mu^2}|a\rangle\right\}, \tag{9}$$

wo $H = P^4$, $E = +\sqrt{\boldsymbol{k}^2 + \mu^2}$ ist.

Aus diesen Formeln ist es klar, daß die Zustände $|a\rangle$ und $|b\rangle$ genau die Eigenschaften der Heisenbergschen $|\phi\rangle$ und $|\phi_{\text{dip}}\rangle$-Zustände haben. Es handelt sich also wirklich um eine relativistische Verallgemeinerung der Situation beim Lee-Modell.

Der Vollständigkeit halber füge ich noch die Bemerkung hinzu, daß die Zustände $|na\rangle$ *alle* Eigenzustände von $P_\mu$ umfassen, die zugleich Eigenzustände des Operators

$$\hat{n} = \int\{a^*(k)b(k) + b^*(k)a(k)\}d\sigma(k)$$

mit dem Eigenwert $n$ sind ($[P_\mu, \hat{n}] = 0!$, $\hat{n}$ Operator der Teilchenzahl). Dies sieht man am besten am Beispiel eines eindimensionalen Oszillators:

$$H = \omega(a^*b + b^*a + ca^*a), \quad \hat{n} = a^*b + b^*a,$$

wo $[a, b^*] = 1$ ist und alle übrigen Kommutatoren verschwinden ($c = \frac{\lambda}{2\mu^2} \neq 0$). Der ist nämlich

$$|En\rangle = \sum_{l=0}^{n} \rho_l x^1 y^{n-1}|0\rangle,$$

wo $x = a^*$, $y = b^*$ ist, der allgemeinste Eigenzustand des Operators $\hat{n}$

$$\hat{n}|En\rangle = n|En\rangle,$$

und die Eigenwertgleichung

$$H|En\rangle = E|En\rangle$$

ist äquivalent mit dem Gleichungssystem

$$\rho_l + \left(1 - \frac{l-1}{n}\right)c\rho_{l-1} = \frac{E}{n\omega}\rho_l \quad l = 0, 1, \ldots, n, \; \rho - 1 = 0$$

mit der Lösung

$$\rho_l = \left(\frac{E}{\omega} - n\right)^{n-l} \frac{\rho_n}{c^{n-l}(n-l)} \qquad (l = 0, \ldots, n).$$

Wegen $\rho_{-l} = 0$ ist die einzige nicht triviale Lösung

$$E = n\omega, \quad \rho_n \neq 0, \quad \rho_l = 0 \qquad \text{für } l = 0, \ldots, n-1,$$

also lautet der einzige Eigenzustand

$$|En\rangle = a^{*n}|0\rangle \equiv |na\rangle.$$

Die Zustände

$$a^{*l} b^{*n-l}|0\rangle, \qquad l = 0, \ldots, n-1,$$

spannen den Rest dieses Unterraums [auf].

Nun wollen wir unsere Geister mit einem physikalischen Feld wechselwirken lassen, z. B. mit einem Spinorfeld $\psi(x)$. Um die indefinite Metrik besser auszunützen (wenigstens in der Störungstheorie), ist es vorteilhaft, z. B. die folgende Wechselwirkung zu wählen:

$$L' = g\bar{\psi}(x)\psi(x)B(x). \tag{10}$$

Es gibt nämlich für ein freies $B$-Feld

$$\begin{aligned} \langle T(B(x)B(x'))\rangle &= -i\lambda \frac{\partial}{\partial \mu^2} \Delta_F(x - x', \mu^2) \\ &= +\frac{i\lambda}{(4\pi)^2} \int \frac{e^{ip(x-x')}}{(p^2 + \mu^2 - i\varepsilon)^2} d^4p \end{aligned} \tag{11}$$

{dies folgt aus (4)}, so daß die $S$-Matrix, die zu (10) gehört, in der Störungsrechnung viel weniger divergent ist als in der üblichen Theorie.

Nun kann der Operator $B(x)$ im Endzustand immer entweder ein $a$-Teilchen oder ein $b$-Teilchen erzeugen {in der Störungstheorie gilt es:

$$\langle a(k)B(x)\rangle = \frac{1}{4\pi^{3/2}} e^{-ikx},$$

$$\langle b(k)B(x)\rangle = \frac{\lambda}{4\pi^{3/2}} \frac{-ikx + 2}{2\mu^2} e^{-ikx}\},$$

so daß aus Zuständen mit positiver Norm Endzustände mit negativer Norm entstehen können. Der Heisenbergsche Versuch, die Unitarität der $S$-Matrix zu retten, scheint mir im folgenden zu bestehen: als physikalisch zulässige Anfangszustände betrachte ich nur solche Zustände, die nur $\psi$-Teilchen (die ja eine positive Metrik haben) und $a$-Teilchen enthalten:

$$|f\rangle = f[a^*, \psi]|0\rangle \tag{12}$$

($\psi$ soll hier eine Abkürzung für Entstehungsoperatoren der $\psi$-Teilchen und Antiteilchen sein), wobei $f$ eine Taylorreihe in $a^*$ und $\psi$ ist.

Nun schreibe ich $f = f_0[\psi] + f_1[a^*, \psi]$, wobei $f_0 = f[0, \psi]$ ist und finde, daß für zwei Zustände vom Typus (12) gilt:

$$\text{a)} \quad \langle f'|f\rangle = \langle f_0'|f_0\rangle, \tag{13}$$

$$\text{b)} \quad \langle f'|P_\mu|f\rangle = \langle f_0'|P_\mu|f_0\rangle.$$

Im Unterraum der Zustände (12) herrscht also eine positive Metrik, und der physikalische Inhalt ist von den $\psi$-Teilchen in $|f_0\rangle$ bestimmt. Man muß jetzt versuchen, die Komponente $|f_1\rangle$ so zu wählen, daß die $S$-Matrix, auf einen Zustand (12) angewendet, wieder einen Zustand aus demselben Unterraum ergibt. $S|f\rangle = |f'\rangle$. Das würde die Unitarität der $S$-Matrix in diesem Unterraum gewährleisten. {Die Matrix $S = U(+\infty, -\infty)$ existiert in der Störungsrechnung, enthält aber auch $S'$-Funktionen; wenn es einem besser gefällt, kann man überall $S$ durch $U(T, -T)$ ersetzen mit endlichem $T$.}

Nun scheint mir dieses Programm im allgemeinen nicht erfüllbar zu sein, wie es sich aus der folgenden Überlegung ergeben sollte. Ich führe in die Theorie in irgendeiner Weise ein „cut-off“ [ein], das mir die Anzahl der anwesenden Geisterteilchen auf höchstens $N$ limitiert (ein solches „cut-off“ ist z. B. die Beschränkung auf den Ausdruck für die $S$-Matrix bis zur n-ten störungstheoretischen Ordnung). Dann ist der Ausdruck für $|f\rangle$ von der Form

$$|f\rangle = \sum_{l=0}^{N} \alpha_n |an\rangle + |f_0\rangle, \tag{14}$$

wo $\alpha_1, \ldots, \alpha_N$ $N$ passend zu bestimmende Größen sind, und $|an\rangle$ sind Zustände, die $n$ $a$-Teilchen enthalten (und keine $b$-Teilchen).

Durch die Anwendung der $S$-Matrix wird aus (14) ein Ausdruck von der Form

$$S|f\rangle = \sum_{n=1}^{N} \sum_{l=0}^{n} \alpha_{nl} |ab, b(n-l)\rangle + |f_0'\rangle \tag{15}$$

entstehen, wo $|al; b(n-l)\rangle$ $l$ $a$-Teilchen und $(n-l)$ $b$-Teilchen enthält. Die $\alpha_n$ sind so zu bestimmen, daß alle $\alpha_{nl}$ mit $n = 1, 2, \ldots, N$ und $l = 1, 2, \ldots, n$ verschwinden. Das sind aber $\frac{N(N+1)}{2}$ Bestimmungsgleichungen für nur $N$ Größen, und das System wird im allgemeinen unerfüllbar, es sei denn, daß es noch einen speziellen Erhaltungssatz gibt wie in der Gupta-Bleulerschen Elektrodynamik (wo aus $\Box \partial_\mu A^\mu = 0$ $[S, \partial_\mu A^\mu] = 0$ folgt). An unserem Modell kann man die Nichterfüllbarkeit dieser Bedingungen störungsmäßig nachprüfen. Natürlich bin ich mir bewußt, daß bei der exakten Lösung $N = \frac{N(N+1)}{2} = \infty$ wird und daß dann mein Argument kein Beweis ist. Beim Leeschen Modell dagegen ist immer $N = \frac{N(N+1)}{2} = 1$ in den Unterräumen mit nur einem $V$-Teilchen (es handelt sich eigentlich um mehrere Geisterpaare, denn die Zustände, die ich mit $|a\rangle$ und $|b\rangle$ bezeichne, können noch andere physikalische Teilchen enthalten), bei Unterräumen mit zwei $V$-Teilchen sollte man aber schon die

erwähnte Schwierigkeit treffen. Kurz gefaßt besteht die Schwierigkeit also darin, daß auf jeden guten Geist $|an\rangle$ $(n-1)$ böse Geister $|al, b(n-l)\rangle$, $l = 1, \ldots, n-1$ entfallen.

Herr Froissart hat das obige Modell auf komplexe Geister ausgedehnt. Anstatt (1) hat er die Lagrangefunktion

$$L_g = -\frac{1}{2i}\{\partial_\mu A \partial^\mu A + (\mu^2 - i\tau^2)A^2 - \partial_\mu B \partial^\mu B - (\mu^2 + i\tau^2)B^2\} \qquad (16)$$

$$B = A^*$$

studiert. Mit Hilfe des kanonischen Formalismus gewinnt man daraus Geister mit komplexen Massen und von der Norm Null. Die einen wachsen an, die anderen fallen ab exponentiell mit der Zeit. Aber man fällt genau auf dieselben Schwierigkeiten wie vorher mit der Anzahl der Bedingungen. Außerdem stößt man zusätzlich auf Unannehmlichkeiten mit zeitlich anwachsenden Propagatoren, so daß die Existenz des $\lim_{T\to\infty} U(T, -T)$ wenigstens in der Störungsrechnung zu bezweifeln ist.

Eigentlich handelt es sich hier um eine Extrapolation der Einteilchenzustände $|\phi\rangle$ und $|\phi_{\text{dip}}\rangle$ auf höhere Unterräume, und man könnte sich wohl denken, daß es auch andere Möglichkeiten der Extrapolation gibt. Nachdem ich aber die allerletzte Arbeit von Zimmermann[5] gelesen habe, in der er zeigt, daß man unter gewissen Bedingungen aus der Existenz eines Einteilchenzustandes $|\phi\rangle$ auf die Existenz eines dazugehörigen $A_{\text{in}}(x)$-Operators schließen kann {mit $[A_{\text{in}}(x), A_{\text{in}}(x')] = i\Delta(x - x')$}, habe ich das Gefühl, daß man mit ähnlichen Überlegungen hier vielleicht auf die eindeutige Existenz von unseren Feldern $A(x)$ und $B(x)$ schließen könnte. Vielleicht irre ich mich aber.

In Ihrem Briefe interessieren Sie sich besonders für Dipolgeister der Masse 0, diesen Grenzfall habe ich aber noch nicht studiert, und ich möchte Sie auf meine Antwort nicht warten lassen.

Ich habe das Gefühl, daß ich Ihnen schon zu viel Papier schicke, deshalb schließe ich den Brief.

Mit herzlichen Grüßen Ihr Vladimir Glaser

[Zusatz am oberen Briefrand:] *Zusammenfassung*: Auf jeden guten Geist $|an\rangle$ entfallen $N-1$ böse Geister $|al; b(n-l)\rangle$. $(l = 1, \ldots, n-1)$

[1] Zusatz von Pauli: „Beantwortet 8. IV. Pais und Uhlenbeck, *Physical Review* **79**, 148 (1950)."

[2] Dieser Brief ist nicht erhalten.

[3] Weisskopf hatte den „Cern-Vertreter des Feldvereins" Glaser (in seinem Brief [2912]) als einen „sehr netten Yugoslaven" bezeichnet. Pauli war jedoch viel zurückhaltender, weil ihm, wie er (in seinen Briefen [2923 und 2935]) schrieb, „schon einige mathematische Fehler im Laufe seiner Tätigkeit nachweislich unterlaufen" waren.

[4] Vgl. hierzu auch die Briefe [2943, 3005 und 3017].

[5] Vgl. Zimmermann (1958).

## [2955] Pauli an Schafroth

Berkeley, [Frühjahr 1958][1]

Lieber Herr Schafroth!

Dank für Brief und preprint.[2] Dieses habe ich mit Interesse gelesen und kam zum Resultat, daß, verglichen mit Ihrer Fußnote *5*, der Rest des papers in sehr guter Näherung vernachlässigt werden kann (an Wichtigkeit).

Inzwischen kam von Wentzel in der Tat die Einleitung zu seiner Arbeit,[3] welche diesen Weg – in völlig eichinvarianter Weise – beschreitet. Er scheint wirklich einen Meissner-Effekt zu bekommen, natürlich quantitativ anders als Bardeen.

Ich hoffe also, daß man mit Bogoljubov + Wentzel zu einem möglichen Modell der Supraleitung kommt.

Anbei ein statement über Heisenberg minus Pauli.[4]

Viele Grüße

Stets Ihr W. Pauli

[1] Das Schreiben ist undatiert.

[2] Schafroths „Remarks on the Meissner effect" waren am 11. März 1958 bei der Redaktion des *Physical Review* eingegangen. Der Fußnote 5 des *preprint* entspricht offenbar die Fußnote 4 der gedruckten Fassung von Schafroth (1958, S. 72).

[3] Wentzel (1958).

[4] Wahrscheinlich bezieht sich Pauli auf seine Absage, weiterhin an der mit Heisenberg geplanten Veröffentlichung mitzuwirken (vgl. die Anlage zum Brief [2959]).

### *Besuch in Pasadena, 31. März – 5. April 1958*

Während der Zeit vom 4. Februar bis zum 20. Mai 1958 hielt Pauli am *Department of Physics* der *University of California* in Berkeley seine 28 Lectures „On continous groups and reflections in quantum mechanics", in denen er die neuesten Entwicklungen seit der Entdeckung der Paritätsverletzung mitberücksichtigte und die noch im Oktober des gleichen Jahres durch R. J. Riddell herausgegeben wurden.[1] Die Einladung zu diesen Vorlesungen war auf Veranlassung von Charles Kittel schon im November 1956 durch den Dekan des *Physics Department* August Carl Helmholz erfolgt.[2] Um eine entsprechende Beurlaubung hatte Pauli im Oktober 1957 beim Schulratspräsidenten seiner Hochschule nachgesucht.[3]

Der türkische Physiker aus Istanbul Feza Gürsey, der sich damals mit einem Stipendium am *Brookhaven National Laboratory* aufhielt und eine Weile mit Pauli in Berkeley zusammenarbeiten wollte, konnte erst Anfang Mai kommen, so daß Pauli jetzt genug Muße besaß, um über seine Zusammenarbeit mit Heisenberg weiter nachzudenken. Während Heisenberg zur Erzeugung von *strange particles* eine Entartung des Vakuums benötigte, berichtete Pauli seinem Assistenten Ende Februar [2890], hatte Gürsey nun eine „Konkurrenz-Methode

eines Spinormodells mit einfachem Vakuum“ erfunden, „bei der das Neutrino die strangeness erzeugt. Das gefällt mir eigentlich besser.“

Heisenbergs ungestümes Vorwärtsdrängen stand in starkem Kontrast zu Paulis vorsichtigerer Vorgangsweise. Schon im Februar des vorangehenden Jahres hatte Pauli festgestellt, daß es jetzt mit Heisenberg „hart auf hart“ gehe [2544]: „Er will alle Schwierigkeiten überspringend, überforcieren – während ich zu retardieren versuche. Er ist wie einer, der ‚schnell noch ein Ei legen‘ will (wie Wilhelm Busch sagt). Es paßt zu ihm, daß er in allem der beste sein will.“

Mitte März 1958 hatte Pauli von Gürseys „Konkurrenten“ [2899], Heisenbergs neuem Mitarbeiter aus Göttingen Hans Peter Dürr, ein Manuskript über die Isospingruppe erhalten [2919]. Das 16 Seiten lange *paper* hatte ihm „einen sehr guten Eindruck“ gemacht. Deshalb empfahl er Heisenberg, ruhig Ferien in Ischia zu machen, weil er alles weitere vorerst mit Dürr besprechen könne.[4] Am 25. März wollte Pauli nochmals ausführlich mit den Theoretikern des *Radiation Laboratory* diskutieren,[5] bevor er Heisenberg seine den logischen Aufbau und die an dessen vorangehenden Untersuchungen über das Spinormodell betreffenden Vorschläge zur Änderung der „zur Publikation bestimmten Form unserer Arbeit“ unterbreitete [2933].

In der Woche vom 31. März bis zum 4. April vor Ostern machte Pauli noch einen „kurzen Abstecher“ zu seinem Freund Max Delbrück nach Pasadena. Dort wollte er, um sich „über die Logik der ganzen Sache klarzuwerden“ [2935], vor allem mit Feynman und Gell-Mann, „die nun neuerdings als eine Art Zwillinge auftreten“ [2975], eingehend diskutieren, bevor er die endgültige Entscheidung über die „pendente Publikation mit Heisenberg“ traf [2950 und 2953].

Während der Ostertage nahm Pauli nochmals die Gelegenheit wahr, mit Walter Thirring, „der auf der Durchreise hier war“, zu sprechen. So verfestigte sich nun bei ihm der „*ganz bestimmte Verdacht*, (der sich bei mir in Diskussionen mit Feynman und Gell-Mann in Pasadena noch verstärkt hat), daß die indefinite Metrik beim Lee-Modell immer die Tendenz hat, erst in höheren Sektoren zu einem Unglück zu führen“ [2956].

Am 7. April stand schließlich sein Entschluß fest, „*den Plan, mit Heisenberg zusammen eine Arbeit ‚On the Isospingroup in the theory of elementary particles‘ zu publizieren, gänzlich fallenzulassen*“ [2959]. Die Gründe für seine Entscheidung teilte er Heisenberg in einem sorgfältig abgefaßten Schreiben [2959] mit: „Deine Idee der Vereinheitlichung des Feldes bei den strange particles“ halte er für gescheitert. Von nun an sollte für beide Seiten wieder die volle Freiheit des Handelns bestehen. In einem gleichzeitigen Schreiben an Fierz begründete Pauli seinen Rückzug damit [2956], „daß man die Entartung des Vakuums nicht dazu benützen kann, um eine halbzahlige Differenz von gewöhnlichem Spin und Isospin zu erklären, da hierbei die Deutungsmöglichkeit der Zwei- und Mehr-Teilchenzustände verlorengeht und überdies noch einiges andere Unglück passiert.“

Der ganzen einheitlichen Quantenfeldtheorie wollte Pauli damit „Adieu!“ sagen und sich jetzt wieder anderen Fragen zuwenden. Ganz allgemein hatte er den Eindruck, „daß die theoretischen Physiker jenes stets gespaltenen Volkes in zwei Hälften zerfallen, von denen die eine (Heisenberg) die Mathematik,[6] die andere (LSZ und Mitläufer) die Physik verraten haben.“

Am 24. April 1958 begrüßte Fierz diesen Wandel in einem Schreiben an Jauch: „Pauli hat sich jetzt zum Glück aus seinem Bund mit Heisenberg zurückgezogen. Die Arbeit mit ihm ist ja leider bei näherem Studium nur allzuklarer Unsinn. Das einzig klare und nicht unsinnige ist die Isospingruppe, die mit der unitären Gruppe $U_2$ identisch ist und das ist banal."

Nachdem Gürsey endlich am 6. Mai in Berkeley eingetroffen war, betonte Pauli nochmals seine generelle Abneigung gegen alle „Unifizierungsideen" und insbesondere gegen die Idee einer Vereinheitlichung der Felder, die, wie viele deutsche Unternehmungen „mit einer Götterdämmerung zu enden pflegen, wobei das Rheingold wieder im Fluß versinkt" [2990].

[1] Pauli [1958b].
[2] Vgl. Band **IV**/3, S. 753, 768.
[3] Vgl. den Kommentar zum Brief [2841].
[4] Heisenberg war am 10. März mit seiner Frau zur Erholung nach Ischia gefahren (vgl. den Brief [2896]).
[5] Unter diesen befanden sich u. a. H. Stapp, S. Bludman und R. J. Riddell.
[6] Hier beginnt das dritte Blatt, auf dessen oberen Briefrand Pauli nochmals eine Nachricht hinzufügte: „Delbrück hat eine sehr merkwürdige Arbeit über die Beziehung Physik–Biologie und Komplementarität geschrieben. Ich war in Pasadena viel mit ihm zusammen." [Vgl. das Manuskript von Delbrücks im November 1957 in Kopenhagen gehaltenem Vortrag: *Atomic Physics in 1910 and Molecular Biology in 1957*. (PLC: Bi 155)]

## [2956] Pauli an Fierz

Berkeley, Ostersonntag, 6. April 1958

Lieber Herr Fierz!

Vielen Dank für Ihren ausführlichen Brief,[1] der nicht nur ein Aprilscherz war (um dies auszudrücken, haben Sie wohl 1. März statt 1. April als Datum geschrieben). Hier ist seit Februar immer der gleiche Regen (teilweise von katastrophalen Überschwemmungen begleitet) und die gleiche Temperatur; von Frühling habe ich ebensowenig etwas gemerkt wie von Winter.

So sitze ich heute und schreibe einen Brief an Sie[2] und einen an Heisenberg.[3] In diesem letzteren steht, daß ich den Plan, mit ihm eine Arbeit über „iso-spin-group etc." zu publizieren, nun endgültig fallenlasse und daß ich mich vom Inhalt der §2 bis 4 des preprint zurückziehe.[4] In einer Korrespondenz mit Heisenbergs Mitarbeiter Dürr kam nämlich klar heraus, daß man die Entartung des Vakuums nicht dazu benützen kann, um eine halbzahlige Differenz von gewöhnlichem Spin und Isospin zu erklären, da hierbei die Deutungsmöglichkeit der Zwei- und Mehr-Teilchenzustände (Additivität von $l$ und $l_N$ bei gleichzeitiger Additivität von $I_3$ und $I_N$) verlorengeht und überdies noch einiges andere Unglück passiert (ersteres schrieben Sie ja auch). Man soll vielmehr ein einfaches Vakuum und mehrere Felder zu diesem Zwecke einführen: Adieu, einheitliche Quantenfeldtheorie!

Nun aber zu Ihren Bemerkungen über Heisenberg und Ascoli[5] (diese Arbeit habe ich nie richtig gelesen) und die Quantisierung (S. 3 bis 5 Ihres Briefes).

Ganz so dumm, wie Sie meinen, war ich da nicht. Z. B. ist der §5 des preprint (der noch ein Programm ist) von Symanzik beeinflußt und gebilligt worden.[6]

Von Anfang an hatte ich den Wunsch (umgekehrt wie die Zeitungen), die Lagrangefunktion und die Feldgleichung (33) aus dem Begriffssystem der Theorie völlig zu eliminieren. Es sollte aus der Gruppe und aus den Regularitätsbedingungen auf dem Lichtkegel *allein* schon alles folgen. Aber die Herren „Experten" der jüngeren Generation, insbesondere Lehmann, Symanzik, Zimmermann (abgekürzt LSZ) haben mich dabei völlig im Stich gelassen! [7]

An Heisenberg hatte ich gleich geschrieben, daß ich den von ihm behaupteten Zusammenhang der Lösungen der nicht quantisierten Gleichung (33) mit den Propagatoren auf dem Lichtkegel nie verstanden habe. Auch sagte ich, man solle noch – wenn man schon eine indefinite Metrik einführt – völlige Regularität der Vakuumerwartungswerte (abgekürzt V. E.) von Produkten von Feldoperatoren auf dem Lichtkegel verlangen. Heisenberg antwortete jedoch, daß er hierzu keinen zwingenden Grund[8] sehe, eine logarithmische Singularität dort oder ein oszillatorisches Verhalten seien auch möglich und die Durchführbarkeit von Gleichung (34) – etwas allgemeiner geschrieben $S(0) = S_F(0) = 0$ – als regularisierende Definition genüge.[9] Jedenfalls finde ich, daß man mit[10]

$$\{\psi, \bar{\psi}\}_{t=t'} = 0, \quad \{\psi, \bar{\psi}\}_{t\neq t'} \neq 0$$

*anfangen* soll. *So ist es nämlich beim* Lee-*Modell*. {Siehe Heisenbergs unwiderlegte Arbeit[11] in Nuclear Physics, **4**, speziell p. 544, Gleichung (62, a–d), p. 542 und Gleichung (52). Diese Gleichung wurde von Lehmann kontrolliert.}

Dort steht nun in der Tat eine Integralgleichung, und aus dem Verschwinden der Lösung für $t = t'$ folgt dann *nicht* das Verschwinden der Lösung für $t \neq t'$. So sollte es auch bei einer relativistischen Theorie mit indefiniter Metrik sein. Aus Ihrem Brief habe ich gelernt, daß die Übernahme einer Differentialgleichung 1. Ordnung in $\frac{\partial}{\partial t}$ da inkonsequent ist. In dem gleichzeitigen Brief an Heisenberg wies ich daher nochmals auf die zitierte Stelle in seiner Lee-Modell-Arbeit hin.[12]

Aus dieser Arbeit folgt auch, daß die Möglichkeit einer Herleitung der Feinstruktur-Konstante nicht so ganz einfach eine Wahnidee ist, da beim Lee-Modell, wenn man an den Dipolgeist glaubt (was aber nicht notwendig ist, siehe unten), der Wert der (renormierten) Kopplungskonstanten festgelegt ist.

Zur ganzen Idee von Heisenbergs Herleitung der Photonen und der Feinstrukturkonstante aus einem Spinorfeld liegt keine neue Rechnung, somit kein neues Resultat vor. Auch habe ich nichts dazu beigetragen, womit dann auch jeder Anlaß wegfällt, meinen Namen darüber zu setzen. Ich kann mich da abwartend verhalten und mich nun anderen Problemen zuwenden (siehe unten).[13]

Vorerst aber noch ergänzende negative Bemerkungen über LSZ und teilweise auch über Res Jost. Nie habe ich daran gedacht, diesen vorzuwerfen, daß sie sich Heisenberg und seinen Ideen nicht anschließen. (Im Gegenteil hat mir diese Charakterfestigkeit bei LSZ stets gut gefallen, und sie war sogar mit ein Anlaß, daß ich Lehmann so sehr für die Professur in Hamburg empfohlen habe.) Dagegen *werfe ich ihnen vor, daß sie keine eigene Initiative bzw. keinen eigenen Weg haben* (was neuerdings bei Res Jost besonders zutrifft; nie hat er mir, seit ich von Zürich fort bin, auch nur ein Wort *über seine eigene Physik*

geschrieben, wahrscheinlich weil er überhaupt nichts zu sagen hat; und aus Princeton kam er ja schon mit leeren Händen zurück).[14] Während aber mit Jost keine besondere Meinungsverschiedenheit über die Beurteilung der Lage in der Physik je bestand, habe ich den Eindruck, daß die theoretischen Physiker jenes stets gespaltenen Volkes in zwei Hälften zerfallen, von denen die eine (Heisenberg) die Mathematik,[15] die andere (LSZ und Mitläufer) die Physik verraten haben. Da äußert sich eben der „Wahn“ in den Voraussetzungen, die zur Camouflage der Physik dienen: man nennt ein System von Annahmen „Axiome“, von denen selbst gescheite und kompetente Leute nach einigen Jahren nicht feststellen können, ob es leer (d. h. inkonsistent) ist oder nicht. Man verschiebt alle „Existenzfragen“. Die Unitarität der *S*-Matrix wird als unendliches Gleichungssystem – das niemand behandeln kann, ja über das man sich nicht einmal „eine Meinung bilden“ kann (ich zitiere Jost) – an die übrige Theorie extra angeklebt. Man setzt voraus, daß die Massen „bekannt“ seien, d. h., daß die Massen einiger Teilchen als Konstante in die Gleichung der Theorie explizite eingehen (erst neuerdings kommt Zimmermann davon ab, vorauszusetzen, daß nur ein einziges Teilchen als diskreter Zustand existieren soll).[16] Man setzt voraus, daß nur ein Skalarfeld in die Theorie eingeht (ein Fall, von dem sicher ist, daß er in der Natur nicht vorkommt, ebensowenig wie ein immer-freies Teilchen, das – als einziges mit Sicherheit – die „Axiome“ erfüllt!).[17]

Das nenne ich keine „saubere Arbeit“, das nenne ich „schwindelhafte“ Voraussetzungen zum Zweck der Camouflage der Physik; das nenne ich auch dann so, wenn die mathematischen Schlüsse richtig sind! Natürlich treibt man auf diese Weise Heisenberg immer mehr in unsaubere Methoden, wie z. B. Tamm-Dancoff-Näherungen hinein. (Bei Heisenberg habe ich den Eindruck, daß er mit mathematischem Mogeln nachhilft, wenn er mit seinen „Intuitionen“ sonst nicht weiterkommt. Vgl. hierzu ein berühmtes historisches Beispiel seines Volkes; überhaupt hat da etwas abgefärbt.) Und mich lassen beide Hälften jener Theoretiker-Schulen im Stich, wenn ich eine Frage aufwerfe wie die, ob Lagrangefunktion und Feldgleichung aus dem Begriffssystem eliminiert werden können (natürlich ohne daß die Massen der Teilchen als gegeben vorausgesetzt werden)! Dunkle Andeutungen darüber in LSZ-Arbeiten, die niemand verstehen kann, eingewickelt in unphysikalische „Schwindel“-Annahmen – wie Sie sagen[18] – das ist natürlich billiger!

So, nun habe ich etwas Dampf abgelassen. Zimmermann kommt übrigens Ende April hierher.[19]

---

Nun zurück zur Physik. Meines Erachtens soll man also gar nicht damit anfangen, Feldgleichungen hinzuschreiben (Seite 5 Ihres Briefes), sondern damit, Regularitätsannahmen auf dem Lichtkegel zu machen. Und wie ist das mit der indefiniten Metrik (unabhängig von Heisenbergs Spinormodell und „Unifizierung“)?

Källén war beeindruckt von meiner Verallgemeinerung von Heisenbergs unwiderlegter Arbeit auf komplexe Wurzeln und war seitdem für die indefinite Metrik (jedoch ganz ablehnend gegen Heisenbergs Spinormodell). Auch Thir-

ring, der auf der Durchreise hier war und der, ebenso wie Sie, die Idee einer Herleitung der Photonen aus Spinoren ganz ablehnt, meinte, man könne und solle diesen Weg doch noch weiter verfolgen. Da will ich mir jetzt noch einiges überlegen. Ich habe da nämlich auch meine Zweifel, es sei zu unphysikalisch, und zwar habe ich einen *ganz bestimmten Verdacht* (der sich bei mir in Diskussionen mit Feynman und Gell-Mann in Pasadena noch verstärkt hat).[20] Die indefinite Metrik hat beim Lee-Modell immer die Tendenz, erst in höheren Sektoren zu einem Unglück zu führen. Beim Fall reeller Energien mit negativer Norm passiert in den Sektoren

$$\begin{pmatrix} N + z\theta \\ V + (z-1)\theta \end{pmatrix}$$

für $t = 1$ noch nichts, erst für $t = 2$ passiert etwas auf der Energieschale. In Fällen komplexer Wurzeln passiert in *diesen* Sektoren für *kein* $z$ etwas; aber wie ist es mit dem Sektor ?

Darüber weiß man wenig, da das Lee-Modell dann sehr unphysikalisch ist. (In Heisenbergs Arbeit ist der letztere Sektor *nicht* behandelt.)

Man kann aber diese Frage, allgemeiner als das Lee-Modell, diskutieren: es handelt sich um die *Komposition zweier gleicher* Systeme 1 und 2, jedes mit indefiniter Metrik und komplexen Energiewerten $E_a$, $E_b \equiv E_a^*$, Eigenfunktionen $A$ und $B$ respektive ($A$ und $B$ sind *nicht* „orthogonal"). Nun betrachte man das Gesamtsystem (1 + 2) und die zwei Zustände $(A_1 B_2 \pm A_2 B_1)$, Energie $E = E_a + E_b = 2\mathrm{Re}\, E_a$ *reell*. Wenn wir (ich, Feynman und Gürsey) richtig gerechnet haben, ist die Norm des oberen Zustandes $+1$, die des unteren aber $-1$. In letzterem Fall ist man „verloren"!

Nun treten Fragen auf wie Bose- oder Fermistatistik; wird die Energie bei endlicher, aber großer Distanz der Systeme komplex werden oder reell bleiben (ich glaube im Moment das letztere);[21] wie ist es, wenn man ein Teilchen- und ein Antiteilchensystem zusammensetzt, wo ja wohl *beide* Vorzeichen vorkommen können? An den Fall des Dipolgeistes als *allein* zugelassen, glaube ich nicht recht, das ist mir zu speziell. Mein Verdacht ist, daß man an dieser Stelle bei indefiniter Metrik doch ins Wasser fällt. Ich sehe eben ungenügend ein, daß sich die reellen Energiezustände negativer Norm bei einem Gesamtsystem *durchweg* vermeiden lassen!

Was meinen Sie? (Ich werde gelegentlich auch Källén darüber schreiben.)

Källén macht wenigstens keine Camouflage. Daß er mit dem Problem des §5 – trotz Bemühungen – schließlich daraufhin *auch nicht* weitergekommen ist, ist mir auch verdächtig, daß die Fragestellung unphysikalisch sein könnte.

Mit herzlichen Grüßen Ihr W. Pauli

[Zusatz am oberen Briefrand:] Am 25. April soll ich, wie mir offiziell mitgeteilt wurde, die Max-Planck Medaille verliehen bekommen.[22] Vielleicht habe ich sie mir durch die Absage der Publikation mit Heisenberg ehrlich verdient. Bin froh, daß ich nicht dort bin!

[1] Dieser und die meisten anderen Fierzschen Gegenbriefe aus dieser Zeit fehlen! Offenbar hat Pauli sie damals in Berkeley zurückgelassen.

[2] Pauli war gerade aus Pasadena zurückgekehrt.
[3] Vgl. den Brief [2958]. – Zusatz von Pauli: „Beide sollen morgen abgehen."
[4] Offenbar hatte Pauli diesen Entschluß bereits in Pasadena gefaßt, wo er besonders mit Feynman und Gell-Mann (siehe weiter unten) über die Spinorgleichung diskutiert hatte.
[5] Ascoli und Heisenberg (1957).
[6] Darauf hatte Pauli auch schon in den Briefen [2906, 2915] hingewiesen.
[7] Zusatz von Pauli: „Siehe Nachtrag." – Vgl. den Brief [2958] vom 7. April.
[8] An dieser Stelle beginnt der zweite Briefbogen, an dessen oberen Rand Pauli die folgende Bemerkung setzte: „Wentzel weiß interessantes über Supraleitung und Meissner-Effekt. Er fährt – auch am 25. April – von Chicago ab nach Genf."
[9] Zusatz von Pauli: „Das betrifft aber Tamm–Dancoff-Näherungen!"
[10] Zusatz von Pauli: „Siehe Nachtrag."
[11] Heisenberg (1957b).
[12] Zusatz von Pauli: „Siehe Nachtrag."
[13] Zusatz von Pauli: „Siehe Nachtrag."
[14] Diesen Vorwurf hatte Pauli auch schon in seinem Brief [2832] an Källén geäußert.
[15] Hier beginnt das dritte Blatt, auf dessen oberen Briefrand Pauli nochmals eine Nachricht hinzufügte: „Delbrück hat eine sehr merkwürdige Arbeit über die Beziehung Physik–Biologie und Komplementarität geschrieben. Ich war in Pasadena viel mit ihm zusammen." [Vgl. das Manuskript von Delbrücks im November 1957 in Kopenhagen gehaltenem Vortrag: *Atomic Physics in 1910 and Molecular Biology in 1957*. (PLC: Bi 155)]
[16] Zimmermann hatte zusammen mit Lehmann bereits in Princeton begonnen, die Kausalitätsfragen bei gebundenen Zuständen zu untersuchen.
[17] Zusatz von Pauli: „Das nenne *ich*, als Physiker, ‚leer'!"
[18] Pauli verband hier die beiden Wörter „*Schwindel*" und *Sie* durch einem Pfeil.
[19] Wolfhart Zimmermann hielt sich in Princeton auf und wollte anschließend im April das *Radiation Laboratory* in Berkeley besuchen. Über seine Begegnung dort mit Pauli (vgl. den Brief [2992]) berichtete er Heisenberg in einem Schreiben vom 16. Juni 1958: „Hier in Berkeley hatte ich Gelegenheit, mit Pauli selbst zu sprechen. Alle diese Diskussionen haben mich in meiner Meinung bestärkt, daß es sehr wahrscheinlich keine Feldtheorie mit indefiniter Metrik gibt, die Lorentzinvarianz, Unitarität der S-Matrix und Makrokausalität erfüllt. (Abgesehen natürlich von trivialen Fällen wie der Bleuler–Guptaschen Form der Quantenelektrodynamik, wo man bei einiger Vorsicht auch mit der positiv definiten Metrik eine lokale Beschreibung erreichen kann.) Was sich schon an der Møller–Kristensenschen nichtlokalen Theorie gezeigt hat, scheint offenbar ein allgemeiner Erfahrungssatz zu sein: Zu schwache Änderungen der Prinzipien Lorentzinvarianz, Makrokausalität und positiv definiter Metrik machen die Theorie eher schlimmer als besser."
[20] Siehe hierzu auch die Bemerkung in Paulis Brief [2961] an Glaser.
[21] Zusatz von Pauli: „kontinuierliches Spektrum = Streuzustände."
[22] Vgl. den Kommentar zum Brief [2983].

## [2957] Katchalsky an Pauli

Jerusalem, 6. April 1958
[Maschinenschrift]

Dear Professor Pauli!

I deeply regret that at our meeting in Zurich a year ago, and during your short stay in Israel at the Symposium on Nuclear Physics,[1] I had no opportunity to discuss with you certain ideas which occupy my mind and part of my time.[2] As I learned from Professor S. Sambursky that similar ideas are close to your heart, I venture to bring to your knowledge our story and its development.

Although it is not the main subject of this letter, may I start with the series of discussions which my colleagues and myself had on the establishment of an

Academy of Sciences and Humanities for Israel. I need not tell you that all of us are aware of the degenerative forms which academies may take. And to be sure, Israel has no money and no manpower to build honourable institutions for „immortals“ who decided to die upon their laurels. On the other hand, not only historically but also today there exist academies which serve as central bodies for nation-wide scientific collaboration, which help in the national planning of their country's development and which above all create plausible relations between the big, and money consuming, apparatus of modern science and the bureaucratic machinery of the State, which is as ignorant as ever. Without being prejudiced by the Sputniks, there is also something to learn from the Russian Academy which brought Soviet science to its present position.

The idea under consideration was therefore that the State of Israel – facing so many economic and social difficulties – might profit from the help of a mature body of scientists which could advise the Government on problems of development, on the methods of absorbing the new immigration, being at the same time the authoritative body to represent Israeli science within the country and abroad.

And here I come to the main issue of my writing to you: Very soon we realized that an academy of the classical type is not fit to answer the spiritual requirements of modern sophisticated people. We are not living anymore in the nice atmosphere of the religious rationalism of the nineteenth century, and we do not believe that the „progress of science“ embodied in an august academy, is going to bring „light“ and solution to the difficulties of our generation. Neither can we follow those philosophers and scientists who assert that human life is a set of disconnected drawers, each drawer devoted to another kind of activity, so that man can advance scientifically independent of other aspects of the human spirit. There is an inner urge for a new integration of man, for a new synthesis which would embrace his scientific thought as well as his intuitive perception; a craving for a harmonious unity of his diversified functions, a unity in which a merging of all aspects of man's spiritual experience will take place in a whole embracing oneness.

My colleagues and myself came to the conclusion that together with the academy should be created another institution – the Centre for the Advancement of Human Culture – which should use the fruits of academic learning and in its turn influence the work of the academy and become its spiritual mentor. The Centre should be composed of the best minds in science, of creative philosophers and humanistically minded artists and writers – a group of men with wide vision and profound feeling, who realize that beyond scientific investigation and discovery and useful application of the findings in many fields, there are human implications, guiding principles for a new harmonious living, embodied in the spiritual achievements of our time.

Serious work will of course have to be carried out in order to overcome barriers of technical language and to lay bare the basic unity covered by different formulations. Once the fundamental principles will have crystallized in a common language, they might become a source of inspiration and guidance for human behaviour. The idea of the Centre assumes that science leads to a perception of man and the universe as an interdependent system. This is

tantamount to saying that the scientific recognition of all possible interrelations is equivalent to the intuitive perception of an all embracing oneness of all existence, which man experienced in moments of vision.

The need for a new outlook is felt all over the world and the realization is dawning that no peacemeal solutions will lead us anywhere. It is only a fundamental approach, based on a strong and conscious effort of a group of selected spiritual leaders which may pave the way for the looked-for reorientation.

The initiative to this institution is taken in Israel because here the need for it is most urgent – since a new state and a new society are to be built, and we have to try to avoid the errors apparent in the mode of thought prevailing in the world. The fact that we have to operate with people of widely diverse cultures and backgrounds provides us with a unique opportunity, and we are ready to face and pay the cost to make new ideas effective.

A private donation permits us to build a building for the Centre and the Academies in Jerusalem. The Government of Israel considered the idea and already in December 1955 decided unanimously upon the following resolution:

„. . . It was resolved that approval be given to the programme outlined below, for the establishment of an Israel centre for the advancement of culture, to be erected in Jerusalem with funds from a private donation.

1. It will be the aim of the Centre to muster the achievements of high academic research in the various branches of science, to adapt them, and to shape them into human values.

Toward this end, scientists and philosophers in this country and abroad will be invited to take part in the activities of the Centre.

2. The Government will assist in the realization of the programme and will define the rights and privileges of the Centre and the framework of its activity . . .“

However, beyond the concrete assets we already possess, e. g. the donation, the Government support and the establishment of a nice and imposing building, it is men we are looking for. Our main concern is the gathering of those leading scientists and thinkers who shall participate in the Centre’s activities.

It is this concern which made me write to you, dear Professor Pauli, with the hope that you will be ready to spare some of your time and to give us your opinion on the Centre, its fundamental approach and its mode of operation, as well as your direct interest in such an institution and your prognosis of its development.

Thanking you in advance for your kindness,

Very sincerely yours, A. Katchalsky

[1] Aharon Katchalsky bezieht sich auf den Kongreß in Rehovoth vom September 1957 (vgl. den Kommentar zum Brief [2698]).

[2] Pauli hatte sich schon in seinem Brief [2948] an Weisskopf nach Katchalsky erkundigt.

## [2958] Pauli an Fierz

### Nachtrag

[Berkeley], 7. April [1958]

1. Über meinen affektiven Ausfall gegen LSZ muß ich heute sehr lachen![1] Ich lasse ihn aber als menschliches Dokument stehen. Der Ausdruck „*mich* im Stich lassen“ ist viel zu egozentrisch – persönlich.

Eben kam ein längerer Brief von Symanzik,[2] in welchem aber im wesentlichen steht, daß die Antwort auf meine Frage, ob die $L$-Funktion und die Feldgleichungen eliminierbar sind, *unbekannt* ist. *Deshalb* sind auch die Andeutungen in den papers dunkel. Wie man in Bayern sagt: „Nix Gewisses weiß man net!“

2. Die Schlußweise Ihres Briefes p. 3b) auf

$$\{\psi(t), \bar{\psi}(t')\} = 0$$

von $t = t'$ auch auf $t \neq t'$ ist wahrscheinlich *falsch*. Denn bei nicht linearen Differentialgleichungen braucht die Lösung, *trotz* 1. Ordnung in $\frac{\partial}{\partial t}$, bei Anfangsbedingung 0 für $t = t'$ nicht eindeutig zu sein. (Ich erinnere mich, daß Heisenberg Beispiele dafür hatte.)

Es kommt noch etwas anderes hinzu: Man muß unterscheiden zwischen den Vakuum-Erwartungswerten der Antikommutatoren und diesen selbst. Wenn nur

$$\langle\{\psi(\ldots, t), \bar{\psi}(\ldots, t)\}\rangle = 0$$

ist, folgt sowieso nichts für diesen Vakuum-Erwartungswert für $t \neq 0$.

Symanzik ist ausdrücklich der Meinung, daß *nichts* für $t \neq t'$ folgt und hält auch die Gleichung (33) im §5 für nicht widerlegbar (freilich auch nicht für beweisbar).

Die „Strengen“ sagen eben: „da man kann man (so gut wie) *nichts* wissen!“

Mir wäre allerdings ein Ausdruck vom Typus l. c. Gleichung (52) wie beim Lee-Modell lieber.

Heute scheint endlich die Sonne, und der Brief an Heisenberg geht ab. Von Glaser kam ein langer Brief über komplexe Geister,[3] den ich erst studieren muß.

Nochmals viele Grüße Ihr W. Pauli

[1] Vgl. den Brief [2956].
[2] Vgl. auch den Brief [2947] vom 27. März.
[3] Vgl. den Brief [2954].

## [2959] Pauli an Heisenberg

Berkeley, 7. April 1958
[2 Fassungen]

Lieber Heisenberg!

Von Pasadena zurückgekehrt, bin ich nun zu folgender *definitiven Entscheidung* gekommen: *ich muß den Plan, mit Dir zusammen eine Arbeit „On the Isospingroup in the theory of elementary particles" zu publizieren, gänzlich fallenlassen.*

Es ist die einzige Entscheidung, die mir von nun an logisch und ehrlich erscheint, da wesentliche Teile des preprint sich nicht mehr mit meiner Meinung decken. Auch kann ich Dich nicht länger hinhalten, einmal muß man zu einem Punkt kommen. Aufgrund dieser Entscheidung ist uns nun beiden volle Freiheit des Handelns wiedergegeben in Verbindung mit den Problemen, die zur Diskussion stehen. Selbstverständlich bist Du nämlich völlig frei, die Arbeit allein zu publizieren, denn die einzige Stelle des preprint, die von mir stammt und die ich noch decken kann, ist die Bemerkung, daß die Lagrangefunktion (1) für $c$-Zahl $\psi$'s die Gruppe (I), (II) von p. 2 gestattet {was andere wohl auch bemerkt haben werden; das Entsprechende für Gleichung (11) bei Spinoren, die im gleichen Punkt $x$ antikommutieren, stammt von Kroll und Gürsey}.[1] Da kannst Du sehr leicht meinen Anteil in einer Arbeit von Dir allein in einer Fußnote anmerken. Viel wichtiger als dies ist mir, *daß mein Name nicht über einer Sache steht, die ich nicht mehr verantworten kann, und ich möchte Dich dringend bitten, dies auch in Deinem Vortrag bei der Planckfeier zu berücksichtigen.*[2]

Nachdem ich nunmehr das Resultat meiner Erwägungen an die Spitze dieses Briefes gestellt habe, will ich auf das Sachliche eingehen:

*1.* Im Laufe meiner Korrespondenz mit Dürr[3] bin ich – einem schon lang gehegten Verdacht entsprechend – zur Überzeugung gelangt, *daß die Entartung des Vakuums nicht dazu benützt werden kann, die Möglichkeit einer halbzahligen Differenz von gewöhnlichem Spin und Isospin zu erreichen.* (Dies war ursprünglich auch gar nicht als Zweck der Einführung der Entartung des Vakuums von mir gemeint gewesen.) Nachdem man nämlich dem Vakuum einen Isospin 1/2 angehängt hat (Spinor $\alpha$ von Dürr), hat man keine Möglichkeit mehr, bei zwei oder mehr Teilchen, die weit voneinander entfernt sind, die Additivität von $l$ und $l_N$ zugleich mit derjenigen von $I_3$ und $I_N$ durch Anwendung von Produkten von $\psi$-Operatoren auf das Vakuum zu erreichen. Unabhängig vom Entartungsgrad des Vakuums verändert sich dieser ja nicht, wenn man von einem zu zwei Teilchen übergeht, so daß der Dachformalismus die Additivität von Ladungs- und Baryonenzahl, z. B. bei Zusammenfügen von 2 Nukleonen, verletzt.

Auch sonst besteht bereits in der nicht-elektrischen Näherung (Gültigkeit der Isogruppe) eine *Diskrepanz zwischen den mathematischen Möglichkeiten innerhalb des Dachformalismus mit den physikalischen Tatsachen* (Massen der Leptonen, Abwesenheit starker Wechselwirkungen von $\mu$ und $\pi$-Teilchen). *So* waren auch die Bemerkungen zu Gleichung (22) in meinem Brief vom 25.

März[4] gemeint, *nicht* als Optimismus, wie Du in Deinem Brief vom 29. März[5] irrtümlich meintest.

Hiermit ziehe ich mich also vom Inhalt der §2, 3 und 4[6] zurück und *halte Deine Idee der Vereinheitlichung des Feldes bei den strange particles für gescheitert.*

Ich glaube, man soll hier in der Richtung weitergehen, daß man bei einfachem Vakuum neben 2 Spinoren mit Isospin 1/2 entweder 2 weitere Spinoren mit Isospin 0 oder u. a. auch ein Skalarfeld mit Isospin 1/2 („Goldhaber-Modell")[7] einführt. Das versuche ich nun mit Gürsey.

*2.* Die Darstellung des Eigenwertproblems in §5 (an der Symanzik Anteil hat, aber nicht ich) halte ich immer noch für ein gutes Programm. Leider sind wir aber dessen Ausführung bisher um keinen Schritt nähergekommen. Allerdings ist nicht bekannt, ob eine Feldgleichung wie (33)[8] dann noch explizite nötig ist und ob nicht alles aus der Gruppentheorie und aus dem Verhalten der $\tau$-Funktionen auf dem Lichtkegel allein schon folgt. In dieser Verbindung ist zu berücksichtigen, daß beim Lee-Modell {siehe Deine Arbeit Nuclear Physics **4**, p. 542, Gleichung (52), p. 544, Gleichung (62 a–d)}[9] nicht eine Differentialgleichung erster Ordnung in $\frac{\partial}{\partial t}$, sondern eine Integralgleichung für das Feld gilt.

Zu Deiner Idee, daß die Photonen aus dem Spinorfeld folgen, liegt seit Deiner Arbeit mit Ascoli[10] kein neues Resultat und kein neues Argument vor. Ich verhalte mich da *abwartend*. Mit der Version Deines Briefes vom 26. März[11] kann ich zunächst auch nichts anfangen, denn es handelt sich ja gerade darum zu verstehen, daß die elektromagnetischen Wirkungen die $C$- und die $P$-Invarianz *noch voll aufweisen* und daß der Schraubensinn der Teilchen, an denen die Ladung haftet, das heißt die Verminderung der Invarianz zu $CP$, sich *erst* bei den schwachen Wechselwirkungen bemerkbar macht.

Für mich hängt das Photonproblem, zu dem ich selbst ja keinen Beitrag geleistet habe, ganz an der Art der Durchführung des Programmes von §5 ab.

*3.* Es war ja das ursprüngliche Ziel unserer gemeinsamen Überlegungen, von denen alle meine Briefe von Dezember bis Ende Januar handeln, weitere Einsichten zu gewinnen in die physikalische Natur der indefiniten Metrik, insbesondere in Verbindung mit dem Motiv der Teilung des Hilbertraumes in I und II, das sich in Deinen Arbeiten gezeigt hat. Von diesem Ziel hat unser Weg jedoch in der folgenden Zeit immer weiter weggeführt. Dies erweckt mir – ebenso wie das Steckenbleiben des Programmes von §5 – Zweifel an der physikalischen Richtigkeit der indefiniten Metrik. Doch will ich versuchen, die Probleme der indefiniten Metrik nunmehr unabhängig von Deinen anderen Annahmen (wie einheitliche Quantenfeldtheorie, Spinormodell, Herleitung der Photonen aus einem Spinorfeld, Dipolgeist, Deutung der strangeness) weiter zu verfolgen.

Natürlich werde ich Dir berichten, sobald ich da irgend etwas herausbringe, sei es positiv oder negativ.

Indem ich nochmals die *Endgültigkeit* meiner negativen Entscheidung betreffend die Publikation betone – für mich ist Publizieren und Verstehen nicht vertauschbar, und meiner Ansicht nach handelt es sich um beträchtliche Unsi-

cherheiten des Prinzips der ganzen Sache, *nicht* um später auszuführende Details – bleibe ich mit herzlichen Grüßen Dein W. Pauli

[1] Vgl. hierzu die Briefe [2851, 2856, 2864, 2869 und 2870] sowie die Anlage zum Brief [2861].
[2] Dieser Vortrag sollte am 25. April in Berlin stattfinden.
[3] Vgl. die Briefe [2919, 2937 und 2943].
[4] Vgl. den Brief [2942].
[5] Vgl. den Brief [2951].
[6] Vgl. das *Preprint* von Heisenberg und Pauli (1958f, S. 5–14).
[7] Vgl. Goldhaber (1953, 1956) und Heisenberg (1957a, S. 277).
[8] Es handelte sich dabei um die sog. *Weltformel* $\gamma_\nu \frac{\partial}{\partial x_\nu}\psi \pm l^2 \gamma_\mu \gamma_5 \psi (\psi^\dagger \gamma_\mu \gamma_5 \psi) = 0$, die Heisenberg am 25. April in Berlin während seines Vortrags zur Planck-Feier als Grundgleichung der Materie vorstellen sollte.
[9] Heisenberg (1957b).
[10] Ascoli und Heisenberg (1957).
[11] Vgl. den Brief [2945].

## [2960] Dürr an Pauli

[Göttingen], 7. April 1958

Sehr verehrter Herr Professor!

Vielen Dank für Ihre Briefe vom 24. und 26. März,[1] die mir ja neben der von mir schon selbst aufgefundenen Fehler noch weitere interessante – wenn auch schmerzliche – Enthüllungen gaben. Da ich mich während der Osterfeiertage nicht mit Physik abgegeben habe, fürchte ich, daß ich im Augenblick noch keine guten (d. h. gut fundierten) Verbesserungsvorschläge machen kann. Doch ich will es versuchen – auch auf die Gefahr hin, daß wenige simple Überlegungen es wieder zunichte machen können.

### 1. Zum *Dachformalismus*

Dies ist schon eine recht prekäre Geschichte. Ich bin wirklich jetzt auch davon überzeugt – nach vielen vergeblichen Ansätzen und auch gründlichen Untersuchungen, ähnlich denen von Herrn Bludman[2] – daß die rechte Seite von

$$\langle \psi \hat{\psi}^+ \rangle \text{ etc.}$$

das $\gamma_5$ *nicht* enthalten kann und als Folge davon auch nicht von Vakuummatrizen, die mit dem „Dach“ in Verbindung stehen, abhängen kann. Ich hege aber die folgende Überzeugung:

Die Invarianz gegenüber Transformation (I) wird in Verbindung gebracht mit der *Baryonenerhaltung*; so ist insbesondere

$$\rho_N = \bar{\psi} \gamma_4 \gamma_5 \psi = \psi^+ \gamma_5 \psi$$

als Baryonendichte anzusprechen. Soll diese Bezeichnung wirklich *zutreffen*, muß es dann nicht gelingen, die *Massen* der Teilchen in Beziehung zur *Baryonenzahl* zu bringen? Denn Baryonen ($N = 1$) und Leptonen ($N =$

0) sollen doch gerade dadurch charakterisiert werden, daß sie eine Masse $m = 1$ bzw. $m = 0$ besitzen! Wie sollte man sonst Baryonen von Leptonen unterscheiden? {Genauso ist es später wichtig zu zeigen, daß $(I_3 + \frac{l}{2})$ die Kräfte *langer* Reichweite multipliziert, denn nur dann ist die hier entdeckte, zur Isospingruppe isomorphe Gruppe, *wirklich* die *Isospin*gruppe.} In diesem Zusammenhang habe ich die Matrix ${}^{A}U_{A'}$ in H.-P.[3] noch *gar nicht* verstanden. Warum ist sie eigentlich *überhaupt* da? Wenn $\bar{\psi}$ identisch ist mit Gürsey $\chi$, dann hat man doch schon die Isoinvarianz! Ich könnte eigentlich nur zwei Rechtfertigungen dafür sehen:

1. Man will versuchen, das $\bar{\psi}$ nicht allzu ähnlich dem $\psi$ zu wählen, damit man später noch, insbesondere zum Aufbau der „strange particles", mehr Möglichkeiten hat. (Wie ich mich dunkel erinnere, erwähnte einmal Heisenberg so etwas.)
2. Man benützt

$$ {}^{A}U_{A'} = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} $$

zur Aufspaltung in Baryonen und Leptonen, z. B. $A \neq A' =$ Baryon, $A = A' \rightarrow$ Lepton. Dann muß sich allerdings eine Brücke zur Baryonenzahl finden lassen, und dies dürfte wohl schwierig sein.

Was meinen Sie dazu?

Ich möchte versuchen, den *umgekehrten* Weg zu gehen. Die Baryonenzahl ist proportional der Baryonendichte:

$$ \rho_N = \psi^{+}\gamma_5\psi \underset{\text{(Gürsey)}}{\rightarrow} \rho_N = -\mathrm{Sp}\,(\phi_r^{+}\phi_r) = +\mathrm{Sp}\,(\phi_e^{+}\phi_e), $$

wo $\phi_r = (\psi_r, \psi_r^C)$ und $\phi_e = (\psi_e, \psi_e^C)$ die Gürsey-Funktionen sind (rechts und links!). Für die Beschreibung von massenbehafteten Partikeln habe ich die $2 \times 4$ Funktion eingeführt:

$$ \phi_D = \begin{pmatrix} \phi_r \\ \hat{\phi}_e \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cdot\cdot \\ \cdot\cdot \\ \cdot\cdot \\ \cdot\cdot \end{pmatrix}. $$

Die Dachoperation kommt einer Vertauschung $\gamma_5 \rightarrow -\gamma_5$ gleich, so daß man die $\Sigma$-Matrizen einführen mußte (vgl. meine frühere Arbeit):[4]

$$ \begin{aligned} \rho_N &= \psi^{+}\Sigma_3\gamma_5\psi \\ &= -\hat{\psi}^{+}\Sigma_3\gamma_5\hat{\psi} \end{aligned} $$

oder in Gürsey-Schreibweise

$$ \begin{aligned} \rho_N &= -\mathrm{Sp}\,(\phi_r^{+}\Sigma_3\phi_r) = -\mathrm{Sp}\,(\hat{\phi}_e\Sigma_3\hat{\phi}_e) \\ &= +\mathrm{Sp}\,(\phi_e^{+}\Sigma_3\phi_e) = +\mathrm{Sp}\,(\hat{\phi}_r\Sigma_3\hat{\phi}_r) \end{aligned} $$

mit

$$ (\hat{\psi} = \Sigma_1\psi\Sigma_1) $$

(Die Stellung der $\Sigma_3$-Matrix ist willkürlich.)

Auf diese Weise gilt auch

$$\rho_N = -\mathrm{Sp}\,(\phi_D^+ \Sigma_3 \phi_D) \quad \text{(in Gürsey-Schreibweise).}$$

Dies ist jedoch nur der „Baryonenanteil“ $I_N$, der von den Operatoren herrührt. Dazu kommt noch ein Anteil vom Vakuum. In meiner früheren Arbeit war dies so geschehen, daß ich einfach noch den Matrixoperator $\Lambda_3$ addierte und dann auch noch den $\Lambda$-Raum mit dem $\Sigma$-Raum *identifizierte*, also etwa so:

$$\rho_N = \psi^+ \Sigma_3(\gamma_5 + \Lambda_3)\psi$$
$$\to \psi^+ \Lambda_3(\gamma_5 + \Lambda_3)\psi = \psi^+(1 + \gamma_5\Lambda_3)\psi = \psi^+\gamma_5(\gamma_5 + \Lambda_3)\psi.$$

In Gürsey-Form ist dies aber

$$\rho_N = -\mathrm{Sp}\,\phi_r^+(\tau_3 + \Lambda_3)\phi_r,$$

d. h. hängt von $\tau_3$ ab und ist somit *nicht zulässig*. Dies ist der Fehler!

Es besteht nun die folgende Schwierigkeit: Die Nukleonenzahl ist proportional dem Operator: $\Sigma_3\gamma_5 + U$, wo $U$ irgendeine Matrix bedeutet, die den Anteil vom Vakuum beschreibt. Auf der anderen Seite kann die „Massenfunktion“ in der Vertauschungsrelation $\gamma_5$ *nicht* enthalten. Man vermeidet diese Schwierigkeit, wenn man ansetzt:

$$\Sigma_3\gamma_5 + \gamma_5 U' = \gamma_5(\Sigma_3 + U'),$$

dann könnte die Funktion $\sim \tau_3 + U'$ sein. Dann müßte man allerdings annehmen, daß bei der *Dachoperation* auch $U'$ (und nicht nur $\Sigma_3$) sein Vorzeichen ändert. Man vermeidet dies, wenn man schreibt $U' = \Sigma_3\Lambda_3$. Dann könnte man also schreiben:

$$\rho_N = \psi^+ \Sigma_3\gamma_5(1 + \Lambda_3)\psi$$
$$\text{oder } \rho_N = -\mathrm{Sp}\,\phi_D^+ \Sigma_3(1 + \Lambda_3)\phi_D \quad \text{(Gürseyform)}$$
$$Q = -\hat{\psi}\,\Sigma_3\gamma_5(1 + \Lambda_3)\hat{\psi}$$

---

N. B. Für die Ladungsdichte hat man ja ursprünglich $\rho_L = \psi^+\psi$ oder $\rho_L = \mathrm{Sp}\,\phi_r^+\tau_3\phi$ und man könnte dies ergänzen zu:

$$\rho_L = \psi^+(1 + \lambda_3\gamma_5)\psi = \psi^+(1 + \lambda_3\gamma_5)\hat{\psi}$$

$$\rho_L = \mathrm{Sp}\,\phi_D^+(\tau_3 + \lambda_3)\phi_D.$$

---

Nun ließe sich für die Vertauschungsrelationen schreiben:

$$\langle\Omega|\psi\bar{\psi}|\Omega\rangle = \langle\Omega|\hat{\psi}\hat{\bar{\psi}}|\Omega\rangle = -\gamma_r \frac{\partial}{\partial x_r} F(s)$$

$$\langle\Omega|\psi\bar{\hat{\psi}}|\Omega\rangle = \langle\Omega|\hat{\psi}\psi^{+}|\Omega\rangle = \frac{1}{2}\langle\Omega|1+\Lambda_3|\Omega\rangle G(s).$$

Die Matrix ${}^{A}U_{A'}$ ist hier gewissermaßen der Projektionsoperator $\frac{1}{2}(1+\Lambda_3)$, der auch in $\rho_N$ vorkommt. Die Dachoperation ist mit $\Sigma$ verknüpft, ändert also an $\Lambda_3$ *nichts*!

Die Bildung $\Sigma_3(1+\Lambda_3) = \Sigma_3 + \Sigma_3\Lambda_3$ besagt, daß die Operatoren sich transformieren, z. B. wie

$$\phi'_r = \phi_r e^{\frac{i}{2}\Sigma_3\alpha_0 + \frac{i}{2}(\Sigma_3\alpha_1\tau_1 + \Sigma_3\alpha_2\tau_2) + \frac{i}{2}(\alpha_3\tau_3)}; \quad \hat{\phi}'_r = \phi_r e^{-\frac{i}{2}\Sigma_3\alpha_0 - \frac{i}{2}\Sigma_3 \ldots + \frac{i}{2}\alpha_3\tau_3},$$

das Vakuum wie

$$\Omega' = e^{\frac{i}{4}\Sigma_3\Lambda_3\alpha_0 + \frac{i}{4}\lambda_3\alpha_3}.$$

Das Vakuum ist also nur *4-fach* entartet, die Dachoperation hat aber den gleichen Effekt wie eine $\Lambda_1$-Operation. ($\Sigma_3$ kann immer gleich $+1$ gewählt werden.)

2. Doch nun zur *zweiten* Schwierigkeit – oder besser zum zweiten *Unsinn*, der gerade diese *viertel*zahlige Transformation des Vakuums betrifft

Zuerst einige Gedanken darüber:

Es erscheint mir in der ganzen Geschichte wesentlich, auf die Halbzahligkeit des Isotopenspins einerseits und der Ganzzahligkeit von Ladungs- und Baryonenzahl andererseits hinzuweisen. Ich kann diese Tatsache nur verstehen durch die *Verbindung* zweier verschiedenartiger Gruppen, d. h. der Drehgruppe + andersartige Gruppe (z. B. zyklische Gruppe oder Translationsgruppe). Sie teilten mir mit, daß Sie versuchen, die Unifizierungsidee aufzugeben und dafür 4 *Spinoren* und *einfaches* Vakuum einführen wollen. Wiewohl ich sehr gut verstehen kann, daß auf diese Weise etliches geleistet werden kann, insbesondere die „strange particles", so geht mir aus Ihren Briefen *nicht* hervor, mit welchem Trick Sie die Zahlen $l, l_N$ erzeugen wollen, *ohne* einen Spinor einzuführen, der *gar kein Spinor ist* mit Bezug auf die *3-dimensionale* Drehgruppe, sondern nur ein solcher mit Bezug auf *zwei* unabhängige 1-dimensionale Drehgruppen. Man hätte bestimmt auch *große* Hemmungen, ein solches Gebilde einzuführen, da es eine *künstliche* Einschränkung der Allgemeinheit eines Spinor ist. Oder kann man um dieses Malheur einfach herumkommen? In diesem Zusammenhang war es mir eine angenehme Entdeckung, daß das Vakuum *überhaupt* nicht für einen Spinor der 3-dimensionalen Drehgruppe verantwortlich gemacht werden kann, sondern *gerade nur* für ein solches „Gebilde".

Ihr Einwand, daß meine speziell gewählte Darstellung für Mehrteilchenzustände viel zu *eng* ist, ist *selbstverständlich richtig*. Die Situation ließe sich retten, wenn man anstelle der zyklischen Gruppen eine Translationsgruppe einführt, d. h. $\Lambda^2 \neq 1$, sondern im allgemeinen $\Lambda^n$ für $n$-fache Translation. Der Hilbertraum gehört ja schon zu einer solchen Translationsgruppe, die mit den Besetzungszahlen verknüpft ist. Ich würde jedoch folgende Verabredung vorziehen: Das Vakuum ist ja quasi schon $\infty$-fach bezüglich der Impulse entartet, d. h. eigentlich durch ein unendliches direktes Produkt $\binom{1}{0}\binom{1}{0}\ldots\binom{1}{0}\binom{1}{0}\ldots$ charakterisiert.

Ein Einteilchenzustand dann z. B. $\binom{1}{0}\binom{1}{0}\ldots\binom{0}{1}\binom{1}{0}\ldots$, d. h. der Zustand zum Impuls $p$, ist besetzt. Ein Zweiteilchenzustand enthält zwei besetzte Zustände. Wir können nun aber quasi für jeden Vakuumzustand $e^{\frac{i}{4}\alpha_0}$ schreiben und für jeden besetzten Zustand $e^{-\frac{i}{4}\alpha_0}$. Die Matrixoperatoren $\Lambda_1$ und $\lambda_1$ sollten deshalb einen Index erhalten, z. B. $\Lambda_1^{(k)}$, $\lambda_1^{(k)}$, die alle voneinander verschieden sind für *verschiedene* Teilchenzustände. (Ich habe schon daran gedacht, dem Zustand $Z$ die Transformation zu geben:

$$Z' = e^{\frac{i}{4}\alpha_0[a_k, a_k^+]} Z = e^{\frac{i}{4}\alpha_0[1-2N_k]} Z \qquad (1-2N_k) = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}!$$

mit $a_k, a_k^+$ Vernichtungs- und Erzeugungsoperator zum Impuls $k$, doch führt dies auf Schwierigkeiten.) Es ist besser, $\Lambda_1^{(k)}$ und $\lambda_1^{(k)}$ beizubehalten und dann für das Vakuum zu schreiben:

$$\Omega' = e^{\frac{i}{4}(\Lambda_3^{(k)}\alpha_0 + \lambda_3^{(k)})}\Omega.$$

Der Exponent gibt nur Beiträge für *besetzte* Zustände, wenn man nur Kombinationen $(\chi(x)\Lambda_1^{(1)})$ und $(a\lambda_1^{(1)})$ zuläßt. (Der Index $k$ braucht nicht Impuls zu bedeuten, sondern irgendeine Numerierung der Teilchenzustände.) Im Prinzip sollten damit die Schwierigkeiten überwunden sein – wenn nicht wieder ein Kapitalfehler unterlaufen ist.

Dies führt nun wohl dazu, daß bei einem Mehrnukleonenzustand (z. B. Deuteron etc.) z. B. $\psi^+\psi^+\psi^+\ldots\psi^+|\Omega\rangle$ geschrieben werden muß, d. h.

$$(\psi^+\Lambda_1^{(1)})(\psi^+\Lambda_1^{(2)})(\psi^+\Lambda_1^{(3)})\ldots|\Omega\rangle \quad \text{etc.}$$

Für ein $\pi$-Meson kann jedoch immer noch geschrieben werden

$$\psi\psi^+|\Omega\rangle \equiv (\psi\Lambda_1^{(1)+})(\psi^+\Lambda_1^{(1)})|\Omega\rangle,$$

da $\psi$ und $\psi^+$ voneinander verschieden sind ($\Lambda_1^+ = \Lambda_1$). Die von mir angegebene Tabelle bleibt also *im wesentlichen richtig*, doch ergibt nun z. B. der Zustand $\psi\psi^+\psi^+|\Omega\rangle$ etwas Neues gegenüber $\psi^+|\Omega\rangle$ . Hier könnte man *z. B.* auch schreiben:

$$(\chi(x)\Lambda_1^{(2)})(\chi^+(x)\Lambda_1^{(2)})(a\lambda_1^{(2)})(\chi^+(x)\Lambda_1^{(1)})(a\lambda_1^{(1)})|\Omega^+\rangle,^*$$

was in der *H-P*-Tabelle S. 13 dem *μ-Meson* entspricht. Auf das Vakuum $\Omega$ angewandt ergäbe es ein ähnliches schweres Teilchen, das eventuell auch das $\Xi^-$ sein könnte (strangeness + 1). Wäre eine solche Zuordnung möglich, so käme man mit *2* physikalischen Vakua $\Omega$ und $\Omega^+$ aus. In den *Zwischen*zuständen jedoch müßten *4* Vakua möglich sein. Die Tabelle bei mir S. $9^5$ reduzierte sich auf die *Hälfte*. Das muß ich mir jedoch noch *genauer* überlegen.

Übrigens – um nochmals auf Ihren 4-Spinoren-Ansatz zurückzukommen – läßt sich mit der Annahme von 4 *vollständig unabhängigen* Spinoren, wovon zwei Spin-Isospinoren und zwei Spinoren sind, *mehr* leisten, als z. B. hier versucht wird mit der Annahme:

$$\psi, \hat{\psi} \quad \text{für die } \textit{Spin-Iso}\text{spinoren} \quad \phi_D(x) = \sum_{i=1}^{2} \chi_i(x) a_i$$

(direkte Produkte von Spinoren $\chi$ und Isospinoren a), d. h. in Gürsey-Form

$$\hat{\phi}_D(x) = \sum_{i=1}^{2} \hat{\chi}_i(x) a_i$$

und den *Spinoren* (symbolisch)

$$\psi \cdot a, \quad \hat{\psi} \cdot a$$

d. h. in Gürsey-Form

$$\chi_i(x), \quad \hat{\chi}_i(x).$$

D. h., eigentlich verwende ich mit $\psi(x)$, $\hat{\psi}(x)$, $\chi(x)$, $\hat{\chi}(x)$ ein ähnliches *set*, wie Sie vorschlagen, allerdings mit sehr *engen verwandtschaftlichen* Banden. Ich habe die Isospinoren *a ortsunabhängig* angesehen, so daß die 2 „Spinoren" gewissermaßen die *ortsabhängigen* Teile der 2 „Spin-Isospinoren" sind. (Vgl. dazu auch meine Bemerkungen S. 7 unten ff. in meiner früheren Arbeit.) Die starken verwandtschaftlichen Bande schränken selbstverständlich die Willkür der Lagrangefunktion ein. Was wären Ihre objections?

Prof. Heisenberg kommt morgen zurück,[6] und ich möchte mit ihm auch darüber diskutieren.

Mit ergebensten Grüßen Ihr Hans-Peter Dürr

P. S. Daß in dem Gradiententeil der Vertauschungsrelation Ausdrücke $\gamma_r$ und $\gamma_r\gamma_5$ möglich sind (vgl. Rechnung von Bludman), hängt wohl auf irgendeine Weise mit der Existenz der beiden Erhaltungssätze zusammen. Ob man die *Möglichkeit* des Einbaus von Projektionsoperatoren an dieser Stelle benutzen will, erscheint mir unwahrscheinlich. Einige *oberflächliche* Studien über die Elektrodynamik scheinen mir aber anzudeuten, daß diese Kombinationsmöglichkeit von $\gamma_r$ und $\gamma_r\gamma_5$ auch dann $\gamma_r(1 + \gamma_5\lambda_3)$ zulassen wird, was dann einen *richtigen* elektromagnetischen Ladungsstrom-Vektor abgeben wird, d. h.

$$j = \bar{\psi}\gamma_r(1 + \gamma_5\lambda_3)\psi$$

($\lambda_3$ = Vakuummatrix siehe oben; vgl. auch S. 3 hier). Doch darüber muß noch *viel* nachgedacht werden.

[1] Es liegt nur ein Brief [2944] vom 26. März vor.

[2] Wie Pauli in seinen vorangehenden Briefen [2944 und 2949] mitteilte, hatte er Dürrs Manuskript zusammen mit Stapp und Bludman diskutiert.

[3] Vgl. Heisenberg und Pauli (1958f, S. 8).
[4] Vgl. Dürr (1958).
* $Q$ = konstanter Isospinor.
[5] Vgl. Dürr (1958).
[6] Heisenberg wollte ursprünglich nur bis zum 31. März in Ischia bleiben (vgl. die Briefe [2896 und 2909]).

## [2961] Pauli an Glaser

[Berkeley], 8. April 1958

Sehr geehrter Herr Glaser!

Vielen Dank für Ihren Geisterbrief vom 31. März,[1] der mich sehr interessiert hat. Ich habe *auch* Bedenken gegen die indefinite Metrik, aber mehr in dem Sinne, daß ich nicht sehe, wie Dipolgeister oder komplexe Geister wirklich *ohne* (nicht-entartete) reelle Energiezustände mit negativer Norm *allein* bleiben können. Und sobald die letzteren auftreten, ist man „verloren". Dies könnte beim Lee-Modell sehr wohl im Sektor mit $2V$-Teilchen schon „trouble" geben, wo ich also – ebenso wie Sie – bereits Schwierigkeiten erwarte.

Bevor ich darauf eingehe, zunächst zu Ihrem Brief: Es war mir nicht klar, wo bei Ihnen die Adjunktion $\Psi^*$, zu unterscheiden von der hermiteschen Konjunktion $\Psi^\dagger$, mittels der „metrischen" $\eta$-Matrix: $\Psi^* = \Psi^\dagger \eta$ hereinkommt. Ihre Lagrangefunktionen (1) oder (16) *allein* enthalten nicht den Begriff der „negativen Wahrscheinlichkeit", *d. h., man könnte sie auch mit hermiteschen A, B* mit unitärer Metrik behandeln (dann würden sie wohl zu einem kontinuierlichen Energiespektrum Anlaß geben). Ihr Brief scheint mir nicht logisch dort, wo Sie (p. 2) eine Norm 0 „feststellen". Dort muß eine neue Definition oder *Annahme* gemacht sein. Darüber würde ich gerne eine ergänzende Erklärung von Ihnen haben.

In einem Appendix zu diesem Brief[2] gebe ich ferner die Störungsrechnung, die ich letzten Herbst gemacht habe (unabhängig von mir auch Källén) und die zeigen soll, daß man bei komplexen Geistern – bei geeigneter physikalischer Interpretation – auf *keine* Unannehmlichkeiten als Folge des zeitlichen Anwachsens der Propagatoren stößt. Als beobachtbar werden dabei nur die physikalischen Zustände positiver Norm angenommen. Bei gegebenem physikalischen Anfangs- (Zeit $t_1$) *und* Endzustand hat man daher die Nullzustände der *einen* komplexen Halbebene ($A$) frei (welcher ist willkürlich). Meine Vorschrift ist, das Problem so anzusetzen, daß die Zustände der anderen Halbebene ($B$) *weder* zur Zeit $t_1$ *noch* zur Zeit $t_2$ vorkommen. *Dann* zeigt sich, daß für $t_1 \to -\infty$ und $t_2 \to +\infty$ die physikalischen Zustände sich vernünftig verhalten. Es ist also *angesetzt*

$$C_B(t_1) = C_B(t_2) = 0. \tag{1}$$

Dann *folgt*

$$\lim_{\substack{t_1 \to -\infty \\ t_2 \to +\infty}} C_A(t_1) \to 0$$

und

$$\lim C_A(t_2) \to 0.$$

Ersetzt man $t_2$ durch $t_2 + \tau$, so gilt bei festem $\tau$ auch

$$\lim C_B(t_2 + \tau) \to 0 \quad \text{etc.}$$

Die $U$-Matrix erfüllt bei endlichem $\psi_1$, $\psi_2$

$$UU^\dagger = 1$$

für die physikalischen Zustände *allein*, dagegen nicht $U^\dagger U = 1$ (oder umgekehrt; das verwechsle ich immer). Die zweite Relation gilt nur im limes. Das *rettet* aber die *ma*kroskopische Raum-Zeitbeschreibung, d. h., solange $|E_A|(t_2 - t_1) \gg \hbar$, passiert nichts. (Bei kleinen Zeiten gibt es natürlich „trouble“.)[3]

So far so good. (Der Dipolgeist ist ein Grenzfall der komplexen Wurzeln.) Aber: ist es wahr, daß es neben diesen komplexen Wurzeln nicht *auch noch* reelle Geister negativer Norm gibt? (Ich glaube, diese Frage wird auch im Modell von Froissart[4] auftreten.) Da ist eine sehr kritische Stelle bei der Zusammensetzung zweier gleicher Systeme, ganz *unabhängig vom speziellen Modell*. (Das habe ich auch mit Feynman und Gell-Mann kürzlich in Pasadena diskutiert.)[5]

Seien also $A$ und $B$ die zwei berühmten Nullzustände, die aufeinander *nicht* orthogonal stehen mit konjugiert komplexen Energiewerten $E_A$ und $E_B \equiv E_A^*$.

Nun setze ich *zwei* solche Systeme 1 und 2 zusammen und erhalte u. a. die zwei Zustände

$$\frac{1}{\sqrt{2}}(A_1 B_2 \pm B_1 A_2)$$

beide mit der reellen Gesamtenergie

$$E = E_A + E_B = 2\mathrm{Re}\, E_A.$$

Im allgemeinen werden das Streuzustände in einem kontinuierlichen Spektrum sein. (Das Wechselwirkungspotential kann aber nun komplex werden, wobei auch allerlei passieren kann.) Nur der Zustand mit dem oberen Vorzeichen hat die Norm $+1$, der antisymmetrische mit dem Minuszeichen ist ein reeller Geist mit der Norm $-1$.

Kann man sich nun beruhigt ausruhen mit der Versicherung, daß der letztere niemals entstehen kann? *Ich bezweifle es*: Man kann sagen, bei Bose-Statistik der Systeme gibt es nur den Zustand mit Norm + 1. Aber erstens gibt es ja auch Fermionen, und zweitens gibt es in der Natur auch Partikel-Antipartikel-Systeme, bei denen bei Zusammensetzung *beide* Statistiken erlaubt sein sollten.

Es würde mich sehr interessieren, was Sie darüber meinen und wie sich das bei Ihren Modellen verhält.

Die Frage ist aber sehr allgemein, hat nichts mit Besonderheiten des Modells zu tun. Bei ($V$-$N$) oder ($V$-$V$)-Kombination im Lee-Modell wird sie auch auftreten; doch ist dieses für einen solchen Fall wegen Vernachlässigung der kinetischen Energie recht unphysikalisch.

Ich habe nun auch eher das Gefühl, daß man bei der indefiniten Metrik immer *irgendwo* „ins Wasser fallen“ wird.

Mit vielen Grüßen, unbekannterweise auch an Herrn Froissart,

Ihr W. Pauli

## Appendix zu Brief [2961]

In einem Hohlraum seien $v_k$ ($\hbar = 1$) die physikalischen Zustände positiver Norm:

$$v_A = v_0 + i\alpha \qquad (v_0, \alpha \text{ reell})$$

und

$$v_B = v_A^* = v_0 - i\alpha$$

ein Zustandspaar mit je Norm Null, jedoch

$$(A|\eta|B) = (B|\eta|A) = 1,$$

so daß

$$\sum_k |C_k|^2 + (C_A C_B^* + C_B C_A^*) = 1. \quad \text{(unabhängig von } t\text{)}.$$

Dabei

$$\psi = \sum_k C_k e^{-iv_k t} u_k + C_A e^{-iv_A t} u_A + C_B e^{-iv_B t} u_B$$

$V$ = Wechselwirkung. Schrödingergleichung

$$i\dot{C}_1 = \sum_k e^{i(v_l - v_k)t}(l|V|k)C_k + e^{i(v_l - v_A)t}(l|V|A)C_A + e^{i(v_l - v_B)t}(l|V|B)C_B$$

$$i\dot{C}_A = \sum_k e^{i(v_A - v_k)t}(A|V|k)C_k + e^{i(v_A - v_B)t}(A|V|B)C_B$$

(ich nehme einfachheitshalber $(B|V|A) \neq 0$, $(A|V|A) = (B|V|B) = 0$, ebenso $i\dot{C}_B$.

Anfangszustand $t = t_1$

$$C_1 = 1, \quad C_k = 0 \qquad \text{für } k \neq 1,$$
$$C_A \text{ unbekannt; } C_B = 0.$$

Die Störungsrechnung gibt

$$C_1(t_2) = -\frac{e^{i(v_l - v_1)t_2} - e^{i(v_l - v_1)t_1}}{v_l - v_1}(l|V|1)$$

(die Idee ist: hier sind die üblichen Resonanzen darin)

$$-\frac{e^{[i(v_1 - v_0) + \alpha]t_2} - e^{[i(v_1 - v_0) + \alpha]t_1}}{v_1 - (v_0 + i\alpha)}(l|V|A) + C_A(t_1),$$

$$C_B(t_2) = -\frac{e^{[i(v_0 - v_1) + \alpha]t_2} - e^{[i(v_0 - v_1) + \alpha]t_1}}{v_0 - v_1 - i\alpha}$$

$$-\frac{e^{2\alpha t_2} - e^{2\alpha t_1}}{-2i\alpha}(B|V|A) - C_A(t_1).$$

*Bestimme* $C_A(t_1)$ (das unbeobachtbar ist) *aus der Vorschrift* $C_B(t_2) = 0$. Gibt

$$C_A(t_1) = \frac{(B|V|1)}{(B|V|A)} \frac{2i\alpha}{v_0 - v_1 - i\alpha} = \frac{e^{[i(v_0-v_1)+\alpha]t_2} - e^{[i(v_0-v_1)+\alpha]t_1}}{e^{2\alpha t_2} - e^{2\alpha t_1}}.$$

Für $T = t_2$ für $\alpha > 0$, $T = t_1$ für $\alpha < 0$ (also $T > 0$) wird im $\lim T \to +\infty$

$$C_A = \text{const.}\, e^{i(v_0-v_1)T-(\alpha)T}.$$ [6]

Der Term proportional zu $C_A$ in $C_l(t_2)$ wird im Limes

$$\left.\begin{matrix}\alpha > 0\\ \alpha < 0\end{matrix}\right\} \mp \frac{e^{i(v_1-v_0)t}}{v_1 - (v_0 + i\alpha)} (1|V|A) \text{ const.} \text{(keine Resonanz, kein Anwachsen)}$$

[1] Vgl. den Brief [2954].
[2] Vgl. den Appendix zu diesem Brief [2961].
[3] Zusatz von Pauli: „N. B. Bei endlichen Zeiten verletzt diese Vorschrift im allgemeinen die T-Invarianz."
[4] Marcel Froissart hatte das Glasersche Modell auf komplexe Geister ausgedehnt (vgl. den Brief [2954]), aber zu einer Publikation der Ergebnisse ist es nicht mehr gekommen. Froissart machte hierzu am 6. Juni 2002 folgende Mitteilung: „Effectivement, cela me rappelle quelque chose, d'avoir travaillé quelque temps avec Glaser sur une théorie avec un espace pseudo-Hilbertien à métrique indéfinie, et qui devait éliminer – avec un peu de chance – les divergences de la théorie conventionelle. Malheureusement, je n'ai gardé de cet épisode aucun souvenir précis, ni dans ma mémoire, ni dans mes dossiers. – Le simple fait que nous n'ayons rien publié à ce sujet, car cela me marchait pas selon nos voeux, est à mon sens suffisant pour que nous ne le fassions plus maintenant, quand ce serait encore plus dénoué de sens." – Marcel Froissart (geb. 1934), einer der brilliantesten Absolventen der *École polytechnique*, war damals zur *Theory Division* von Saclay gekommen (siehe auch die Bemerkungen im Kommentar zum Brief [2954]). Es folgte 1958 ein Aufenthalt beim CERN, währenddessen er mit V. Glaser über Fragen der Quantenfeldtheorie und die analytischen Eigenschaften der S-Matrix zusammenarbeitete (vgl. die Briefe [2968, 2990 und 3005]). Zu einer gemeinsamen Publikation (vgl. die Briefe [3017 und 3021]) ist es aber nicht mehr gekommen, nachdem der Mißerfolg der Heisenberg–Paulischen Theorie feststand. Anschließend ging Froissart nach Berkeley und nach Princeton.
[5] Pauli hatte diese beiden Physiker kürzlich während seines Besuches in Pasadena gesprochen (siehe hierzu auch die Briefe [2935 und 2956]).
[6] Hier steht noch ein unleserlicher Zusatz.

## [2962] Pauli an Jaffé

[Berkeley], 8. April 1957

Liebe Frau Jaffé!

Dank für Ihren Brief vom 3. April[1] mit der Buchbesprechung, die ich sehr gut finde. Ihre Angaben über Lilith[2] habe ich an meinen Freund in England weitergeschickt.

In Sachen Heisenberg werde ich auch von Frau Cary Baynes[3] brieflich appelliert, der ich geantwortet habe.

Seit 2 Tagen ist hier, nach monatelangem Regen mit Überschwemmungen, nun endlich auch Frühling und Sonnenschein!

Nun fließt die Zeit schnell, und bald bin ich wieder in Zürich!

Viele Grüße

Stets Ihr W. Pauli

[1] Dieses Schreiben ist nicht erhalten.

[2] Nach den literarischen Ursprüngen dieses altjüdischen Zauberwesens hatte Pauli in seinem vorangehenden Brief [2946] gefragt.

[3] Cary Baynes, die Frau eines früheren Mitarbeiters von Jung, hatte Pauli im Frühjahr 1950 in Princeton kennen und schätzen gelernt (vgl. Band **IV**/2, S. 69f. und **IV**/3, S. 499). Bei der englischen Ausgabe von *Naturerklärung und Psyche* hatte sie ebenfalls eine vermittelnde Rolle gespielt (vgl. Band **IV**/3, S. 122f. und 222).

## [2963] Pauli an Källén

Berkeley, 8. April 1958

Lieber Herr Källén!

Mit der Beantwortung Ihres Briefes vom 18. März[1] habe ich mir Zeit gelassen. Als er eintraf, hatte ich bereits starken Verdacht, daß die Deutung der strange-particles mit halbzahligem Unterschied von Spin und Isospin mittels eines entarteten Vakuums – kurz gesagt – ein „Schwindel“ ist. (Unter diese Teilchen fällt ja auch $\Lambda_0$.) Ich bin nun dessen so gut wie sicher (siehe beiliegende ‚Copy‘, die hoffentlich Ihren Beifall findet).

Damit ändert sich aber die logische Situation, die unserer Kontroverse zugrunde lag, und zwar – wie mir scheint – in einer Weise, die alle beteiligten Eigensinne zufriedenzustellen erlaubt: Ich bin *einverstanden* mit dem Satz Ihres Briefes vom 18. März:

> Insbesondere scheint es mir logisch unmöglich, daß die Entdeckung von Gürsey … dazu verwendet werden kann, *aus einem einzigen Spinorfeld* mit ‚Pauli-Invarianz‘ die Welt der Elementarteilchen aufzubauen.

Meine jetzige Ansicht über ein *Ein*-Spinor-Modell mit dieser Invarianz ist folgende: aus diesem folgen *nur* Teilchen mit *ganzzahliger* (darunter Null) Differenz von Spin und Isospin. Also *folgt kein $\Lambda_0$-Teilchen, auch keines mit Ruhmasse 0*. Andererseits sind die Teilchen mit halbzahligem Spin und Isospin, die aus einem Modell mit dieser Invarianz folgen, stets *entartet* (ich sehe nun vom Elektromagnetismus ab; ob dieser überhaupt aus dem Modell folgt, weiß ich nicht). Also ist bei diesem (natürlich auch bei Bosonen) eine nicht verschwindende Ruhmasse theoretisch möglich. (Das Schwergewicht des Argumentes liegt daher meiner Ansicht nach *nicht* bei den Massen.)

Sie brauchen diesen Brief nicht zu beantworten, denn ich habe im Sinne, Ihnen demnächst über die allgemeinere Frage der komplexen Geister bei indefiniter Metrik wieder zu schreiben; und zwar kritisch über die Frage, ob sich reelle

Geister vermeiden lassen. Ich habe darüber selbst nachgedacht, und Herr Glaser hat mir inzwischen über ähnliche Fragen geschrieben.[2]

Viele Grüße Ihr W. Pauli

[Zusatz am oberen Briefrand:] Die *alten* – nicht iso-invarianten – Arbeiten Heisenbergs überlasse ich Ihnen zu beliebiger Exekution!

[1] Vgl. den Brief [2931].
[2] Vgl. den Brief [2954].

## [2964] Paulis Rundschreiben

[Berkeley], 8. April 1958[1]

*On the Isospingroup in the Theory of Elementary Particles*[2]

As essential parts of the preprint with the above title don't any longer agree with my opinion, I am forced to give up the plan to publish a common paper with Heisenberg on the subject in question.[3]

Particularly I am now convinced that the degeneration of the vacuum should not be used in order to explain the possibility of a half-integer difference between ordinary spin and isospin for some strange particles. The idea of a unification of the spinorfield seems to fail here and I believe that one should try to introduce, besides spinors with isospin 1/2, either other spinors with isospin 0, or at least one scalarfield with isospin 1/2 („Goldhaber model"),[4] in order to reach an interpretation of the elementary particles.

W. Pauli

[1] Auf einem Zettel hatte Pauli folgende Personennamen notiert, an die er die Mitteilung offenbar verschickt hatte: „Weisskopf, Landau, Källén, Enz, Lehmann, Zimmermann, Touschek, Salam, Max-Planck-Institut, Schwinger, Feynman + Gell-Mann, Cockcroft, Kroll, Goudsmit, Fierz, Lipkin, Wentzel." Auf dem Walter Thirring zugesandten Exemplar vermerkte Pauli: „Bitte im CERN verbreiten! Auch sonst, z. B. in Oberwolfach."
[2] Auf das an Enz geschickte Exemplar vermerkte er am oberen Rand: „Zirkulation → Jost → Bleuler → Thirring." – Über eine an „Drs. H. Leh- und Zimmermann" geschickte Kopie setzte Pauli das „Motto: ‚Am End waß kaner nix' (Nestroy)."
[3] Auf seine an Heisenberg gesandte Kopie des Rundschreibens schrieb Pauli: „Dies wurde an einige Physiker geschickt." Heisenberg, der zu diesem Zeitpunkt noch in Ischia weilte, erhielt die Mitteilung offenbar erst mit Verspätung, wie die folgenden am 16. April in seinem Brief an Rosenfeld enthaltenen Bemerkungen nahelegen: „Bei der Ausarbeitung der Mathematik … gibt es noch mancherlei Schwierigkeiten, und Pauli und ich sind uns noch nicht über alle Fragen einig. Aber ich bin doch im ganzen in jeder Weise optimistisch."
[4] Vgl. Goldhaber (1956). Vgl. auch den Brief [2959].

## [2965] Pauli an Jauch

[Berkeley], 9. April [1958]

Lieber Herr Jauch!

Anbei die beiliegenden CERN-Formulare, bitte schicken Sie sie bald an mich per Luftpost *nach Zürich* zurück. Sie waren begleitet von einem Zirkular, das Scherrer an alle Professoren der theoretischen Physik in der Schweiz geschickt hat. Er fragt diese (also auch mich) an, „ob Sie jemanden in Vorschlag bringen können".[1]

Viele Grüße Ihr W. Pauli

[1] Vgl. hierzu die Anm. zum Brief [3055].

## [2966] Pauli an Wentzel

Berkeley, 9. April 1958[1]

Lieber Gregor!

Dank für Deinen Brief.[2] Deine Einleitung habe ich mit großem Interesse gelesen.[3] Sie gibt Hoffnung, daß man mit Schafroth – Bardeen + Bogoljubov + Wentzel wirklich zu einem Modell für die Supraleitung kommen könnte. Ich bin neugierig auf Deine Arbeit und auf Deinen Seminarvortrag in Zürich.[4]

Bohrs leidenschaftliches, obwohl sehr altes Steckenpferd über Supraleitung[5] – das es praktisch unmöglich macht, in Kopenhagen über Supraleitung vorzutragen – ist mir nicht sehr glaubwürdig, da mir (und anderen) seine Eigenfunktionen von zu geringer Mannigfaltigkeit zu sein scheinen.

Von Schafroth kam übrigens noch ein preprint,[6] worin er, besonders in einer Fußnote, den von Dir nun beschrittenen Weg als aussichtsreich hervorhebt.

Hat die Substanz aus der Kuriositätensammlung von Matthias[7] vielleicht einen Umwandlungspunkt, mit Änderung der Gitterstruktur, bei 1 °K?

Deiner Empfehlung von Goebel,[8] für die ich danke, will ich noch nachgehen. Miss Byers ist in Stanford.[9] Für Eure an meinem Geburtstag beginnende Reise wünschen wir beide Euch alles Gute. An diesem Tage soll mir auch, wie mir offiziell mitgeteilt wurde, in Berlin die Max-Planck-Medaille verliehen werden.[10] Ich bin aber um diese Zeit hier, und nicht in Berlin. Durch die Ablehnung der Publikation mit Heisenberg (siehe Beilage)[11] habe ich sie mir nun wohl auch ehrlich verdient, während mir Heisenberg nicht ehrlich genug ist bei der Arbeit.

Ich will in eine andere Richtung als er, und er drängt mir auch zu sehr auf Publizieren, *bevor* er selbst verstanden hat, was er schreibt. Es ist sehr merkwürdig, daß ihm das Publizieren als Selbstzweck noch so wichtig ist. Ohne mich kann er es ja nun so schnell tun wie er will. (Ob ihm dann allerdings jemand glauben wird, darüber könnt Ihr alle Eure Wetten machen!)

Gürsey ist hier und arbeitet über die Frage, wieviel Felder man zur Darstellung der Elementarteilchen mindestens braucht.[12] Und ich arbeite auf einer mehr allgemeinen Basis über indefinite Metrik. Noch weiß ich nicht, ob man mit dieser

nicht doch schließlich irgendwo hineinfällt. Aber eben das möchte ich gerne herausfinden. Übrigens hat mir Glaser – ein Jugoslawe, den Du in CERN treffen wirst – über eigene Überlegungen betreffend diese Probleme geschrieben.[13]

Otto Stern geht es gut. Viele Grüße von uns an Dich und Anny

Stets Dein Wolfgang

[1] Zusatz von Wentzel: „Beantwortet 22. 4."
[2] Dieser Brief ist nicht erhalten.
[3] Pauli bezieht sich offenbar auf Wentzels Veröffentlichung (1958) über den Meissner-Effekt.
[4] Wentzel wollte Ende April in die Schweiz reisen und im Juni im Züricher Seminar über seine neue Theorie vortragen (siehe hierzu Paulis folgende Briefe [2967, 2979] an Thellung und an Schafroth).
[5] Als Pauli Anfang September 1928 Kopenhagen besuchte, war Bohr dort mit einer Theorie der Supraleitung beschäftigt. Pauli übergab daraufhin dieses Thema seinem neuen Assistenten Felix Bloch zur weiteren Bearbeitung, denn er glaubte (vgl. Band **I**, S. 495), „daß der von Bohr ... vorgeschlagene Weg zum Verständnis der Supraleitung in einer ganz falschen Richtung gelegen war!" – Siehe hierzu auch den historischen Bericht von Allen und Butler (1978).
[6] Vgl. Schafroth (1958).
[7] Der 1918 in Frankfurt geborene Physiker Bernd Theo Matthias hatte 1943 an der ETH in Zürich promoviert und wanderte 1947 in die Vereinigten Staaten aus. 1948 erhielt er an der *University of California* in San Diego eine Physikprofessur. Sein Spezialgebiet wurde die Tieftemperaturphysik (vgl. seinen 1957 veröffentlichten Aufsatz im *Scientific American* und das 1963 gemeinsam mit T. H. Geballe und V. B. Compton verfaßte Übersichtsreferat in den *Reviews of Modern Physics*).
[8] Wentzels Schüler Charles James Goebel (1930 in Chicago geboren) hatte 1956 bei ihm in Chicago promoviert und war anschließend *associate professor* an der *University of Rochester* geworden. 1970 gab er zusammen mit Freund und Nambu eine Festschrift zu Wentzels Ehrung heraus.
[9] Es handelte sich um Peierls kalifornische Mitarbeiterin Nina Byers, die 1956 als *research fellow* zu ihm nach Birmingham gekommen und jetzt wieder an das *Department of Physics* der *Stanford University* zurückgekehrt war [vgl. Byers und Peierls (1958)]. – In seiner Autobiographie [1985, S. 240] berichtete Peierls über sie folgendes: „While Pauli was visiting Birmingham, he spent an hour or so talking with her, and he said afterwards, ‚That is a very clever girl.' With Pauli's known attitude toward women theoreticians, this was a praise indeed. ... She is now a professor in Los Angeles and continues, with her students, to contribute to the new particle theories, about which she is as enthusiastic as the youngest researcher."
[10] Vgl. hierzu den Kommentar zum Brief [2983].
[11] Vgl. Paulis Rundschreiben [2964].
[12] Vgl. Gürsey (1958b).
[13] Vgl. den Brief [2954].

## [2967] Pauli an Thellung

Berkeley, 10. April 1958

Lieber Herr Thellung!

Heute werden Sie also getraut, so sende ich Ihnen beiden heute die herzlichsten Glückwünsche, auch im Namen meiner Frau;[1] es macht ja nichts, wenn diese sie erst später erreichen.

Offenbar beginnt nun ein neuer Abschnitt Ihres Lebens, wenn die junge Berlinerin in die alte Wohnung in der Forchstraße einziehen wird.[2] Möge das Rationale und das Irrationale dabei immer gut zusammenspielen!

Nun etwas Physik.

1. Fester Zustand: Wentzel hat mittels der Methode von Bogoljubov große Fortschritte gemacht in Sachen Meissner-Effekt. Er kommt schon Ende dieses Monats nach CERN und bleibt dort im Sommersemester. Bitte, richten Sie Heitler und Jost aus, ich hätte ihn eingeladen, im Juni in unserem Seminar in Zürich darüber vorzutragen (ich nehme an, alle werden damit einverstanden sein). Natürlich möchte ich gerne dabei sein. Meine time table ist: Ankunft in Zürich per Flugzeug 2. Juni. Vom 9. bis 14. Juni soll ich aber zu einem Solvay-Kongreß über ‚Evolution of the Universe' nach Brüssel.[3] Die Montage, die bleiben, sind also 16. und 23. Juni, eventuell 7. und 14. Juli. Doch vom 30. Juni bis 5. Juli ist CERN-Konferenz in Genf.[4] (Bitte, richten Sie dies alles auch Enz aus.)

Von meinem Doktorand Schlup habe ich schon lange nichts gehört.[5] Hat er sich mit Ihnen in Verbindung gesetzt? Er arbeitet ja auch über Transportphänomene.

Wie weit sind Sie selbst damit gekommen?

2. Elementarteilchen und Feldphysik: Aus verschiedenen Gründen – Fierz weiß einige Details – habe ich mich nun entschlossen, den Plan, zusammen mit Heisenberg eine Arbeit zu publizieren, aufzugeben. Nun arbeite ich in verschiedener Richtung: a) mit Gürsey (der hier ist) über Elementarteilchen (mit einfachem Vakuum und mehreren Feldern), b) über indefinite Metrik im allgemeinen (Diskussionen mit Feynman, Gell-Mann und brieflich mit Glaser).[6] Ich hoffe, mehr darüber zu wissen, wenn ich nach Zürich zurückkomme.

Hier ist seit 7. April plötzlich blauer Himmel und Frühling, nachdem es seit Februar fast ununterbrochen geregnet hat, teilweise mit katastrophalen Überschwemmungen verbunden. Nun genieße ich die zurückgekehrte Sonne.

Haben Sie die Arbeit von Hugenholtz in „Physica",[7] einem Schüler von van Hove, über Mehrkörperprobleme gesehen? Meine Atomkern-Modellgruppe[8] sollte sie studieren.[9]

Viele Grüße an Sie selbst und alle Züricher und auf frohes Wiedersehen!

Stets Ihr W. Pauli

(Aus „Mignon", letzte Strophe)[10]

Kennst du den Berg und seinen Wolkensteg?
Das Maultier sucht im Nebel seinen Weg;
In Höhlen wohnt der Drachen alte Brut;
Es stürzt der Fels und über ihn die Flut.
Kennst du ihn wohl?
Dahin! Dahin
Geht unser Weg! O Vater, laß uns zieh'n!

[1] Thellung hatte sich im vergangenen August verlobt (vgl. den Brief [2716]) und wollte nun heiraten.
[2] Mit seiner Berufung an die *Universität Zürich* war der jung verheiratete Thellung wieder in seine Züricher Wohnung zurückgekehrt.
[3] Vgl. den Kommentar zum Brief [3011].
[4] Vgl. den Kommentar zum Brief [3024].
[5] Siehe hierzu auch die Bemerkung im Brief [2925].
[6] Vgl. den Brief [2954].

[7] Vgl. Hugenholtz (1957).
[8] Pauli beabsichtigte, sich im Wintersemester 1958/59 mit Kernmodellen und Mehrkörperproblemen zu befassen (vgl. den Brief [3000]), die damals vor allem in Kopenhagen bearbeitet wurden {vgl. z. B. den Handbuchartikel von Moszkowski (1957)}. Zu dieser Kernstrukturgruppe gehörte der von Pauli geschätzte Kurt Alder, der darüber im Wintersemester 1959/60 auch eine Vorlesung hielt. Kurt Alder berichtete dem Herausgeber in einem Schreiben vom 26. Januar 2002: „Nach Aufenthalten am Niels Bohr Institut und in Amerika wurde ich 1957 von Paul Scherrer als Haustheoretiker angestellt. Meine Aufgabe war es, die Experimentalphysiker zu beraten, ihnen Themen für Diplomarbeiten und Dissertationen vorzuschlagen und sie auch zu betreuen. Wegen den beschränkten Möglichkeiten des experimentellen Instituts waren es Themen aus der Kernphysik. Ich war also unabhängig von Wolfgang Pauli, obwohl ich natürlich Kontakt pflegte. Ich war frei und konnte meine Arbeitsgebiete selbst wählen. Ich war aber stark von Kopenhagen geprägt, wohin ich immer für kürzere Zeit ging. Auch mein Freund Aage Winther kam gelegentlich nach Zürich. Die erwähnte Kernstrukturgruppe bestand also aus mir allein, wenn man Aage Winther nicht mit einbezieht. – Wolfgang Pauli hielt nie besonders viel von Kernmodellen und der Schule um Aage Bohr und Ben Mottelson. Er glaubte, daß sich daraus keine fundamentalen Erkenntnisse für die Physik mehr ergeben, was ich jetzt auch verstehen kann."
[9] Siehe hierzu auch den Brief [3061].
[10] Aus Anlaß einer Griechenlandreise schickte ihm Pauli diesen Vers aus Goethes *Mignon*.

## [2968] Pauli an Weisskopf

Berkeley, 12. April 1958

Lieber Herr Weisskopf!

Ich erwarte noch Antwort auf meinen letzten Brief[1] betreffend organisatorische Fragen über die CERN-Konferenz, auch interessiert mich die Reaktion Ihrer theoretischen Gruppe* zu meiner Entscheidung, mit Heisenberg *nicht* zu publizieren. (Bitte setzen Sie meine ‚Copy'[2] in Zirkulation.) Was dieser nun tun wird, weiß ich noch nicht, er hat nun volle Freiheit ebenso wie ich.

Nun ist Gürsey hier, mit dem ich sehr gut auskomme. Er ist sehr erfinderisch, etwas formalistisch, aber sehr geschickt: er ändert etwas so lange ab, bis es schließlich geht. Sein neuester Vorschlag für einfaches Vakuum ist: *ein* Spinor, Isodublett; *ein* Spinor, Isosingulett – dieser allein hat Baryonzahl $\neq 0$ – *und* ein halber (d. h. 2-komponentiger) Spinor. Macht 5 zweikomponentige Spinoren. Zur Leptonzahl gehört eine kontinuierliche Gruppe. Die Sache sieht nun – zum ersten Mal – sehr gut aus: weiter herunterdrücken kann man die Zahl der Felder bestimmt *nicht*; vielleicht muß man sie aber doch noch vermehren.

Natürlich ist die Lagrangefunktion von Heisenberg dann ganz sinnlos, über die Wechselwirkungen im neuen Gürsey-Schema wissen wir noch nicht viel. Zunächst scheint die Gruppentheorie dann in Ordnung sowie das Verschwinden der Elektronmasse in nicht elektrischer Näherung.

Ob man in einem Formalismus, der weder Vertauschungsrelationen noch Hamiltonians vorgibt, mit Feldgleichungen (bzw. Lagrangefunktion) anfangen kann, wie Heisenberg das tut, ist mir mehr als zweifelhaft. Andrerseits haben die Herren LSZ, die solch eine neue Art von Formalismus kreieren wollten, alles ganz verdorben, indem sie die Teilchenmassen als a priori gegebene Konstanten in ihre Gleichungen einführen (‚Asymptotenbedingung'). Das ist natürlich reiner Unsinn, die Teilchenmassen müssen aus einer vernünftigen Theorie doch *herauskommen!*

Sie sehen, ich sitze bereits zwischen allen Stühlen auf der Erde.[3]

Über indefinite Metrik habe ich einen interessanten Briefwechsel mit Glaser, dem ich alles geschrieben habe, was ich weiß.[4] Inzwischen wird er ja wohl geantwortet haben.

Darauf bin ich sehr neugierig, aber ich *fürchte*, daß er und Froissart bei ihrem Aufwärmen der alten Uhlenbeck-Pais-Modelle (Physical Review **79**, 145, 1950)[5] einen *prinzipiellen Fehler* gemacht haben. Denn in der Form der Lagrangefunktion und in den Vertauschungsrelationen allein kann nie schon die Metrik enthalten sein: Die Adjunktion muß mit der Forderung im Einklang sein, daß die Hamiltonian selbstadjungiert ist, und die Metrik folgt aus der Verknüpfung der Adjunktion der Operatoren mit der Hermitezität.

Wenn man *zum Beispiel* eine Lagrangefunktion anschreibt[6]

$$L = -\frac{1}{2i}\{\partial_\mu A \partial^\mu A + (\mu^2 - i\tau^2)A^2 - \partial_\mu B \partial^\mu B - (\mu^2 + i\tau^2)B^2\} \quad (\mu, \tau \text{ reell})$$

und hinzufügt $B = A^*$, so kommt alles darauf an, was $A^*$ bedeutet. Bedeutet das, wie üblich, das Hermitesch-Konjugierte, sagen wir $A^H$ von $A$ (und nicht etwas Komplizierteres wie $\eta A^H \eta^{-1}$, wobei man $\eta$ angeben muß), so *ist* die Metrik *bereits als unitär fixiert.*

In diesem Fall tritt aber die alte Analyse von Uhlenbeck und Pais in Kraft: die Energie hat ein kontinuierliches Spektrum von $-\infty$ bis $+\infty$, *es gibt kein Vakuum*. Aber den Wahrscheinlichkeiten passiert nichts, die bleiben brav positiv definit. (Ein ähnlicher Fall in meinem Pisa-Bericht,[7] erschienen 1955.)

Es ist natürlich wesentlich, wie die Eigenfunktionen sich im Unendlichen verhalten. Hat man in den hermiteschen Funktionen rein imaginäres $x^2$, so ist das asymptotische Verhalten oszillatorisch $\sim e^{\pm i\frac{1}{2}x^2}$,** und die Quadratintegrierbarkeit verlangt kontinuierliches Spektrum. (N. B. die Hamiltonian $\frac{1}{2}(p^2 - \omega_0^2 q^2)$ ($\omega_0$ reell) ist ja elementare Wellenmechanik.)

Sie sehen, mein Mißtrauen gegen die „Experten" ist ungeheuer, ich will natürlich nicht fortwährend durch deren Kohl aufgehalten werden. Immerhin gab ich Glaser eine Chance, sich zu rechtfertigen – vielleicht kann er in $A^* = \eta A^H \eta^{-1}$ irgendein passendes $\eta$ erfinden; in seinem Brief an mich[8] steht das aber *nicht*! Doch bin ich im Moment recht skeptisch über seinen Ansatz.

Mit Feynman und Gell-Mann kam ich sehr gut aus, und besonders gut mit Gürsey. Auch zwei jüngere Leute hier, Stapp und Bludman, waren mir oft sehr nützlich. Allmählich komme ich in die Elementarteilchen-Spekulationen der Theoretiker hinein. Die Arbeit von Schwinger (1957)[9] ist mir auch nützlich, doch glaube ich, daß man (bzw. Gürsey) es besser machen kann.

---

Schon lange wollte ich Ihnen auch über Biologie schreiben. Jetzt endlich komme ich dazu. Hier ist ein Herr Robley *Williams*, der ikosaederförmige Viren züchtet und in den Fragen der biologischen Evolution gar nicht dogmatisch ist.[10] Er sagte mir, daß auch *Wigner* bei der Abschätzung der Zeitskala der Evolution in Schwierigkeiten gekommen ist. Dieser hat aber darüber nichts publiziert, und ich wüßte gerne Einzelheiten. Wissen Sie etwas über Wigners Überlegungen?[11]

In Pasadena war Max Delbrück sehr eager, mich zu sehen (er kam sogar in meine lecture!), und ich war auch einmal am Abend bei ihm eingeladen. Die 2 Kinder sind sehr nett.[12]

In Sachen Evolution ist bei ihm nichts zu machen, ein paar Experimente über Bakterien, die sich Phagen gegenüber als resistent erweisen, genügen ihm gegenüber der gesamten Natur. *Aber* …, er schrieb eine sehr merkwürdige Arbeit „Atomic Physics in 1910 and Molecular Biology in 1957".[13] Es ist eine Vorlesung, die er (Delbrück) im Anschluß an Bohr im November 1957 im M.I.T. gehalten hat.[14] Er versucht darin, den Bohrschen Standpunkt, daß die Biologie sich im Prinzip *nicht* aus der Physik ableiten lasse – und zwar, weil ein Komplementaritätsargument ins Spiel kommt – an konkreten Beispielen zu erläutern. Insbesondere zieht er in Betracht, daß die Bedingungen der chemischen DNA-Analyse und der genetisch-biologischen Analyse (in kleinen atomaren Distanzen) komplementär sein könnten (im Reproduktionsvorgang „replications" der Vermehrung).

Delbrück ist ja sehr emotional, und es schien ihm plötzlich irgendwie zu schaudern vor dem Gedanken, das Leben sei „nichts als" komplizierte Wellenfunktionen. (Mit gerichteten Mutationen und Evolution hat das aber bei ihm zunächst *nichts* zu tun.) Kennen Sie seine Arbeit? (Wenn Sie sie *nicht* haben, kann ich Ihnen gerne meine Kopie leihen, bis ich nach Europa zurückkomme.) Die Sache scheint ihm sehr am Herzen zu liegen, und *deshalb* wollte er mich, qua Physiker, auch so gerne sprechen. Als wir seine Arbeit diskutierten, sagte ich vor allem, wenn das wahr sei, müsse es doch noch viel mehr Konsequenzen haben. Das Beispiel sei noch zu poor. Beim Weggehen sagte er „it was wonderful" und umarmte mich fast zum Abschied. (Ich hatte ihn schon ganz anders gesehen, als er drohte fortzulaufen, wenn ich nicht das Gesprächsthema wechsle.)

Ich habe den Eindruck, daß bei Delbrück irgendein mystischer Hintergrund „konstelliert" ist – (z. B. erwähnt er p. 7 seines Manuskriptes das Leben nach dem Tod.[15] Auch sonst im Gespräch kommen manchmal vage Andeutungen darüber, aber nicht mehr).

Gerne würde ich hören, was *Sie* darüber meinen, wenn Sie die Arbeit gelesen haben.

Haben Sie längere Reisepläne *vor* der Konferenz im Juli?

Viele Grüße von Haus zu Haus Ihr W. Pauli

[1] Vgl. den Brief [2948].

[*] Ist Ferretti wieder zurück (ich lasse ihn jedenfalls grüßen) oder sind Sie jetzt der Leiter oder wer?

[2] Vgl. das Rundschreiben [2964].

[3] Zusatz von Pauli: „Z. = Zimmermann soll Ende April herkommen; aber ich fürchte, er kann mir nichts erklären." – Vgl. auch die Bemerkungen über Zimmermann in den Briefen [2956, 2992, 2996 und 3000].

[4] Vgl. den Brief [2961].

[5] Uhlenbeck–Pais-Modelle, Physical Review **79**, 145, 1950.

[6] Zusatz von Pauli: „Mit $L = -(\partial_\mu A \partial^\mu B + \mu^2 A B + \frac{\mu}{2} A^2)$ geht es genauso: sind $A$, $B$ hermitesch, so ist man schon fertig."

[7] Pauli (1956b).

[**] Die Eigenfunktion[en] werden reell: cos oder sin.

[8] Vgl. den Brief [2954].
[9] Schwinger (1957).
[10] Vgl. den im Januarheft von *Endavour* erschienenen Aufsatz von Smith und Williams (1958).
[11] Vgl. hierzu Wigner (1961 und 1970).
[12] Delbrück hatte damals einen Sohn Jonathan (geb. 1947) und eine 1949 in Pasadena geborene Tochter namens Nicola (geb. 1949).
[13] Das 24 Seiten umfassende Manuskript mit diesem Titel in Paulis Nachlaß (PLC Bi 155) ist am oberen Rande mit Delbrücks Widmung versehen: „Ein Gruß aus weiter Ferne. Jean Weigle zeigte mir Deinen Paritätsaufsatz in Experientia; hat viele Erinnerungen geweckt. Max."
[14] Es handelte sich um die sechs von Bohr im November 1957 am *Massachusetts Institute of Technology* in Boston gehaltenen *Karl Taylor Compton lectures* über „Complementarity in quantum mechanics", die Bohr später noch ausarbeiten und veröffentlichen wollte. Bohrs Assistent Aage Petersen hat ein vorläufiges Transkript dieser Vorlesungen herausgegeben, das jedoch – infolge von Bohrs schwer verständlicher Redeweise – zahlreiche Ergänzungen und Lücken enthält. Eine neu bearbeitete Fassung der letzten Vorlesung ist in Band **10** von Bohrs *Collected Works* enthalten {vgl. Bohr (1957d)}. Delbrück bemerkte dazu in einem Zusatz zu seinem oben genannten Manuskript folgendes: „The fifth of these lectures concerned the complementarity argument in relation to biology and psychology. The present author was invited by the Institute to present a seminar lecture in the *Life Sciences Division* on the day following Professor Bohr's lecture, on a subject matter related to the complementarity argument. The possible relevance of the complementarity argument to biology has fascinated me for over 25 years, but it is a question which is difficult to discuss in concrete terms. Even within physics the complementarity argument occupies a strange position. – Everybody feels that it is the key to the understanding of quantum physics and that it is so simple that everybody should be able to grasp it. Yet it is a plain fact that the most eminent physicists have argued about it for thirty years. Bohr has struggled again and again through these years to express it properly, and the formulations have changed quite drastically. Its relevance to general problems of epistemology is apparent to many, yet the comments on these aspects by many physicists have perhaps been more misleading than enlightening. Even now, the argument is an obviously unfinished business. The formulations in my text lean closely on Bohr's recent lectures. They can do no more than allude to the main points of the argument. In this respect the reader is referred to Professor Bohr's lecture, which will be published by the MIT press."
[15] Dort heißt es: „The only avenue of progress in molecular biology today, as in atomic physics then, is to develop better techniques and to do more ingenious experiments, to drive molecular biology along its traditional and possibly naive path. The difference between those who believe that this will be all plain sailing, and those who believe in the advent of an intellectual impasse to be resolved by a great revelation is like that between those who do not, and those who do, believe in a life hereafter. "

## [2969] Heisenberg an Pauli

Göttingen, 13. April 1958[1]

Lieber Pauli!

Dein letzter Brief, den ich bei der Rückkehr hier vorfand,[2] beunruhigt mich etwas. Ich glaube, Dir sagen zu müssen, daß Du in der letzten Zeit etwas falsch gemacht hast. Du bist unserer Arbeit mit der Gefühlsskala „himmelhoch-jauchzend – zu Tode betrübt" gegenübergetreten, während es sich doch einfach um eine langwierige schwierige Arbeit handelt, bei der gelegentlich Schwierigkeiten auftreten müssen, bei der man oft wochenlang „im harten Holz bohren oder meißeln" muß, bevor die richtigen Strukturen herauskommen. Es scheint mir absurd, bei der ersten Schwierigkeit, die nicht in wenigen Tagen gelöst werden kann, den Terminus ‚endgültig gescheitert' zu verwenden. Da ich nun weiß, daß Du das besser kannst, habe ich manchmal die Sorge, ich hätte

Dich in irgendeinem meiner Briefe unwissentlich verärgert, was mir sehr leid täte.

Aber ich will zunächst über die Physik schreiben. Ich habe seit meiner Rückkehr zwei längere Gespräche mit Dürr gehabt. Danach ist mein Eindruck der folgende: Die Gleichung (22) ist noch nicht in Ordnung.[3] Wahrscheinlich ist die letzte Dürrsche Fassung mit $1 + \Lambda_3$ auch noch zu einfach. Aber wir glauben jetzt einen guten Weg zur richtigen Form zu wissen, und ich hoffe, daß wir Dir darüber schon in wenigen Tagen berichten können.

Ernster ist bekanntlich die Frage: Wie trennt man den Isospin vom gewöhnlichen Spin? Dürr hat mich davon überzeugt – was Du ja auch schon schriebst – daß das Vakuum dazu ungeeignet ist. Er hat aber einen Gegenvorschlag gemacht, der mir sehr einleuchtet. Merkwürdigerweise bist Du auf diesen Gegenvorschlag in Deinen Briefen bisher nicht eingegangen. Der Vorschlag läuft darauf hinaus, die Symmetrieverminderung (durch die elektromagnetischen Kräfte) dafür verantwortlich zu machen, daß Dürrs Isospinor a (der nicht vom Raum abhängt) auch allein auftreten kann. Dieser Vorschlag ist eng verwandt mit Vorstellungen, die ich früher einmal versucht hatte, nachdem ich die Goldhaberschen 2-Feldertheorien als zu billig verworfen hatte. (Du findest einen Rest davon in der Einleitung zum Absatz 3a meiner Arbeit in Reviews of Modern Physics **29**, 277, 1957.)[4] Aber ich hatte damals keinen Formalismus zur Hand, der die Einführung des a so vernünftig leistet, wie der Dürrsche es zu tun verspricht. Jedenfalls solltest Du zu diesem Dürrschen Vorschlag ausführlich Stellung nehmen.

Die 2-Feldertheorien, die Du Dir jetzt anschauen willst, halte ich für viel weniger aussichtsreich. Sie tragen den Stempel des ad hoc Konstruierten, als einer billigen und schlechten Physik. Dabei würde man Deine und Gürseys Interpretation des Isospin wieder aufgeben, während ich aber diese Wendung als Befreiung von der unnatürlichen 2-Felderwirtschaft begrüßt hatte. Also, davon halte ich nichts.

Nun noch ein Wort zu Deinem „endgültigen Entschluß“, von dem ich sehr hoffe, daß Du ihn wegen folgender zwingender Argumente wieder revidieren wirst.

1. Du schreibst, man dürfe eine Arbeit nur publizieren, wenn man sie in allen Konsequenzen klar verstanden habe. Ich glaube, Du wirst zugeben, daß bei Anwendung dieses Prinzips weder Bohrs Arbeit über das Wasserstoffatom, noch seine Arbeit über das periodische System, noch meine Arbeit über die Quantenmechanik hätte publiziert werden dürfen. Deine Formulierung: „Beträchtliche Unsicherheiten des Prinzips der ganzen Sache“ wäre dort überall berechtigt gewesen. Dein Kriterium für die Publikationsreife wäre also dem Fortschritt der Physik abträglich und ist daher falsch.

2. Wenn Du die Arbeit nicht mitpublizieren willst, wird sie natürlich nicht gedruckt. Sie wird dann von allen Physikern (auch von uns beiden) in Zukunft als preprint der *beiden* Verfasser mit Recht zitiert werden. Damit ist aber doch gerade erreicht, was Du nicht willst: daß nämlich die Arbeit in der Form zitiert wird, in der sie – Deiner Meinung nach – nicht hinreichend vorsichtig formuliert ist. Ich glaube also, daß Deine eigenen Wünsche viel besser erfüllt werden, wenn die Arbeit im Druck mit all den Vorbehalten erscheint, die Du noch für nötig

hältst. Eben deswegen hatte ich Dich ja gebeten, die endgültige Redaktion zu übernehmen.

Also überlegs Dir nochmal; es schadet auch nichts, wenn wir mit der Publikation noch einige Wochen warten, und bis dahin hoffe ich, wird bestimmt mehr Klarheit erreicht sein.

Solltest Du persönlich mit mir in irgendeinem Punkt unzufrieden sein, so schreib mir bitte offen, was ich falsch gemacht habe. Ich hoffe es dann bessern zu können.

In alter Freundschaft Dein W. Heisenberg

[1] Zusatz von Pauli: „Eingetroffen 17.4. Kurz beantwortet 18.4. Nach 2 bis 3 Wochen wieder schreiben."
[2] Vgl. Paulis Brief [2959] vom 7. April.
[3] Diese Formel für die Vakuum-Erwartungswerte hatte Heisenberg in seinem Schreiben [2945] vom 26. März näher zu begründen gesucht.
[4] Heisenberg (1957a).

## [2970] Pauli an Touschek

Berkeley, 14. April 1958

Lieber Herr Touschek!

Ich danke Ihnen sehr für Ihren diesmal interessanten, inhaltsreichen und mich überaus befriedigenden Brief vom 8. April.[1] Liefert er doch den Existenzbeweis, daß Sie nicht immer zu spät kommen! In der Tat ist es Ihnen gelungen, sich etwas früher von der „Heisenbergsteigerei" zurückzuziehen als ich selbst.

Siehe hierzu meine letzte Zusendung, daß ich *nicht* mit Heisenberg publiziere.[2] Bitte, diese in Italien in Zirkulation zu versetzen (Cini, Borsellino, Caldirola, etc.).

Fierz kann ich allerdings auch nicht verstehen und halte seine Angabe, die Matrizen $u$ und $V$ seien bestimmt, für ebenso falsch wie den Satz auf p. 8 unten des preprint[3]

the invariance of the V.-E. (21) und (22) for ... (I) and (II) is brought about by letting the components of the vacuum participate in the transformation.

Im Gegenteil geschieht dem Vakuum bei den Transformationen (I), (II) nichts. ${}^{A}U_{A'}$ steht in (22) als ein invariantes (und nicht bestimmbares) Anhängsel *daneben*, kein Mensch weiß wozu und warum. Genug davon!

Gürsey ist jetzt hier in Berkeley und macht nun gute Fortschritte mit einfachem Vakuum und 2 1/2 Spinoren (d. h. 2 vierkomponentige und einen 2 komponentigen = 5 zweikomponentige). Davon ist *einer*, der 4 komponentige, ein Isodublett (‚Pauligruppe'), der andere ein Isosingulett – nur dieser ist *primär* ein Baryon, z. B. $\Lambda_0$ – und die $e^{i\alpha\gamma_5}$-Transformation gehört zur Erhaltung der leptonic charge. Ich hoffe, Ihnen bald mehr Informationen darüber zukommen lassen zu können. Das ist zunächst Gruppentheorie; über Wechselwirkungen wissen wir nicht viel. Heisenbergs Feldgleichungen sind dann natürlich out of the game.

An dem allgemeinen Wirrwarr sind meines Erachtens der *LSZ-Klub* und andere *Experten* sehr *mitschuldig!* Sie sind außerstande, Antworten auf irgendwelche für die Physik wichtigen Fragen geben zu können!

Da ist z. B. die Frage (die in Ihrem Brief auch auftauchte): was ist die Beziehung zwischen Feldgleichungen einerseits, Vertauschungsrelationen (bzw. Vakuum-Erwartungswerten) und Metrik andrerseits in einer quantisierten Feldtheorie? Sind erstere durch letztere bereits völlig bestimmt? Oder können beide unabhängig a priori angenommen werden?

Fragen Sie nur keinen „Experten"! Ein solcher wird Sie nur auslachen, weil Sie immer noch meinen, daß solche Fragen beantwortet werden können. (Von der Antwort auf diese Frage scheint es mir auch abzuhängen, ob Photonen aus Spinorfeldern abgeleitet werden können, und vor allem, woher die Verminderung der Gruppe beim Übergang von starken zu elektrischen Wechselwirkungen kommt.)

S. (≡ Symanzik) z. B. schrieb mir einen freundlichen langen, aber meines Erachtens inhaltslosen Brief,[4] worin er mir einen Standpunkt erreicht zu haben scheint, bei dem „*Strenge*" *mit geistigem Nihilismus identisch wird!* Nun ja, da keine (für die Physik relevanten) Behauptungen in quantisierten Feldtheorien bewiesen oder widerlegt werden können, ist es eben erlaubt, darüber beliebige Behauptungen aufzustellen. Leicht ist es ihm daher, in „Strenge" neben Heisenberg im gleichen Institut zu leben!

Von einem anderen „Expert", Herrn *Glaser*, erhielt ich einen Brief über indefinite Metrik,[5] die er dadurch aufzustellen glaubt, daß er sie – in einer mir noch nicht klaren Weise – an die alten Modelle von Uhlenbeck & Pais (Physical Review 1950)[6] anhängt. Es ist mir etwas verdächtig, und ich mußte noch einmal rückfragen. Vielleicht komme ich später noch einmal auf die Sache zurück.

Jedenfalls auf Wiedersehen in Genf! Vielen Dank für Ihre Information über den Kongreß in Palermo vom 5. bis 8. November,[7] die mir ganz neu war!

Mit herzlichen Grüßen Ihr W. Pauli

[1] Es handelt sich um ein nicht erhaltenes Antwortschreiben auf Paulis Brief [2953] vom 30. März.
[2] Vgl. Paulis Rundschreiben [2964].
[3] Vgl. Heisenberg und Pauli (1958f), „2d edition".
[4] Vgl. den Brief [2947].
[5] Vgl. den Brief [2954].
[6] Pais und Uhlenbeck (1950).
[7] Nach diesem Kongreß hatte Pauli in seinem vorhergehenden Brief [2953] gefragt.

## [2971] Pauli an Katchalsky

[Berkeley], 16. April 1958
[Maschinenschriftliche Durchschrift]

Dear Professor Katchalsky!

I read your very well meant letter[1] twice, shook my head twice and remained very sceptical. According to my opinion, „a new integration of man" or „a new

synthesis“ can never in our diversified time be reached by any organization, even if it is called „centre“, but only inside individuals as the product of their individual souls. The organization will only reflect anew the disharmony and the diversification of our time.

My imagination is insufficient to see how any „centre“ could work otherwise. Moreover I don’t believe there is anybody to create relations with „the bureaucratic machinery of the State“ (reading this, I got at once the creeps).[2] Therefore, it is my wish to stay at a safe distance outside your centre and to watch how it practically works for quite a while, before I spend any time for it.

Very sincerely yours, W. Pauli

[1] Vgl. den Brief [2957].
[2] Pauli hatte bei Sambursky Informationen über Katchalskys Vorhaben einziehen lassen (vgl. den Brief [2948]).

## *Die Neuordnung der Schweizerischen Physikinstitute*

Die durch Frauenfelders und Stähelins Initiative vom November 1956[1] angeregte Frage einer Reformbedürftigkeit der einst so erfolgreichen schweizerischen Physik, die Anfangs von einigen Hochschulfunktionären noch als eine „maßlose Übertreibung“ angesehen worden war, hatte inzwischen einer allgemeineren Diskussion Platz gemacht. Erste Schritte zu ihrer Lösung waren bereits in Gang gesetzt. Während einer Sitzung vom 9. November 1957 waren nochmals die Probleme der ETH-Physik auf der Grundlage dieses kritischen *Papiers* durch den Schweizerischen Schulratspräsidenten erörtert worden. Man beschloß, diesen Rückstand der Schweiz – insbesondere gegenüber den USA – durch eine verbesserte Ausbildung des Nachwuchses, eine flexiblere Gestaltung des Lehrsystems und eine noch stärkere finanzielle Forschungsförderung wieder wettzumachen (vgl. z. B. Paulis Gesuche [2867, 2991, 3013 und 3014]). Insbesondere sollte die Zahl der Hochschuldozenten vermehrt und die räumliche Enge durch Neubauten behoben werden.

In zahlreichen Gesprächen zwischen dem Schulratspräsidenten Hans Pallmann und den einzelnen Professoren, unter denen sich auch Pauli befand (vgl. z. B. die Briefe [2715, 2890 und 3024]), entstand schon damals der in die Zukunft weisende Plan einer nach amerikanischem Vorbild empfundenen Campus-Universität, die in der Stadtperipherie errichtet werden sollte. Diese Idee konnte allerdings erst nach Paulis Tod in den 60er und 70er Jahren auf dem Hönggerberg realisiert werden.[2]

Der auf Alexander von Muralts Vorschlag hin gegründete *Schweizerische Nationalfonds zur Förderung der wissenschaftlichen Forschung*[3] hatte den Hochschulen bereits seit 1952 die Möglichkeit geboten, zusätzliche Forscher für die Hochschule aus dem In- und Ausland anzuwerben um damit sowohl verbesserte Voraussetzungen für die Grundlagenforschung als auch für ein breiteres Forschungsspektrum zu schaffen. Doch diese Forschungsförderung

sollte jetzt durch weitere Maßnahmen zum Ausbau der Physikinstitute verstärkt werden. Insbesondere wurde dabei auch eine apparative Neuausrüstung der kernphysikalischen Laboratorien ins Auge gefaßt.[4]

Diese Umstrukturierungspläne wurden natürlich auch in der Abteilung IX für Physik und Mathematik besonders eifrig diskutiert. Der damalige Abteilungsvorstand Max Waldmeier war im Namen des Schulratspräsidenten Hans Pallmann mit einer Befragung seiner Kollegen beauftragt worden. Am 22. Februar 1958 teilte er diesem das Ergebnis mit:

„In einem Schreiben vom 6. Februar haben Sie mir von einem Gesuch der Herren Professoren Scherrer und Pauli Kenntnis gegeben und mich ersucht, in dieser Angelegenheit Ihnen die Meinung der Abteilungskonferenz mitzuteilen. Die Konferenz der Abteilung IX vom 20. Februar hat eingehend das Gesuch der Herren Professoren Scherrer und Pauli besprochen, besonders auch im Hinblick auf die komplexe Gesamtsituation der Physik an unserer Hochschule. Die Abteilungskonferenz ist sich der Dringlichkeit sowohl der Schaffung neuer Professuren wie auch neuer Arbeitsmöglichkeiten bewußt und möchte es deshalb sehr befürworten, wenn unverzüglich zwei neue Ordinariate für Physik – speziell experimentelle Kernphysik – geschaffen würden. Die Abteilung erachtet es als äußerst wünschbar, diese Stellen auszuschreiben. ...

Für die Umschreibung der Professuren möchten wir Ihnen vorschlagen: *Experimentalphysik, insbesondere Kernphysik*.

So dringlich auch die personelle und bauliche Entwicklung der physikalischen Institute der ETH ist, so möchte die Abteilung unter keinen Umständen einer überstürzten Lösung das Wort reden. ...

Der Umstand, daß der dringlich notwendige Ausbau der physikalischen Institute zeitlich ungefähr mit dem Rücktritt von Professor Scherrer und Tank zusammenfällt, läßt die ganze Situation nur noch komplizierter erscheinen. Es würde deshalb sehr begrüßt werden, wenn alle Professoren, welche am physikalischen Unterricht und der Forschung beteiligt sind, Gelegenheit haben würden, im jetzigen entscheidenden Zeitpunkt sich über die Gesamtsituation der Physik an unserer Hochschule und ihre zukünftige Entwicklung äußern könnten. Mehr als in früheren Zeiten kommt heute der Physik im Rahmen unserer Hochschule sowohl als Grundlagenwissenschaft wie auch im Hinblick auf ihre weiteren technischen Anwendungen eine fundamentale und zentrale Stellung zu. Es ist deshalb eine weitsichtige und umfassende Planung notwendig."

Daraufhin war der Abteilung IX – laut einer Aktennotiz vom 6. März 1958 für den Schulratssekretär Hans Bosshardt – der Auftrag zur Neuerrichtung von zwei Physikprofessuren erteilt worden: „Wir sollten dem Bundesrat möglichst bald die entsprechenden Anträge einreichen, damit wir hernach die Professuren ausschreiben können."

„Scherrer schrieb mir," ließ Pauli seinen Assistenten Enz in einem Brief [2890] aus Berkeley wissen, „daß ich voraussichtlich Geld bekomme für die theoretische Physik. Ich will zunächst versuchen, Gürsey (den Brookhaven-Türken) nach Zürich einzuladen." Als weitere Anwärter für einen solchen Züricher Forschungsaufenthalt hatte er auch den Mailänder Physiker Gianfausto Dell'Antonio und Henry Stapp aus Berkeley [2996] vorgesehen.

Auch die traditionelle Vorherrschaft einzelner, mit umfassenden Vollmachten ausgestatteter Forscherpersönlichkeiten, wie sie insbesondere durch Paul Scherrer und Wolfgang Pauli verkörpert schienen, sollte nun durch eine dem Zeitgeist gerechtere kollegiale Struktur ersetzt werden. Die Verantwortung sollte auf eine breitere Personengruppe verteilt sein. Dieses entsprach auch dem sich immer mehr in der modernen Großforschung durchsetzenden Trend, Individualforschung durch Teamwork zu ersetzen,[5] der sich so ausgezeichnet beim CERN in Genf als auch bei dem Ausbau der schweizerischen Reaktorforschung bewährt hatte. Zwei neue Ordinariate für Experimentalphysik sollten noch zum Wintersemester 1958/59 eingerichtet werden. An der Auswahl der hierfür in Frage kommenden Kandidaten war Pauli wesentlich mitbeteiligt (vgl. die Briefe [2715, 2735, 3008, 3053 und 3120]).

Der Versuchung Paulis, einem Ruf an die *University of California* zu folgen, wußte der sich der „Magnetwirkung" Paulis auf die Physiker voll bewußte Schulrat[6] rechtzeitig durch eine Besoldungserhöhung entgegenzuwirken (vgl. die Briefe [3084 und 3098]). Am 7. Februar 1957 war Paulis Dienstvertrag mit der ETH um zehn weitere Jahre verängert worden [2499]. Besonders aber auch die seit dem Herbst 1956 einsetzenden Reibungen mit seinem Kollegen Res Jost, der unter einer allzustarken Bevormundung durch Pauli litt, hatten im Züricher Institut für eine Vergiftung des Betriebsklimas gesorgt, dem sich Jost durch häufigere Beurlaubungen zu entziehen suchte.[7]

Über die vorübergehend pessimistische Stimmung, die sich während dieser Zeit des Übergangs in Zürich ausbreitete, berichtete auch der ehemalige Pauli-Schüler Josef Maria Jauch. Er war damals aus Iowa City mit einem Forschungsstipendium zum CERN nach Genf gekommen, um sich einen Überblick über die Lage der Physik in seiner Heimat zu verschaffen.

In einem Schreiben vom 7. Dezember 1958 teilte er seinem in den USA zurückgebliebenen Kollegen Fritz Coester seine Eindrücke mit: „The visit to Zürich was somewhat depressing. Scherrer is tired and the reigns are getting out of his hands. The struggle for power of the pretenders is bitter and will probably lead to a disintegration of the department. Instead of consolidation behind a first rate man they want to divide the institute into three, housed in three separate buildings on the Hönggerberg, so that they do not have to talk with each other any more."

Die Spannungen unter den verschiedenen Physikergruppierungen gingen sogar so weit, daß sich die beiden Scherrer-Schüler Pierre Marmier und Georg Busch weigerten, an einer Festschrift zu Scherrers 70. Geburtstag mitzuwirken.[8]

Noch deutlicher wird diese Situation in einem Schulratsprotokoll über die Lage der Physik an der ETH vom 4. Juli 1959 beschrieben.[9] Zur besseren Einschätzung des allgemeinen Hintergrundes, vor dem sich die letzte Phase von Paulis Wirken an der ETH abspielte, geben wir hier einen Auszug aus diesem Protokoll wieder:

Eine Gruppe jüngerer Schweizerphysiker in den USA (Prof. Frauenfelder, Prof. Boehm, Prof. Hochstrasser, wissenschaftlicher Attaché in Washington) kritisiert seit einiger Zeit die Physik der Schweiz und insbesondere der ETH sehr scharf. Sie verweist auf die Mediokrität eines Großteils der Schweizerphysiker, auf deren Unverträglichkeit und

Unfähigkeit zur Zusammenarbeit. Sie beanstanden, daß die ETH-Physiker keine „Götter“ neben sich haben wollten und daß sie sich aus diesem Grund auch jeder günstigen Neuorganisation der ETH-Physik widersetzten. Die Kritiker behaupten, es werde im ETH-Physikinstitut ein schädlicher Partikularismus betrieben und die Teamarbeit käme nicht auf. Wir kennen diese nicht immer ganz unrichtigen Vorwürfe aus dem Exposé I und II Prof. Frauenfelders. Am 27. Juni 1959 meldete mir ferner der schweizerische Beobachter einen redaktionellen Artikel an: „Gefährdete Wissenschaft?“, zu dem der Schulratspräsident Stellung nehmen sollte {weitere Stellungnahmen erbittet die Beobachter-Redaktion von Dr. Gygi (Escher-Wyss),[10] Direktor Sontheim[11] (Reaktor AG) und Prof. Boehm}. Der Beobachterartikel wurde von der Frauenfelder Gruppe inspiriert und auch textlich beliefert; Prof Boehm gehört bekanntlich zu dieser Gruppe.

Kollege von Moos[12] schrieb mir vor wenigen Tagen von seinem Gespräch mit Ständerat Dr. Schoch (Schaffhausen),[13] der als vom Bundesrat bestelltes Mitglied der Kommission für Atomwissenschaften (KAW) des Schweizerischen Nationalfonds an der Kritik Frauenfelders nicht vorbeigehen kann. Ständerat Schoch hält wohl die Kritik für etwas übertrieben; er glaubt aber, daß sie in manchen Belangen grundsätzlich stimmt. Ständerat Schoch machte dann zu Kollege von Moos noch die Bemerkung, daß auch der neue Delegierte für Atomfragen (Dr. Jakob Burckhardt)[14] meine, die Vorkehrungen der ETH (d. h. des Schulrates oder des Schulratspräsidenten) wären zu langsam und zu wenig systematisch.

Diese Kritiken sind ernst zu nehmen! Sie werden aber auch bei bestmöglicher Bestellung der neuen Physikprofessuren und bei bestmöglicher Organisation des neuen Physikinstitutes nicht aufhören. Es fehlt den genannten Schweizer Physikern, die seit vielen Jahren in den USA wirken, nicht am wissenschaftlichen Weitblick, aber am Sinn für das Maß und am Verständnis der schweizerischen föderalistischen Gegebenheiten, die nicht von heute auf morgen umgekrempelt werden können. Es fehlt ihnen aber auch – und das scheint mir das Schlimmste zu sein – an menschlichem Takt und psychologischem Feingefühl.

Sie provozieren durch ihr Treiben und Schimpfen bei den kritisierten Professoren eine Überempfindlichkeit, so daß ein nützliches Gespräch allmählich unmöglich wird.

Die wissenschaftliche Forschung hat sich ihrer Organisation und ihrem Betrieb nach seit dem zweiten Weltkrieg sehr stark geändert: die großen und kleinen Nationen wetteifern im Einsatz von Sach- und Personalkrediten, die Teamarbeit wird als das a und o bezeichnet. Das geschäftige Hin und Her der Forscher von einem Kongreß und Treffen zum andern ist an die Stelle der stilleren Gelehrtenarbeit getreten, der Europa die wissenschaftliche Blüte der Vorkriegsjahre verdankte. Die Forschung wird in den Großstädten zunehmend aus den Hochschulen in reine Forschungsinstitute verlegt und aus dem Engkontakt mit dem Unterricht losgelöst. Die finanzstarken Institutionen engagieren den weniger starken die Wissenschafter zu steigenden Preisen weg und je höher die Touren des Forschungsbetriebes laufen, um so mächtiger scheint das Prestige des Staates gehoben. Mit dem akademischen Börsenwert des jungen Forschers steigen bei vielen die Starallüren und die Empfindlichkeit gegen abweichende Meinungen.

Der Schweizerische Schulrat darf sich vom hektischen Getue nicht beeinflussen lassen. Er muß das richtige Maß finden. Es können und dürfen in der Schweiz die Mittel nicht zu einseitig für die Atomphysik oder die Physik schlechthin eingesetzt werden; ein Gleichgewicht zwischen den verschiedenen Forschungsrichtungen muß im Interesse unseres Landes gehalten werden. Wenn die Kritiker stets davon sprechen, die wissenschaftliche Forschung der Schweiz sei in starken Rückstand geraten, dann stimmt dies für Atomphysik und Reaktortechnik, es stimmt aber nicht für die Chemie, die Biologie, die Erdwissenschaft, etc. Es gibt noch Gebiete, wo die schweizerische Forschung in der Front liegt.

Unsere Physiker der ETH sind heute überempfindlich und sie erschweren damit sehr stark eine befriedigende Neuordnung der Professuren. Unbedachte Äußerungen Prof. Boehms, den wir seinerzeit für eine Wahl vorgesehen hatten, schufen eine geschlossene Ablehnungsfront bei Busch, Marmier und Jost. Prof. Paul kann sich so schwer für die ETH entschließen – so erklärte er mir am 26. Juni 1959 –, weil ihn die Spannungen im Physikgebäude beunruhigen. In seinem Briefe vom 27. Juni schreibt Prof. Jost (ETH), daß Prof. Paul in den letzten Monaten das Zutrauen der Kollegen im ETH-Physikgebäude vollkommen verscherzt habe. Ich habe mich postwendend nach dem „Warum" erkundigt; wahrscheinlich haben seine Kontakte mit Frauenfelder beim CERN den Stimmungsumschwung bewirkt auf den wir nicht eingehen dürfen.

Dies nur zur Skizzierung der bedauerlichen Atmosphäre im Physikgebäude, an der Prof. Scherrer nur zum Teil die Schuld trägt. Prof. Scherrer tritt auf Ende des kommenden Wintersemesters altershalber von seiner Professur zurück. Die ETH verdankt seinem Wirken sehr viel. Scherrer war ein glänzender und begeisternder Lehrer und ein Wissenschafter von hohem Rang, der auf der ganzen Welt wertvollste Kontakte pflegen konnte. Rücktritte solcher Persönlichkeiten führen oft zu Perioden der Ungewißheit und der Spannung, bis eben die Nachfolge geregelt werden kann. Bei Prof. Ruzicka (Chemie) war keine solche Tiefperiode vorhanden, weil er dem Nachwuchs, auch dem leitenden, von jeher größte Aufmerksamkeit schenkte und in mustergültiger Weise seinen Rücktritt vorbereitete.[15] Prof Scherrer hat dies versäumt und es ist tief bedauerlich, daß seine Schüler an der ETH (Busch und Marmier) sich nun gegen ihn wenden.

[1] Der vollständige Text dieses *Exposé*s ist im Kommentar zum Brief [2429] wiedergegeben.
[2] Siehe hierzu Hans H. Hauris Aufsatz (1980) über „Die bauliche Entwicklung der ETH Zürich 1945–1980".
[3] Vgl. hierzu die Agaben in Band **IV**/2, S. 430f.
[4] Hierüber unterrichtet u. a. auch eine kürzlich erschienene Studie von Tobias Wildi [2003] über die schweizerische Atomtechnologieentwicklung.
[5] Über die Unterschiede von „Individueller und kollektiver Erkenntnissuche in der modernen Naturwissenschaft" hat sich insbesondere der Heidelberger Kernphysiker Wolfgang Gentner (1961/62) häufig in eindrucksvoller Weise geäußert.
[6] So charakterisierte der Schulratspräsident – während einer Sitzung des Schulrates vom 20. Dezember 1958 – Paulis Wirkung „bei den Wahlen und Berufungen von Physikprofessoren" auf andere Physiker (vgl. Enz, Glaus und Oberkofler [1997, S. 357]).
[7] Vgl. den Kommentar zum Brief [2620].
[8] Vgl. Enz, Glaus und Oberkofler [1997, S. 408]
[9] Enz, Glaus und Oberkofler [1997, S. 409f.].
[10] Hans Gygi (geb. 1906) war Mitglied der Züricher Escher–Wyss AG.
[11] Rudolf Sontheim (geb. 1916), Direktor der Reaktor AG in Würenlingen.
[12] Ludwig von Moos (1910–1990) gehörte von 1957–1959 dem Schweizerischen Schulrat an.
[13] Kurt Schoch (geb. 1904), Ständerat des Kantons Schaffhausen.
[14] Jakob Burckhardt, Präsident der Schweizer Atomenergie-Kommission.
[15] Der aus Ungarn gebürtige Chemiker Leopold Ruzicka (1887–1976) war seit 1929 ETH-Professor für allgemeine Chemie und hatte 1939 zusammen mit Adolf Butenandt den (ihm erst im Januar 1941 in Zürich überreichten) Chemie-Nobelpreis erhalten.

## [2972] Neukomm an Pauli

Zürich, 16. April 1958
[Maschinenschrift]
*Vertraulich*

Sehr geehrter Herr Professor!

Herr Schulratspräsident Pallmann, der verreisen mußte, hat mich beauftragt, Ihnen die folgende Mitteilung und Bitte zu übermitteln:

Bekanntlich wird vom Eidgenössischen Politischen Departement erwogen, bei der Schweizerischen Botschaft in Washington die Stelle eines Attaché scientifique zu schaffen. Die Schweizerische Botschaft hat nun kürzlich dem Departement berichtet, daß für den Posten Herr Urs W. *Hochstrasser*, Dr. sc. math. ETH, in Frage komme, der sich auch dafür interessiere. Darauf hat das Departement Herrn Schulratspräsident Pallmann angefragt, wie er die Kandidatur Hochstrasser beurteile.[1]

Da Herr Schulratspräsident Pallmann selber Herrn Dr. Hochstrasser nur wenig kennt, und da dieser in seinen der Botschaft eingereichten Akten Sie als Referenzperson nennt, wäre der Herr Schulratspräsident sehr dankbar, wenn Sie ihm sobald wie möglich schreiben wollten, was Sie von der Eignung Dr. Hochstrassers für den in Betracht stehenden Posten halten.[2] Dabei wäre es dienlich, wenn Sie sowohl über die persönliche (intellektuelle und charakterliche) Veranlagung und Eignung des Kandidaten Angaben machen wollten, wie über seine fachlichen Kenntnisse und Fähigkeiten – im Verhältnis zu den Anforderungen des Postens.

Herr Schulratspräsident Pallmann bedauert, Sie in der Sache bemühen zu müssen. Für Ihren Bericht, dem er mit besonderem Interesse entgegensieht, dankt er Ihnen zum voraus bestens. Zudem läßt er Ihnen bezüglich Ihrer Mitteilungen melden, daß er diese streng *vertraulich* behandeln wird, wie er auch Sie bittet, die ganze Angelegenheit konfidentiell behandeln zu wollen.

Genehmigen Sie, sehr geehrter Herr Professor, den Ausdruck meiner vorzüglichen Hochachtung H. Neukomm

Kanzlei des Schweizerischen Schulrates

P. S. Herr Hochstrasser hat von 1944 bis 1958 an der ETH Physik studiert (Diplomarbeit unter Ihrer Leitung)[3] und hier 1954 promoviert mit einer Arbeit über die Methode der konjugierten Gradienten (unter der Leitung von Herrn Prof. Stiefel).[4]

Zur Zeit hält sich Dr. Hochstrasser in Lawrence/Kansas, 604 Kentucky Street auf. Er ist an der University of Kansas als Associate Professor of Mathematics tätig.

[1] Hochstrasser wurde daraufhin Wissenschaftsattaché der Schweizerischen Botschaft in Washington.
[2] Pauli beantwortete das Schreiben am 20. April (vgl. den Brief [2976]).
[3] Urs Hochstrasser (geb. 1926) hatte 1948 mit einer theoretischen Untersuchung des magnetischen Elektronenmomentes bei Pauli diplomiert. Zusammen mit Schafroth hatte er auch eine von Pauli im Wintersemester 1950/51 gehaltene Vorlesung über *Ausgewählte Kapitel aus der Feldquantisierung*

ausgearbeitet, die dann von dem *Verein der Mathematiker und Physiker an der ETH* als Begleittext zu den Vorlesungen herausgegeben wurde.
[4] Eduard Stiefel (1909–1978) war ETH-Professor für angewandte Mathematik.

## [2973] Pauli an Heisenberg

Berkeley, 18. April 1958

Lieber Heisenberg!

Nachdem die Publikationsfrage von mir endgültig in negativem Sinn entschieden ist, kann ich mich in Beantwortung Deines Briefes vom 13.[1] kurz fassen.

Was mich in Deinen Briefen vielleicht „verärgert" hat und was Du meines Erachtens „falsch gemacht" hast und *immer noch* falsch machst, ist gar nichts anderes als eben jener Drang von Dir nach Publikation. Er begann bereits im Januar und dauert immer noch fort. Mit Deiner anderen Idee einer „langwierigen, schwierigen Arbeit", mit „im harten Holz bohren oder meißeln"[2] bin ich 100% einverstanden, falls diese Aktivität *nicht* mit einem Drang nach Publikation (oder gar nach Publizität?) verbunden ist.

Für mich war es eine sehr interessante Zeit, in der ich viel Physik gelernt habe. Meine jetzige Meinung ist, daß – angesichts der wirklichen Struktur der Elementarteilchen – *Feldgleichungen wie*

$$\gamma_\nu \frac{\partial}{\partial x_\nu}\psi \pm l^2 \gamma_\mu \gamma_5 \psi (\psi^\dagger \gamma_\mu \gamma_5 \psi) = 0$$

{preprint (33)}, *überhaupt nichts mit der Natur zu tun haben!*

In den Ideen von Dir mit Dürr, von denen Du schreibst, ist gar kein Grund mehr vorhanden, warum Dürrs Spinor *a* nicht *auch explizite* in den Feldgleichungen vorkommen soll. Es ist sozusagen (ad hoc) $\infty$-Physik, da der abgelöste Spinor *a* zu unendlich vielen Feldern äquivalent ist. Diese Heisenberg-Dürr-Ideen sind *nicht mehr meine* Ideen. Der Isospinor *a* zeigt meines Erachtens *wiederum das Versagen* der Idee der Vereinheitlichung der Felder von einer anderen Seite.

Nun die Publikationsepisode vorüber ist,* die Probleme der Physik jedoch geblieben sind, möchte ich Dir nicht mehr *so häufig* schreiben wie bisher. Doch dürfte es nützlich sein, in etwa 2 bis 3 Wochen wiederum einen brieflichen Gedankenaustausch stattfinden zu lassen über die Schwierigkeiten (ich erwarte solche!), die einerseits Gürsey und ich, andererseits Dürr und Du auf unseren Wegen getroffen haben werden.

Ich halte es für möglich, daß man auf dem Niveau der speziellen Relativitätstheorie und beim jetzigen Stand der quantisierten Feldtheorien in der Theorie der Elementarteilchen um ad hoc-Annahmen überhaupt nicht herumkommen kann. Von einer Einsicht in die „richtige mathematische Struktur" scheinen wir noch sehr weit entfernt.

Begib Dich *nicht* in ein Abhängigkeitsverhältnis von mir und sei herzlich gegrüßt von Deinem W. Pauli

[Zusatz am oberen Briefrand:] Einerseits bedauere ich die Existenz des preprint, andererseits hat sie für mich den Vorteil, daß ich – auf dieses konkrete Objekt hinweisend – sagen kann: „*Das* glaube ich alles *nicht mehr*!“ Sonst könnte ich auch das nicht.

[1] Vgl. den Brief [2969].
[2] Diese Bemerkungen hatte Heisenberg in seinem erwähnten Brief gemacht.
* Falls *Du* so stark an obige Feldgleichungen von *einem* Spinor glaubst wie einst ans H-Atom, rate ich Dir, sie *ohne mich* zu publizieren.

## [2974] Pauli an Enz

Berkeley, 19. April 1958[1]
[Maschinenschriftliche Durchschrift]

Lieber Herr Enz!

Dank für Ihren Brief vom 15.[2]

Mit der Übernahme der Instituts-Neubauangelegenheit durch Marmier bin ich sehr zufrieden.[3] Es war mir hauptsächlich darum zu tun, daß da kein Termin durch meine Abwesenheit versäumt wird. Wenn Jost auf einen Assistent hofft und für ihn ein Zimmer haben will, soll es mir auch recht sein (in seinem Brief an mich vom 21. Februar war davon nichts erwähnt).[4] Ich hoffe aber, daß dort nicht reine Funktionentheorie, sondern theoretische Physik gemacht werden wird. Auch wäre es wünschenswert, wenn Jost von seinen Reisen nach Kopenhagen und Oberwolfach[5] Anregungen in Physik nach Zürich bringen würde. Nachdem Jost seinen Aufenthalt in Zürich so gut mit seiner CPT-Arbeit begonnen hat, brachte er keine weiteren wissenschaftlichen Anregungen. Ich selbst glaube einen berechtigten Anspruch auf solche nun zu haben, da ich wohl an die jüngere Generation im Laufe einer nun langen Zeit schon recht viel gegeben habe. Natürlich vergleiche ich diese – besonders die Professoren unter ihnen – nicht mit meiner jetzigen Produktivität, sondern mit meiner eigenen in demjenigen Alter, das etwa gleich ist dem jetzigen der betreffenden Herren.[6]

Im Moment bin ich mit Gürsey damit beschäftigt, etwas – hauptsächlich gruppentheoretisch – darüber herauszufinden, *wieviel* Felder man für die Elementarteilchen mindestens braucht. Ferner findet ein Briefwechsel mit Glaser über indefinite Metrik statt.[7]

Zum LZS-Klub bin ich mindestens ebenso kritisch eingestellt wie zu Heisenberg (dieser will nun, in etwas maskierter Form, mit $\infty$ vielen Feldern arbeiten; aber ich sehe keinen Grund mehr anzunehmen, daß eine Feldgleichung wie preprint (33) etwas mit der Natur zu tun hat).[8] Ich glaube, die beiden bedingen sich irgendwie gegenseitig (siehe auch meine Briefe an Fierz).[9]

Symanzik, der mir einen langen, freundlichen Brief schrieb,[10] hat einen ganz merkwürdigen Standpunkt, bei welchem nämlich ‚Strenge‘ mit geistigem Nihilismus identisch ist. Das geht etwa so: „Behauptungen in quantisierter Feldtheorie, die mit Physik etwas zu tun haben, lassen sich – ‚strenge‘ – weder beweisen noch widerlegen. Also ist es für die ‚Strengen‘ möglich, mit ganz

beliebigen Aussagen dieser Art in Frieden zu leben, da sie ja doch nichts darüber zu sagen haben. Sie sollen sich darauf beschränken, diejenigen auszulachen, die noch glauben, daß es interessante Fragen gibt, die sich beantworten lassen".

II

Das halte ich etwa für die komplementäre Seite des Max-Planck-Institutes in Göttingen. (Zeigen Sie das, bitte, Jost. Ich bin bestimmt *nicht* der Ansicht, daß das *sein* Standpunkt sei.) Aber diese Mentalität, die ich für gefährlich halte, findet sich – natürlich mehr oder weniger extrem – auch außerhalb desselben.

Nun noch eine bürokratische Sache. Sie wissen wohl (N. B. Fräulein Schmid weiß auch Details) von dem Gesuch nach Bern um Geld für die theoretische Physik, damit ich Theoretiker nach Zürich einladen kann. Scherrer schrieb mir vor längerer Zeit, Ende März sei eine Sitzung und mein Gesuch werde bestimmt bewilligt. Bis heute habe ich offiziell *nichts* darüber gehört![11] *Was glauben denn diese Bürokraten eigentlich?* Wenn man Leute einladen will, muß man das *beizeiten* tun (ist das den Herren in Bern etwa unbekannt?). Für das Wintersemester 58/59 werde ich nun pessimistisch. Für das Sommersemester 59 sollte man sich aber auch *schon jetzt* umsehen! Ich brauche also Hilfe der Physiker gegen die Lümmelhaftigkeit (mich ohne Nachricht zu lassen; sie kennen meine Adresse) und Inkompetenz der Bürokraten (ich weiß nicht, in welchem Amt sie sitzen).

Ob Scherrer erreichbar ist, weiß ich nicht. Könnte Fräulein Schmid Herrn D. W. Sciama, Trinity College, Cambridge (England)[12] schreiben, daß ich in Berkeley bin und erst am 2. Juni zurückkomme? (Er wollte mich in Zürich treffen.)

Herzlichen Dank im voraus und viele Grüße Ihr W. Pauli

[Postscriptum am Briefkopf:] Curtius hat mir geschrieben. Das wird schwer gehen. Von Bleuler weiß ich nur, daß er gestern noch nicht in Stanford war.[13]

Viele Grüße von Haus zu Haus W. Pauli

[1] Auch abgedruckt bei Enz, Glaus und Oberkofler [1997, S. 315].
[2] Dieser Brief sowie die meisten anderen Schreiben von Enz *an* Pauli sind nicht erhalten.
[3] Siehe hierzu den Kommentar zum Brief [2972].
[4] Die Briefe aus der Korrespondenz mit Jost, soweit sie sich im Besitz der Witwe Franca Pauli befanden, wurden in ihrem Auftrage nach ihrem Tode durch ihre Haushälterin Hilde Mutschler vernichtet.
[5] Vgl. hierzu auch den Kommentar zum Brief [2608].
[6] Zusatz von Pauli mit Bleistift: „wobei aber die Lage in der Physik auch zu berücksichtigen ist."
[7] Vgl. die Briefe [2954 und 2961].
[8] Pauli bezieht sich auf die Formel (33) des *Preprints* der Arbeit von Heisenberg und Pauli (1958f).
[9] Vgl. die Briefe [2956 und 2958].
[10] Vgl. den Brief [2947].
[11] Am 12. Mai 1958 wurde Pauli von dem *Schweizerischen Nationalfonds* unterrichtet, daß ihm aufgrund seines Antrags [2867] vom 13. Februar „zur Anstellung fortgeschrittener Mitarbeiter für Arbeiten in theoretischer Physik ein Betrag von Fr. 30.000.– für 1 Jahr gewährt" worden sei (vgl. den Brief [2991]).
[12] Der britische Physiker Dennis William Sciama (1926–1999), der nach seiner Promotion 1953 als Lecturer am *Trinity College* der Universität von Cambridge wirkte, hatte sich damals unter

dem Einfluß von Hoyle, Bondi und Gold der Astrophysik und Kosmologie zugewandt. Weitere Einzelheiten über seinen wissenschaftlichen Werdegang findet man in dem bei Lightman und Brawer [1990, S. 136–153] wiedergegebenen Interview.

[13] Wie Pauli in den Briefen [2980 und 2982] vom 22. und 24. April mitteilte, war Konrad Bleuler inzwischen zu Besuch in Berkeley gewesen.

## [2975] Pauli an Thirring

Berkeley, 19. April 1958

Lieber Herr Thirring!

Dank für Ihren Brief.[1] Wie Sie aus beiliegender Kopie sehen werden, bin ich aus dem Heisenberg-Zug ausgestiegen.[2] Was er jetzt mit Dürr versucht, gefällt mir übrigens auch nicht.

Ihr Brief kommt sehr gelegen, da ich eben zusammen mit Gürsey (der nun hier ist) versuche herauszubringen, wieviel Felder man mindestens braucht. Ich hoffe, bald darauf zurückkommen zu können. An Ihre Ladungskonjugation R dachte ich schon, bisher hatte ich aber Ihre Relationen $\{R, N\} = [R, T] = 0$ nicht benützt.

Sehr fundamental ist sicher die unter Umständen halbzahlige Differenz von gewöhnlichem Spin und Isospin. Also ich hoffe bald, mit Gürseys Hilfe, das richtige u zu wissen.

Mit Glaser hatte ich eine interessante Korrespondenz über indefinite Metrik.[3] Zuletzt habe ich ihm am 8. April nach CERN geschrieben[4] (eine andere Adresse von ihm habe ich nicht), bis jetzt habe ich aber noch keine Antwort. Er will in die alten Uhlenbeck-Pais-Modelle, in einer mir noch nicht klaren Weise, eine indefinite Metrik einführen, so daß man harmonische Oszillatoren mit konjugiert komplexen Wurzeln (oder eine reelle Doppelwurzel) für die Frequenz bekommen kann. Aber eben da ist ein dunkler Punkt, weil seine – uns wohlbekannten – Hamiltonians die *unitäre* Metrik jedoch ohne Vakuum ($-\infty \leq E \leq \infty$) zulassen.

Ich habe auch an Weisskopf nach CERN verschiedene Fragen geschrieben,[5] vielleicht ist er auch verreist. Ich weiß nicht, wo die Herren sind, noch weiß ich, ob Ferretti wieder in Genf ist.

Fahren Sie nach Oberwolfach? Wenn nicht, schicken Sie, sonst bringen Sie, bitte, beiliegende Widmung dorthin,[6] „Humbug“ kann sich *sowohl* auf unphysikalische Voraussetzungen als auch auf unsaubere Mathematik beziehen. (Ersteres geht die „Strengen“ an. Herr Glaser möge es auch beachten; aber der LSZ-Klub ist mitgemeint.) Die Reaktion von Princeton auf solche und ähnliche Sprüche von mir ist, daß jeder sagt: „I am *no* expert.“[7] Ich erwarte natürlich dieselbe Reaktion in Oberwolfach.

Nun noch eine Bemerkung zur indefiniten Metrik (habe das auch schon Glaser geschrieben).[8] Bei der Zusammensetzung zweier gleicher Systeme 1 und 2 mit konjugiert komplexen aufeinander nicht orthogonalen Nullzuständen $a$ und $b$ (Eigenfunktionen $A$ und $B$, Energien $E_a$ und $E_b = E_a^*$) habe ich Angst: Betrachte die Zustände $\frac{1}{\sqrt{2}}(A_1 B_2 \pm B_1 A_2)$, Energie $E = E_a + E_b = 2\mathrm{Re}\, E_a$ ist

*reell*, der obere hat die Norm $+1$, der untere aber die Norm $-1$. Nun weiß ich nicht, ob man den unteren [immer][9] ausschließen kann. Nicht nur gibt es Fermionen, sondern auch Teilchen-Antiteilchen-Systeme, wo *beide* Symmetrien vorkommen können. Was meinen Sie?

(Schade, daß Glaser nicht schneller antwortet, inzwischen wird aber vielleicht etwas kommen.)

Ihrem Vater habe ich – bald nachdem Sie abgereist waren – noch einen Geburtstagsbrief nach Kitzbühel geschrieben.[10]

Viele Grüße Stets Ihr W. Pauli

P. S. Feynman und Gell-Mann (die nun neuerdings als eine Art Zwillinge auftreten) (ich war Anfang April in Pasadena) waren interessiert an den allgemeinen Fragen der indefiniten Metrik und auch hilfreich bei der Diskussion des obigen Kompositionsproblems.

Fierz hat mir viel geschrieben.[11] Ich fand seine Psychologie großartig, seine Mathematik aber schwach. (Können Sie ihm ausrichten.) Schade, daß es bei seinem Zwillingsbruder Heinrich nicht umgekehrt ist.[12]

## Anlage zum Brief [2975]

### Widmung an die Tagung der theoretischen Physik in Oberwolfach

April 1958

Süß wie Honig entströmt dem Mund des Experten der Humbug,
Fern vom Grund der Physik scheint er als bläulicher Dunst.

W. Pauli

[1] Dieser Brief ist nicht erhalten.

[2] Vgl. das Rundschreiben [2964]. – Am gleichen Tag soll Heisenberg auf eine Anfrage der *Physikalischen Blätter* {vgl. Band **14**, S. 239 (1958)} folgende Auskunft gegeben haben: Es „werde noch einige Zeit vergehen, bis die Arbeit in einer der üblichen Fachzeitschriften erscheinen könne. Er und Pauli seien sich noch nicht in allen Punkten einig. Die Klärung in den Einzelheiten der Mathematik erfordere Zeit, besonders da die Korrespondenz mit Pauli zwischen Berkeley und Göttingen geführt werden müsse."

[3] Vgl. den Brief [2954 und 2961].

[4] Vgl. den Brief [2961].

[5] Vgl. den Brief [2968].

[6] Vgl. hierzu auch die *Widmung* [2975], die Pauli zu dieser Ende April 1958 stattfindenden Veranstaltung schickte.

[7] Zusatz von Pauli: „Mein *Expert* wird allmählich eine Witzfigur wie der Graf Bobby oder die Frau Pollack." Sebastian Grill [1952] hat die über diese beiden „Witzfiguren" kursierenden *Geschichten aus dem alten Wien* gesammelt und herausgegeben.

[8] Vgl. den Brief [2961].

[9] Hier steht im Manuskript ein unleserliches Wort.

[10] Vgl. den Brief [2934].

[11] Von Fierz Briefen ist nur ein Schreiben [2821] vom 3. Januar 1958 erhalten, in dem jedoch die Problematik der indefiniten Metrik nicht näher erwähnt ist.

[12] Fierz' 1984 verstorbener Zwillingsbruder Heinrich Karl war Psychiater an einer Privatklinik in Kreuzlingen (vgl. auch Band **IV**/3, S. 635).

## [2976] Pauli an Pallmann

Berkeley, 20. April 1958[1]
[Handschriftlicher Entwurf]

Sehr geehrter Herr Präsident!

Zur Anfrage von Herrn Dr. Neukomm über die Eignung von Dr. Urs W. Hochstrasser zum Posten eines Attaché scientifique bei der Schweizerischen Botschaft in Washington[2] möchte ich folgendes sagen.

Ich kenne Herrn Hochstrasser von der Zeit seines Studiums an der E.T.H. als einen intelligenten, freundlichen und aufrichtigen Menschen von angenehmen Umgangsformen. Seine wissenschaftliche Begabung war nur mittelmäßig und für theoretische Physik nicht ausreichend. Wie weit er über die neueren Entwicklungen in der Physik orientiert ist, ist mir nicht bekannt. Doch könnte er sich die für den Posten in Washington nötigen Kenntnisse dieser Art wohl verschaffen, so daß eine Kandidatur wohl ernst zu nehmen ist.

Mit vorzüglicher Hochachtung [W. Pauli]

[1] Dieses Schreiben wird auch bei Enz, Glaus und Oberkofler [1997, S. 316] zitiert. Wie dort angegeben, leitete der Schulratspräsident diese Mitteilung am 1. Mai an das *Eidgenössische Politische Department* weiter.

[2] Vgl. das Schreiben [2972] und die dort gegebenen Hinweise auf Hochstrassers wissenschaftlichen Werdegang. – Hochstrasser machte später eine brilliante Karriere im Bereich der Forschungspolitik und wurde schließlich zum Direktor des *Schweizerischen Bundesamtes für Wissenschaft und Forschung* in Bern ernannt.

## [2977] Heisenberg an Pauli

Göttingen, 20. April 1958[1]

Lieber Pauli!

Heute will ich Dir nur einen kurzen Lagebericht schicken, obwohl ich noch keine festen Resultate mitteilen kann. Dürr hat jetzt nach dem Verfahren, das ich in meinem ersten Brief aus Ischia[2] Dir schrieb, die Gleichungen (21) und (22) nachgerechnet. Schlieder kontrolliert jetzt die Rechnungen, während Dürr für acht Tage nach Oberwolfach fährt.[3] Es hat sich herausgestellt, daß auf der rechten Seite sehr viele verschiedene Vorzeichenfunktionen auftreten, nämlich (in Dürrs Formalismus):

$$\Sigma_3,\ \Lambda_3,\ \gamma_5,\ \frac{p_\mu \gamma_\mu}{\sqrt{p^2}}$$

Es treten Projektionsoperatoren auf (etwa von der Form $1 + \Sigma_3 \Lambda_3 \gamma_5$, und zwar wahrscheinlich in (21), nicht in (22), aber an dieser Stelle rechne ich noch mit möglichen Rechenfehlern. Ich schreibe Dir das Resultat erst, wenn es mehrfach kontrolliert ist. Wichtiger ist im Moment, welche Voraussetzungen in die (dann eindeutige!) Rechnung eingehen: Es ist dies

1. unsere Quantenzahlentabelle und ihre Darstellung im Dürr-Formalismus

2. das Gürseysche Gleichungspaar

$$\gamma_\nu \frac{\partial}{\partial x_\nu} u = kw \text{ und } \gamma_\nu \frac{\partial}{\partial x_\nu} w = ku.$$

3. die Annahme, daß man in der nichtelektrischen Näherung für (21) und (22) nur die Protonen, Neutronen, Elektronen und Neutrinos braucht.

Wenn man mit diesen Voraussetzungen sozusagen stumpfsinnig losrechnet, muß natürlich die Isoinvarianz in Ordnung sein.

Sobald diese Rechnung (in die die Lagrangefunktion oder Wellengleichung *nicht* eingeht) einwandfrei durchgeführt ist, gibt es drei sehr interessante Kriterien für die innere Konsistenz unserer Theorie.

1. Man untersuche nach dem alten Verfahren mit Ascoli[4] die Wechselwirkung mit dem Maxwell-Feld. Es muß dann *herauskommen*, daß es jeweils ein geladenes und ein neutrales Nukleon und Lepton gibt. (Hier kann man nichts mehr hineinstecken, das muß von selbst richtig sein!) Diese Prüfung sieht bisher sehr günstig aus, da der Projektionsoperator in (21) schon sehr viel Ähnlichkeit mit dem Ladungsoperator hat.

2. Die starke Wechselwirkung der Leptonen muß verschwinden. Auch das muß der Projektionsoperator leisten. Yamazaki hat die Rechnungen dafür vorbereitet, wartet aber jetzt auf die endgültige Form von (21) und (22).[5]

3. Die Tamm-Dancoffmethode muß jetzt zu einer Eigenwertgleichung führen, die Baryonen und Leptonen zugleich enthält. Die Form dieser Gleichung folgt schon aus unserer früheren (Mitter-Kortel-) Arbeit.[6] Es muß

$$(J_\mu \gamma_\mu) f(J^2) = 0$$

herauskommen. Auch das wird sich zeigen.

Ich hoffe, die Klärung dieser Fragen wird nicht mehr allzulange dauern. Aber ich sehe, daß die mathematische Durchführung unseres Programms doch sehr viel mühsamer ist, als ich anfangs dachte. Das schadet nichts, und da wir jede Woche ein Stück vorwärtskommen, bin ich in jeder Weise optimistisch.

Hinsichtlich der strange particles halte ich einstweilen die Dürrsche Vorstellung, daß sie erst durch die Symmetrieverminderung entstehen, für am meisten aussichtsreich. Vielleicht fällt einem auch noch etwas Besseres ein. Den Vorschlag, einfach von Anfang an zwei oder mehr Funktionen verschiedener Symmetrieeigenschaften einzuführen, halte ich für viel zu billig. Er widerspricht völlig dem Geist Deiner und Gürseys Interpretation des Isospins und führt nur in ein Chaos von willkürlichen Möglichkeiten, aber nicht zur Erklärung der Massen der Elementarteilchen.

Mit gleicher Post schicke ich Dir meinen Planck-Vortrag,[7] der Dich mit Recht viel weniger interessiert als die Physik. Aber Du wirst daraus sehen, daß ich unseren Vorschlag so vorsichtig (und kurz) besprochen habe und Dich ebenso vorsichtig zitiert habe, daß wohl allen Wünschen Rechnung getragen ist.

Dürr fährt jetzt nach Oberwolfach und bringt vielleicht von dort auch einige Anregungen mit; aber dadurch verzögern sich auch die Rechnungen etwas. Immerhin, wir werden Dir schreiben, sobald wir Sicheres wissen.

Mit vielen Grüßen Dein W. Heisenberg

[1] Zusatz von Pauli: „Erhalten 24. IV."
[2] Vgl. den Brief [2924].
[3] Vgl. auch den Hinweis auf diese Veranstaltung im Brief [2975].
[4] Ascoli und Heisenberg (1957).
[5] Der japanische Physiker Kazuo Yamazaki (geb. 1927) aus Kyoto war im Oktober 1957 als Forschungsstipendiat der *Alexander von Humboldt-Stiftung* zu Heisenberg nach Göttingen gekommen. Einen Bericht (1977) seiner Zusammenarbeit mit Heisenberg hat Yamazaki für die von Heinrich Pfeiffer herausgegebene Festschrift verfaßt.
[6] Vgl. Heisenberg, Kortel und Mitter (1955).
[7] Vgl. Heisenberg (1958c).

## [2978] Pauli an Królikowski

[Berkeley], 21. April 1958
[Maschinenschriftliche Durchschrift]

Dear Dr. Królikowski!

I received your paper on elementary particles.[1] I am working now with Gürsey on such problems, but your ideas are more similar to Heisenberg's ideas than to ours. I advise you therefore to send a copy of your paper also to Professor Heisenberg (Max Planck Institute of Physics, Göttingen).

Personally I don't like the constant spinor, which is equivalent to an infinite number of fields, while we try here first to use only a finite number of fields. Moreover, the interpretation of the muon as a charged isosinglet (which was also proposed by Heisenberg) makes it difficult to understand why such charged isosinglets don't occur with baryons, too.

Yours sincerely, W. Pauli

[1] Królikowski (1958). Vgl. auch den vorangehenden Brief [2952] von Królikowski.

## [2979] Pauli an Schafroth

Berkeley, 21. April [1958]

Lieber Herr Schafroth!

Dank für Ihren Brief vom 16.[1]

Das preprint von Wentzel[2] ist noch nicht da (nur die Einleitung seines papers habe ich gelesen), wird aber wohl demnächst kommen. Wentzel reist übrigens am 25. April nach Genf.

*Meine* Version ist nun, daß (in chronologischer Reihenfolge) Schafroth (minus!) − Bardeen + Bogoljubov + Wentzel die Supraleitung erklärt.

Viele herzliche Grüße Ihr W. Pauli

[1] Dieses Schreiben ist nicht erhalten.
[2] Vgl. Wentzel (1958). Siehe hierzu auch den Brief [2955].

## [2980] Pauli an Thirring

[Berkeley], 22. April 1958

Lieber Herr Thirring!

Ich habe Ihren Brief[1] nun noch einmal durchstudiert und möchte noch eine kritische Bemerkung hinzufügen zu dem Massenterm.

Man muß *unterscheiden* zwischen den allgemeinen Feldoperatoren (seien sie Spinoren, seien sie Skalare) {sagen wir $\psi^{(1)}(x), \psi^{(2)}(x), \ldots\}$, welche in die Theorie eingehen sollen einerseits, und den Feldern, welche einzelne Teilchen beschreiben. Die letzteren sind *Matrixelemente* der ersteren, die man schreiben kann

$$\langle 0|\psi(i)(x)|A\rangle = \psi^i_A(x), \text{ kurz } \phi_A(x)$$

(wobei wohl bei festem $A$ nur für *ein* oder einige $i$ das Matrixelement von 0 verschieden zu sein braucht).

Meine Meinung ist: die Feldgleichungen (wenn sie existieren) für die $\psi^{(i)}(x)$ sollen überhaupt *nicht* additiv in 2 Terme zerfallen, von denen der eine dem kräftefreien $L_0$, der andere einer Wechselwirkung entspricht (das ist noch ein Relikt aus dem Zeitalter der Störungstheorie) – ich glaube, das ist bei Heisenberg noch falsch – auch die empirischen Massen sollen *nicht* explizite in den Grundgleichungen vorkommen.

Dagegen wird, wenn $A$ ein Spin 1/2 Teilchen, $\phi^A(x)$ ein Spinor sein, der

$$\left(\gamma^\nu \frac{\partial}{\partial x^\nu} + m_A\right)\phi^A = 0$$

genügt.

Nun mögen die (sonst unbekannten) Grundgesetze eine Gruppe $G$ (etwa bestehend aus diskreten *und* kontinuierlichen Stücken), angewandt auf die Operatoren $\psi^{(i)}(x)$, gestatten. Da die $\phi^A$ Matrixelemente $\psi^{(i)}(x)$ sind, induziert das auch eine Gruppe $G\phi^A$ der $\phi^A$.

Die Invarianz der Theorie gegenüber $G$ hat eine Zuordnung $G \to U_G$ (mit Darstellungseigenschaft) zur Folge, so daß

$$B\rangle = U_G A\rangle \qquad \text{(es } \textit{kann } A = B \text{ sein, braucht aber nicht)}$$

$$G\psi^i = U_G \psi^i U_{G^{-1}},$$

d. h.

$$G\phi^A = \phi^B$$

und für Spin 1/2 von $A$ und $B$

$$\left(\gamma^\nu \frac{\partial}{\partial x^\nu} + m_B\right)\phi^B = 0.$$

Sei nun z. B. Multiplikation mit $\gamma_5$ ein Element von $G$, ($\phi^B = \gamma_5\phi^A$), so folgt nur $m_B = -m_A$. Es ist

1. entweder

$$A = B, \quad m_A = 0$$

2. *oder*

$$A \neq B, \quad m_B = -m_A.$$

(Existenz eines Duplikates zu $A$ mit $-m$ statt $+m$ in der Diracgleichung.)

*Wenn* solche *Entartungen* existieren, können auch in einer $\gamma_5$-invarianten Theorie Ruhmassen $\neq 0$ existieren.

Ich bin nun im Falle des diskreten Elementes $R$ Ihres Briefes nicht sicher, ob die Verwechslung der ursprünglichen $\psi^{(i)}(x)$ mit den späteren $\phi^A(x)$ (Matrixelementen) nicht hier auch eine Konfusion angerichtet hat.

Nun zur Frage der Existenz von Feldgleichungen (oder Lagrangefunktionen). Für $n = 4$ oder gar $n = 6$ (mit Definition von $n$ wie in Ihrem Brief) scheint es ungeheuer viele Möglichkeiten zu geben. Eine beträchtliche Einschränkung kommt zwar von der Gruppe $G$, aber wohl nicht genug.

Jedoch wird Existenz eines Vakuums + Regularitätsforderungen auf dem Lichtkegel, zu $G$ hinzugenommen (und möglicherweise mit indefiniter Metrik kombiniert), sehr weitgehende Einschränkungen ergeben. Am befriedigendsten wäre es, wenn *diese* Annahmen die Theorie bereits bestimmen würden, so daß die Feldgleichungen nicht extra angenommen zu werden brauchten. {Das ist ja wohl das, was dem auf Abwege geratenen LSZ-Klub vorgeschwebt hat, was aber bisher noch niemandem gelungen ist zu zeigen. Für die Arbeiten des LSZ-Klubs gilt wohl, was der einst bekannte Kritiker *Kerr* einmal über eine Theateraufführung geschrieben hat: „Das Gekonnte war nicht gewollt, das Gewollte war nicht gekonnt."}[2]

Aber mir ist diese Mathematik (wenigstens jetzt noch) zu schwierig.

---

Bleuler ist momentan in Berkeley,[3] und ich habe mit ihm Glasers Brief über indefinite Metrik[4] diskutiert. Obwohl ich eine Antwort von Glaser auf meinen letzten Brief an ihn[5] noch nicht erhalten habe, glaube ich nun – mit Bleulers Hilfe – Glasers (ersten) Brief verstanden zu haben: Er und ich haben beide recht: man kann die alten Uhlenbeck-Pais-Modelle auf *2* Weisen diskutieren.

1. Die Metrik bleibt unitär, aber das Vakuum bricht zusammen,

2. die Existenz eines Vakuums wird gerettet, aber dafür wird die Metrik indefinit. Glaser entscheidet sich für 2., so daß bei ihm dann * nicht mehr das Hermitesch-Konjugierte, sondern das Adjungierte bedeutet, wobei gewisse unter den Feld-Oszillatoren alternierende Normen $(-1)^N$ erhalten. (N. B. diese sind aber nicht die Separationsvariablen.)

Das Fazit aus Glasers Schlüssen ist wohl: für die Widerspruchsfreiheit der Anwendbarkeit einer indefiniten Metrik muß die Gruppe $G$ wesentlich sein. Mehr weiß ich noch nicht.

Gürsey ist sehr fleißig, noch sind wir aber nicht sicher, ob wir mit (Ihrem) $n = 6$ durchkommen.

Viele Grüße Ihr W. Pauli

[1] Dieser Brief ist nicht erhalten.
[2] Der unter dem Schriftstellernamen Alfred Kerr bekannte und gefürchtete Berliner Literaturkritiker A. Kempner (1867–1948) vertrat die Auffassung, daß auch die Kritik eine künstlerische Gattung von eigenem Wert sei. Eine fünf Bände umfassende Sammlung seiner Theaterkritiken war 1917 unter dem Titel *Die Welt im Drama* erschienen.
[3] Siehe auch die Bemerkungen in den Briefen [2974, 2982 und 2986].
[4] Vgl. den Brief [2954].
[5] Vgl. den Brief [2961].

## [2981] Pauli an Dürr

[Berkeley], 24. April 1958

Sehr geehrter Herr Dürr!

Ich bestätige gerne noch Ihre letzten beiden Briefe.[1] Inzwischen habe ich ja an einige Physiker, darunter auch an das Max-Planck-Institut, einen nur von mir unterzeichneten Nachtrag zum preprint geschickt,[2] wonach ich den Plan aufgegeben habe, eine Arbeit zusammen mit Prof. Heisenberg zu publizieren, da ich den Inhalt des preprint nicht mehr für richtig halte. Ich bin froh, daß dies nun definitiv feststeht. Man soll dies, bitte, auch bei der Tagung mitteilen.[3] Insbesondere glaube ich *nicht* an Lagrangefunktion und Wellengleichung, die im preprint stehen.

{Ihre Idee, daß die strange-particles erst bei der Symmetrieverminderung durch den Elektromagnetismus entstehen, halte ich für ganz unannehmbar. Denn es ist sicher, daß die starken Wechselwirkungen auch der $K$- und $\Lambda_0$-Teilchen die größere Isogruppe haben (Existenz des Isospins, nicht nur der 3-Komponente).}

Vielleicht finden Sie in Oberwolfach Leute (ich empfehle Thirring), die es nicht für unter ihrer mathematischen Würde halten, Fragen zu diskutieren, die etwas mit Physik zu tun haben. {Diese werden Ihnen bestimmt weitere Kritik zu Ihrer sonderbaren Idee sagen, die mir als eine Verzweiflungs-Idee erscheint. (Übrigens müßten dann Ihre Konstanten, d. h. Raum-Zeit-unabhängigen, Isospinoren a auch in den Feldgleichungen isoliert auftreten).}

Gürsey ist sehr fleißig und sehr erfinderisch, hat aber bisher auch noch keine Lösung des strangeness-Problems gefunden, die mir genügend befriedigend erscheint, um annehmbar zu sein.

Mit den besten Grüßen Ihr W. Pauli

[1] Vgl. die Briefe [2943 und 2960].
[2] Vgl. das Rundschreiben [2964].
[3] Ende April fand eine Arbeitstagung in Oberwolfach statt (vgl. die Briefe [2975 und 2977]).

## [2982] Pauli an Glaser

Berkeley, 24. April 1958

Sehr geehrter Herr Glaser!

Ich habe noch keine Antwort auf meinen Brief an Sie nach CERN vom 8. April[1] erhalten.* Inzwischen habe ich aber nochmals Ihren Brief studiert, wobei mir *Bleuler* bei seinem Besuch in Berkeley sehr geholfen hat, und glaube nun selbst die Fragen meines letzten Briefes (8.) beantworten zu können.

Es ist natürlich *richtig* – wie ich Ihnen schrieb – daß die von Ihnen betrachteten Uhlenbeck-Pais-Modelle auch mit unitärer Metrik diskutiert werden können,[2] wobei dann das Vakuum zusammenbricht (Methode $U$-$P$) – Energie von $-\infty$ bis $+\infty$. Es ist aber *auch* richtig, wie Sie mir geschrieben haben, daß man *in* diesen Modellen die Existenz eines Vakuums durch Einführung einer indefiniten Metrik retten kann (Methode G), und zwar haben Sie gezeigt, daß aus der Existenz des Vakuums diese indefinite Metrik schon eindeutig folgt. Sie haben es leider unterlassen, in Ihrem Brief zu sagen, daß beim ersten Beispiel (Dipolgeist) „reelle Felder" $A(x)$, $B(x)$ dann bedeutet „selbstadjungierte" (*nicht*: hermitesche) Felder und daß entsprechend beim zweiten Beispiel (komplexe Energien) in $B(x) = A^*(x)$ die $^*$ „adjungiert" bedeutet, und *nicht*: hermitesch-konjugiert. Durch diese Unterlassung ist viel unnötige Konfusion entstanden.

In beiden Beispielen kommt die Einführung der indefiniten Metrik auf folgendes heraus (wobei ich den Index $k$ weglasse und *zwei* Oszillatoren betrachte).

Seien 4 Größen $a$, $b$; $a^*$, $b^*$ gegeben, wobei noch nicht gesagt ist, was $^*$ bedeutet. Diese haben die Vertauschungsrelationen zu erfüllen

$$[a, a^*] = [b, b^*] = [a, b] = [b^*, a^*] = 0$$

$$[a, b^*] = [b, a^*] = 1. \tag{I}$$

Sie lassen sich durch die Substitution

$$a = \frac{1}{\sqrt{2}}(\alpha + \beta), \quad b = \frac{1}{\sqrt{2}}(\alpha - \beta) \tag{1}$$

$$a^* = \frac{1}{\sqrt{2}}(\alpha^* + \beta^*), \quad b^* = \frac{1}{\sqrt{2}}(\alpha^* - \beta^*)$$

in die äquivalenten überführen

$$[\alpha, \beta] = [\beta^*, \alpha^*] = [\alpha, \beta^*] = [\beta, \alpha^*] = 0$$

$$[\alpha, \alpha^*] = 1, \quad [\beta, \beta^*] = -1. \tag{I′}$$

Nun kommt das zweite Postulat: *Existenz des Vakuums* $|0\rangle$, das durch

$$a|0\rangle = b|0\rangle = 0 \tag{II}$$

oder auch

$$\alpha|0\rangle = \beta|0\rangle = 0 \tag{II′}$$

gegeben sein soll. Daraus folgt, *daß die ungesternten Größen Absorptions-, die gesternten Emissionsoperatoren sein müssen.*

Daraus folgt dann weiter, daß wegen $[\beta, \beta^*] = -1$, $\beta^*$ das Negativ-Hermitesche von $\beta$ ist, d. h., daß die $\beta$-Oszillatoren (die *nicht* Energiezustände sind) alternierende Normen $(-1)^N \beta$ haben und nur die $\alpha$-Oszillatoren (auch nicht Energiezustände) die gewöhnliche Norm $+1$ haben.

Im zweiten Beispiel (komplexe Wurzeln) haben die Zustände mit gleich viel $a$ und $b$ Teilchen wie $\underbrace{a^* \ldots a^*}_{n\text{-mal}} \cdot \underbrace{b^* \ldots b^*}_{n\text{-mal}} |0\rangle$ die Norm $+1$.

Dies entspricht dem Fall der Bose-Statistik in der Überlegung meines letzten Briefes über die Komposition zweier Teilsysteme.

Gegen Ihr Resultat der Überbestimmung des Problems bereits in diesem Fall kann ich keine Einwände finden und halte es jetzt für richtig. Sie sollten es vielleicht publizieren.[3]

Doch muß ich nochmals betonen, daß für mich die Beschränkung auf Skalarfelder definitiv zum unzulässigen Experten-Humbug (Verfälschung der Physik) gehört und Sie sich ein analoges Beispiel für Spinorfelder auch ausdenken sollen.

Dann werden Sie sehen, wie bei der Komposition zweier Teilsysteme mit konjugiert komplexen Wurzeln *bei Ausschließungsprinzip* Zustände reeller Energie mit negativer Norm entstehen (siehe meinen letzten Brief). Dies bedeutet meines Erachtens außer Ihrer Überbestimmung eine *weitere* Schwierigkeit für die indefinite Metrik.

Es scheint mir jetzt – in Übereinstimmung mit Ihrem Brief – daß diese nur dann funktioniert, wenn – wie bei Bleuler-Gupta – das Hinzufügen von Nullzuständen zum Vakuum gerade einer „Umeichung“ (d. h. einer infolge des Vorhandenseins einer Gruppe $G$ zulässigen Transformation) entspricht.

Viele Grüße Ihr W. Pauli

[Zusatz am oberen Briefrand:] Grüße an die Tagung, der ich durch Thirring eine besondere Widmung geschickt habe.[4]

[1] Vgl. den Brief [2961].
[*] Wahrscheinlich sind sie auf Reisen.
[2] Siehe die Briefe [2968, 2975 und 2980].
[3] Vgl. Glaser (1958).
[4] Vgl. die Anlage zum Brief [2975].

## *Die Max-Planck Feier und die Verleihung der Max-Planck-Medaille an Pauli*

Die *Deutschen Physikalischen Gesellschaften* aus West und Ost wollten am 24. und am 25. April 1958 den 100. Geburtstag von Max Planck mit einer Reihe von Festveranstaltungen zelebrieren.[1] „Das Interesse an den Vorträgen war so über alles Erwarten groß, daß die 1250 Plätze der Kongreßhalle Berlin bzw.

die 1400 Plätze der Deutschen Staatsoper nur etwa die Hälfte der Interessenten aufnehmen konnten. Viele Gäste aus West- und Ostdeutschland, dem Ausland und Übersee, hatten die Reise nach Berlin nicht gescheut." Unter diesen Gästen befanden sich Christian Møller, Lise Meitner, James Franck, Richard Courant, Max Born, Otto Hahn und viele andere. V. F. Weisskopf, der als Vertreter der *US Academy of Science* vom CERN aus Genf angereist war, veröffentlichte einen sehr positiven Bericht über den Tagungsverlauf im Augustheft von *Physics Today*.[2]

Gleichzeitig veranstaltete die Physikalische Gesellschaft in der DDR im Physikalischen Institut der Leipziger *Karl-Marx-Universität* vom 26.–30. April – ebenfalls aus Anlaß der Planckfeier – eine *Theoretiker-Konferenz*, die u. a. auch von Max von Laue, W. Heisenberg, Lise Meitner und Paul Dirac besucht wurde. Unter den „etwa 700 Physikern aus mehr als einem Dutzend Ländern" waren vor allem auch zahlreiche Gelehrte aus der Sowjetunion und aus den anderen Staaten des Ostblockes gekommen.[3]

Den Höhepunkt der Berliner Feier bildete aber eine Festveranstaltung in der Berliner Kongreßhalle. In seiner Eröffnungsrede wies der Vorsitzende des Verbandes Friedrich Trendelenburg auf die fundamentale Bedeutung des Lebenswerkes von Max Planck hin und verkündete, daß die diesjährige Max Planck-Medaille an W. Pauli (Zürich) verliehen worden sei, der sich zu diesem Zeitpunkt allerdings in Berkeley aufhalte:

> Anläßlich seines 70. Geburtstages wurde die Planck-Medaille geschaffen, die alljährlich an besonders verdiente theoretische Physiker, und zwar möglichst an solche Forscher, deren Arbeit in Auswirkung der Planckschen Ideen erfolgt, verliehen wird. Das erste Exemplar der Medaille konnte an Max Planck selbst anläßlich seines goldenen Doktor-Jubiläums am 28. Juni 1929 überreicht werden. Bei der gleichen Gelegenheit übergab Max Planck die zweite Medaille an Albert Einstein. Ich darf Ihnen heute mitteilen, daß die Medaille in diesem Jahr an Herrn Professor Dr. Wolfgang Pauli in Zürich verliehen wurde. Wir hatten gehofft, Herrn Professor Pauli heute die Medaille persönlich überreichen zu können; er konnte aber leider – wie er uns mitteilte – zu dieser Feier nicht nach Berlin kommen, weil er sich zur Zeit in den Vereinigten Staaten aufhält.

Dann verlas Trendelenburg die Verleihungsurkunde:

> Der Verband Deutscher Physikalischer Gesellschaften e.V. verleiht Herrn Dr. Wolfgang Pauli, Professor der Physik an der Eidgenössischen Technischen Hochschule in Zürich, die Max-Planck-Medaille des Jahres 1958 in Anbetracht seiner großen Verdienste um die Entwicklung der Quantentheorie. Er denkt dabei nicht nur an seine bekannten früheren Untersuchungen zu den grundsätzlichen Fragen der Quantentheorie, sondern auch an seine neueren Arbeiten über die Symmetrie-Eigenschaften der Elementarteilchen in der Quantenfeldtheorie.

Anschließend hielt Heisenberg seinen Vortrag über „Die Plancksche Entdeckung und die philosophischen Grundfragen der Atomlehre", der in einem Ausblick auf die moderne Elementarteilchentheorie und auf das neueste, zusammen mit Pauli gewonnene Ergebnis, die sog. „Weltformel" gipfelte.[4] Ein Manuskript des Vortrages hatte er bereits an Pauli geschickt,[5] der jedoch die dort von Heisenberg verbreitete Stimmung nicht zu teilen vermochte, zumal er über den durch Heisenbergs Ankündigungen ausgelösten Presse-Rummel (vgl.

die Briefe [2907, 2909, 2912, 2914, 2918, 2923, 2925, 2940, 2946 und 2951]) verstimmt war [2993]: „Die Bewertung der von Dir und Mitarbeitern in den letzten Jahren über das Spinormodell publizierten Arbeiten erscheint mir viel problematischer als Dir."

Über die neue Spinortheorie sagte Heisenberg in seinem Vortrag folgendes:[6]

Bei dem Versuch, das ... in Göttingen entwickelte mathematische Modell einer Theorie der Materie so umzugestalten, daß es den beobachteten Auswahlregeln Rechnung trägt, waren wir auf eine Gleichung gestoßen, von der *Pauli* zeigen konnte, daß sie auch die von *Pauli* gefundenen Symmetrieeigenschaften enthält. Ferner hatte der türkische Physiker *Gürsey* darauf hingewiesen, daß diese Paulische Symmetrie offenbar eine charakteristische Eigenschaft des Systems der Elementarteilchen wiedergibt, die schon vor 25 Jahren gefunden worden war und mit dem Begriff *Isotopenspin* oder *Isospin*, der hier nicht weiter erklärt werden soll, eine mathematische Formulierung gefunden hatte.

Damit konnte man eine Gleichung angeben, die – um es vorsichtig auszudrücken – zum mindesten im ersten Augenblick so aussieht, als könnte sie alle uns bekannten Eigenschaften der Elementarteilchen darstellen, als könnte sie schon die richtige Gleichung der Materie sein. Die Gleichung lautet:

$$\gamma_\nu \frac{\partial}{\partial x_\nu}\psi \pm l^2 \gamma_\mu \gamma_5 \psi (\psi^\dagger \gamma_\mu \gamma_5 \psi) = 0.$$

In ihr bedeutet $\psi$ (ein von den Raum- und Zeitkoordinaten abhängiger Feldoperator) die Materie; die $\gamma_\nu$ sind die einfachen, von *Dirac* eingeführten Matrizen (mathematische Größen aus der Theorie der linearen Transformationen), $l$ ist die natürliche Längeneinheit, von der mehrfach die Rede war. Daß die Lichtgeschwindigkeit und die Plancksche Konstante in der Gleichung nicht mehr sichtbar vorkommen, liegt einfach daran, daß man diese beiden Grundgrößen bereits als Maßeinheit benutzt, also gleich 1 gesetzt hat. Auch die Größe $l$ kann natürlich in der gleichen Weise als Maßeinheit verwendet und gleich 1 gesetzt werden und tritt dann in der Gleichung nicht mehr auf.

Es muß an dieser Stelle betont werden, daß es sich bei dieser Gleichung zunächst um einen Vorschlag handelt, und daß erst die keineswegs einfache mathematische Analyse ihrer Konsequenzen im Vergleich mit den experimentellen Erfahrungen nach einigen Jahren ein sicheres Urteil darüber erlauben wird, wie weit man mit dieser Gleichung kommt.

Für den Augenblick ist es vielleicht wichtiger, die Denkmöglichkeiten zu studieren, die, ausgehend von der Planckschen Entdeckung, durch die geschilderte Entwicklung bis zu den Fortschritten der letzten Zeit entstanden sind. Wie sieht die Physik aus, wenn sich die Hoffnungen der Physiker an dieser Stelle erfüllen? Die erwähnte Gleichung enthält neben den drei natürlichen Maßeinheiten nur noch mathematische Symmetrieforderungen. Durch diese Forderungen scheint alles weitere bestimmt zu sein. Man muß eigentlich die Gleichung nur als eine besonders einfache Darstellung der Symmetrieforderungen, aber diese Forderungen als den eigentlichen Kern der Theorie betrachten. Ähnlich wie bei *Plato* sieht es daher so aus, als liege dieser scheinbar so komplizierten Welt aus Elementarteilchen und Kraftfeldern eine einfache und durchsichtige mathematische Struktur zugrunde. Alle jenen Zusammenhänge, die wir sonst als Naturgesetze in den verschiedenen Bereichen der Physik kennen, sollten sich aus dieser Struktur ableiten lassen.

...

Die endgültige Theorie der Materie wird, ähnlich wie bei *Plato*, durch eine Reihe von wichtigen Symmetrieforderungen charakterisiert sein, die wir heute schon

angeben können. Diese Symmetrien kann man nicht mehr einfach durch Figuren und Bilder erläutern, wie es bei den platonischen Körpern möglich war, wohl aber durch Gleichungen, . . . .

Eine erste entscheidende Symmetrieeigenschaft wird die sogenannte *inhomogene Lorentz-Gruppe* sein, die, wie Sie wissen, die Grundlage der speziellen Relativitätstheorie bildet. . . .

Eine zweite, ebenso wichtige Gruppe ist die der Transformationen im Hilbert-Raum, die die Vertauschungsrelationen invariant lassen. Diese Gruppe ist die Grundlage der Quantentheorie. . . .

Ferner wird die sogenannte *Isospin-Gruppe* und die mit der Erhaltung der Baryonenzahl verknüpfte Gruppe eine Rolle spielen, die, wie wir nach den Untersuchungen von *Pauli* und *Gürsey* vermuten, durch die Paulischen Transformationen

$$\psi' = a\psi + b\gamma_5 C^{-1}\psi^\dagger \qquad (|a|^2 + |b|^2 = 1)$$

und

$$\psi' = e^{i\alpha\gamma_5}\psi$$

dargestellt werden. Schließlich gibt es noch wichtige Spiegelungssymmetrien, z. B. die Invarianz der Theorie bei Vorzeichenumkehr der Zeit und bei gleichzeitiger Raumspiegelung und Ladungsumkehr. Alle diese Symmetrien werden durch die vorhin erwähnte Gleichung dargestellt – ob schon in der richtigen Form, wird die Zukunft lehren.

Eine Theorie, die aus einer einfachen Grundgleichung für die Materie die Massen und die Eigenschaften der Elementarteilchen richtig wiedergibt, ist auch gleichzeitig eine einheitliche Feldtheorie. Der aus den Experimenten erkannte Umstand, daß alle Elementarteilchen sich ineinander umwandeln können, deutet darauf hin, daß es kaum möglich sein dürfte, etwa nur eine bestimmte Gruppe von Elementarteilchen auszusondern und nur für diese Gruppe eine mathematische Darstellung zu finden. Durch diese Erfahrung und durch die grundlegende Bedeutung der Symmetrieeigenschaften erhält jeder Versuch einer Theorie der Elementarteilchen, wie z. B. der in der obengenannten Gleichung enthaltene, einen eigentümlichen Charakter von Geschlossenheit. Man findet Strukturen, die so ineinander verknüpft und verschlungen sind, daß man eigentlich an keiner Stelle mehr Änderungen vornehmen kann, ohne alle Zusammenhänge in Frage zu stellen.

Doch auch die Übergabe der Max-Planck-Medaille gestaltete sich schwieriger als erwartet. Als Pauli Anfang April in einem Schreiben [2956] an Fierz über Heisenbergs andauernden Optimismus spottete, weil „er mit mathematischen Mogeln nachhilft, wenn er mit seinen *Intuitionen* sonst nicht weiterkommt," meinte er zur Verleihung der Medaille: „Vielleicht habe ich sie mir durch die Absage der Publikation mit Heisenberg ehrlich verdient. Bin froh, daß ich nicht dort bin!"

Nachdem Pauli Anfang Juni nach Zürich zurückgekehrt war, erhielt er von Trendelenburg ein erneutes Schreiben [3010], in dem ihm mitgeteilt wurde, daß die Überreichung der Medaille am 3. Oktober während der Eröffnung der Herbsttagung der DPG in Essen geplant sei [3043, 3058 und 3095]. Doch Pauli hatte offenbar auch gegen den Besuch einer solchen Tagung innere Widerstände [3032], weil die angekündigte „Zusammensetzung des Publikums bei meinem Vortrag . . . mir gar nicht ‚genehm' sind" [3027]. Er schlug deshalb vor, die Verleihung doch lieber im November während seines geplanten Besuches in Hamburg vorzunehmen [3037 und 3076]. Weil aber auch dieser Termin mit einer Auslandsreise von Trendelenburg kollidierte [3095], vereinbarte man schließlich,

daß Trendelenburg die Medaille am 15. Dezember persönlich nach Zürich überbringen sollte [3113]. Es war gerade der Tag, an dem Pauli in der Klinik *Rotes-Kreuz* verstarb!

[1] Phys. Bl. **14**, 45 (1958). – Vgl. hierzu auch die historische Darstellung Carson [1995, S. 91–107]. Die sich hinter der Szene abspielenden politischen Verwicklungen mit den ostdeutschen Machthabern werden in zwei Aufsätzne von Dieter Hoffmann (1996, 1999) behandelt.
[2] Weisskopf (1958b).
[3] Vgl. Bachmann (1958, S. 276) und Iwanenko (1958c).
[4] Vgl. hierzu den Kommentar zum Brief [2895].
[5] Wie wir im Brief [2977] erfahren, hatte Heisenberg das Manuskript seines Vortrags bereits am 20. April an Pauli geschickt. Max von Laue hatte sich außerdem an Pauli gewendet und ihn gebeten, auf Heisenberg einzuwirken, damit er in seiner Rede vor allem Planck ehre und weniger über seine eigenen Fortschritte berichte (vgl. die Briefe [2932 und 2940]).
[6] Heisenberg (1958c, S. 233).

## [2983] Pauli an Delbrück

Berkeley, 25. April 1958[1]

Dear Max!

I am just in the mood to write to you today and I choose the English because of Manny.[2] Perhaps this letter is also somehow for her. To be unconventional, I did not think much on our meeting after I came back here, but as a delayed reaction – since about yesterday, I am aware of the fact, that I am impressed by it, and, particularly, I should thank both of you for the nice evening in your house, where Feynman has restricted the possibility that „anything can happen" very sharply to Las Vegas.

Indeed the return of rather old times in the talk of old friends, when they meet again after a long while, does not seem to be suited to give a chance for surprises. Nevertheless I got the experience of a „surprise of 2nd order", namely to see, that our old times could still conceal surprises for Manny.

Now our memories are getting longer and longer and it would be a horrible thought for me if they would continue even after our death (so amusing they sometimes are so long as we are alive). How consoling is the idea that they will stop then!

Therefore, in contrast to the old times, your remark on p. 7 of the copy of your M.I.T. lecture on the „life hereafter"[3] makes me really rather unquiet. This is all the more so as my own attitude to this old problem is not simply a rationalistic denial. I could well imagine that some psychic contents could still retain a somewhat independent existence after the death of a person, as it has been assumed for instance in the old idea of a „subtle body".[4] (Such psychic contents can never be observed isolated from other elements belonging to living persons.) But the ego-consciousness must be transformed into something quite different both in the moment of death and in the moment of birth.

I was also thinking again on the problem of the relation between physics and biology, as it is sketched in your paper.[5] And again I reached the conclusion

that your idea must contain either much less or much more truth as it is known today. So I wonder what will come out of it – so long as we are alive.

To join the past with the future, please say Manny, that my (more or less) silent sympathy for her, which lasts already many a year, is continuing entirely unchanged. But it was new for me to see, that I like also your two children very much.

With all good wishes for yourself and Phycomyces as ever yours Wolfgang

Franca sends regards.

[1] Im Archiv des *California Institute of Technology* in Pasadena existiert auch noch eine (irrtümlich am 12. April 1958 datierte) maschinenschriftliche Abschrift dieses Briefes.
[2] Pauli bezieht sich auf die seit 1941 mit Delbrück verheiratete Mary Adeline Bruce aus Montana, die unter Freunden auch Manny genannt wurde. Pauli schrieb statt dessen *Many*.
[3] Delbrück hatte in seiner im Herbst 1957 am MIT in Cambridge, Mass. gehaltenen Vorlesung „Atomic physics in 1910 and molecular biology in 1957“ auf die Frage nach einem Leben nach dem Tode angespielt (vgl. auch die Bemerkung in Paulis Brief [3015] an Jean Weigle).
[4] In *Psychologie und Alchemie* [1952, S. 322f. und 487] hatte C. G. Jung einen solchen *corpus subtile* als einen „Auferstehungsleib“ beschrieben, der gemäß alchemistischer Auffasung „zugleich auch Geist ist“. Für die Alchemisten gab es „ein Zwischenreich zwischen Stoff und Geist: nämlich ein seelisches Reich subtiler Körper, denen sowohl geistige wie stoffliche Erscheinungsweise eignete.“ Und über die Wechselwirkung dieser beiden Bereiche schreibt Jung weiter: „Kommt aber der Augenblick, wo die Physik an ein “Unbetretenes, nicht zu Betretendes„ rührt und wo gleichzeitig die Psychologie anerkennen muß, daß es noch andere Existenzformen gibt als persönliche Bewußtseinserwerbungen, …, dann belebt sich jenes Zwischenreich aufs neue, und Physisches und Psychisches sind wiederum gemischt in untrennbarer Einheit.“
[5] Vgl. Delbrück (1957).

## [2984] Hornung an Pauli

Wien, 26. April 1958[1]

Lieber Professor Pauli!

Als ich heute im österreichischen Rundfunk Ihren Namen nennen hörte, da hatte ich wieder einmal eine große Freude über Sie – wie vor fast genau 40 Jahren bei Ihrer Reifeprüfung im Gymnasium.[2]

Allerdings wurde Ihnen jetzt durch die Verleihung der Max-Planck-Medaille eine Würdigung von Seiten einer höheren Instanz der Naturwissenschaften zuteil. Da vernahm man Ihren Namen, der sonst meist nur auf Lehrkanzeln und in „Physikbüchern“ erwähnt wird, auch einmal in der breiten Öffentlichkeit. Ich habe mich herzlich darüber gefreut.

Hoffentlich befinden Sie sich, lieber Professor Pauli, auch bei guter Gesundheit! Das wünscht Ihnen mit den besten Grüßen Ihr alter Lehrer Hornung

[1] Zusatz von Pauli: „Beantwortet 22. Juni.“
[2] Alois Hornung (1885–1969) war Paulis Deutschlehrer während der letzten drei Schuljahre am *Döblinger Gymnasium* in Wien. In seinem Notizbuch für das Schuljahr 1917/18 hatte Hornung folgendes notiert: Schriftliche „*Matura in Deutsch:* ‚Tendenzen der Romantik‘. *Beurteilung:*

Ausdruck fließend, formell fehlerlos, klare Gliederung; Beschränkung auf das Wesentliche, versteht auch philosophische Fragen. *Note:* gut.“ Die mündliche Prüfung erfolgte durch den Lehrer Arno Holz: „Ein Bild, Der Naturalismus. *Note:* sehr gut.“ Vgl. hierzu Meyenn (1985, S. 48).

## [2985] Pauli an Enz

Berkeley, 29. April 1958

Lieber Herr Enz!

Dank für Ihren Brief vom 26.,[1] und vor allem für Ihre Bemühungen mit den Bürokraten in Bern.[2] Aber *so* geht das nicht, *so können wir nicht weiterkommen*. Ich muß viel früher wissen, ob ich jemand einladen kann. Daß ich mein Gesuch zu spät eingereicht habe,[3] ist ein Schwindel, ich habe es gleich abgeschickt, als Scherrer mir im Februar geschrieben hat. (Diesem habe ich ja noch vor meiner Abreise geschrieben.)

Was ich im Wintersemester noch machen kann, weiß ich noch nicht. Aber das nächste Problem ist: ich will bis etwa 15. September – 1. Oktober *endgültigen* Bescheid haben, welche Geldmittel ich im Sommersemester 1959 (oder länger) zur Verfügung habe.[4] Fragen Sie, bitte, Marmier, was man (seiner Ansicht nach) da machen muß. *Ist dann die KAW überhaupt noch zuständig?*[5]

Übrigens sind die Gelder gar nicht – oder nicht notwendig – für „Professur“ gemeint.

Es ist natürlich einfacher, ein neues Gesuch (wenn nötig?) erst abzuschicken, wenn ich wieder zurück bin. Es ist ferner wohl auch wirksamer, wenn ich ihm selbst telephoniere.[6]

Vielleicht ist aber gar kein neues Gesuch nötig, und ein Teil des Geldes (wieviel weiß ich noch nicht) kann auf 1959 übertragen werden.

Anbei eine Mahnung der Buchhandlung Stähelin,[7] die könnte aber überholt sein. Ich hatte einmal eine Rechnung unterschrieben an Sie *geschickt*.

Meine time-table: am 25. Mai fliegen wir von hier nach New York und gehen dann gleich (26. Mai) bis 1. Juni nach Brookhaven National Laboratories, Upton, (Long Island, N. J.).

Die Adresse gebe ich nur auf alle Fälle, es ist nicht mehr zweckmäßig, weitere Post dorthin zu schicken. Als Stichtag für das *letzte* Absenden von Luftpost hierher aus Zürich ist, glaube ich, der *15. Mai* zweckmäßig. Am 1. Juni geht unser Swiss-Air-Flugzeug von New York; Ankunft in Zürich, Montag, den 2. Juni. (Ob ich schon an diesem Tag oder erst am 3. Juni ins Institut komme, weiß ich noch nicht.)

Doch soll ich vom 9. bis 14. Juni wieder nach Brüssel zu einem Solvay-Kongreß.[8] Da hat es wohl nicht Sinn, wenn ich die große Vorlesung vor dem 16. Juni übernehme. Übrigens bin ich 1. bis 5. Juli bei der CERN Konferenz in Genf.[9] Soll man die Vorlesung dann am 2. und 4. Juli ausfallen lassen? Das könnte man.

Die Arbeit von Wentzel über den Meissner-Effekt[10] ist nun gekommen, sieht ausgezeichnet aus. Schafroth schließt sich (in einem Brief an mich) der Meinung an, daß Bogoljubov + Wentzel die Supraleitung erklären.[11] (Richten Sie das,

bitte, auch Baltensperger aus.)[12] Wentzel selbst dürfte bereits in Genf (oder auf dem Weg dorthin) sein.[13]

Die sonstige Physik geht im Moment *nicht* gut vorwärts. Heisenberg hat mir ein Manuskript seines Berliner Vortrages geschickt, betitelt „Die Plancksche Entdeckung und die philosophischen Grundfragen der Atomlehre“,[14] in welchem Max Planck wirklich *auch* vorkommt. Ich teile aber nicht seinen Optimismus über die Entwicklungsfähigkeit seiner Ansätze.

Nach Oberwolfach schickte ich (via Thirring) eine Widmung an die Tagung:[15]

Süß wie Honig entquillt dem Mund der Experten der Humbug.
Fern vom Grund der Physik scheint er als bläulicher Dunst.

Hoffentlich ist sie ans Ziel gelangt. Natürlich meine ich mit „Humbug“ auch alles, was die Herren jetzt als „Axiomatisierung“ bezeichnen. (Wobei sich dann nicht feststellen läßt, ob die Axiome leer sind.)

Sie haben natürlich recht, daß Axiome höchstens für eine abgeschlossene Theorie etwas taugen (auch dann ist ihr Wert zweifelhaft); nie aber weisen sie einen guten Weg zu einer weiteren Entwicklung.

Viele Grüße von Haus zu Haus Ihr W. Pauli

[Zusatz am oberen Briefrand:] Herr Glaser schrieb mir eine ganz interessante Überlegung zur indefiniten Metrik.[16] Ich warte noch auf eine Antwort auf meinen Brief an ihn.

[1] Dieser Brief ist nicht erhalten.
[2] Vgl. den Brief [2974].
[3] Pauli hatte den Antrag [2867] am 13. Februar gestellt.
[4] Die Bewilligung des Gesuches erfolgte am 2. Mai (vgl. den Brief [2991]).
[5] KAW ist eine Abkürzung für *Kommission für Atomwirtschaft des Schweizerischen Nationalfonds*. Diesen Hinweis verdanke ich Herbert Funk.
[6] Offenbar meinte Pauli den Sachverständigen des *Schweizerischen Nationalfonds* Peter Sutermeister, der dort für seine Angelegenheiten zuständig war.
[7] Das in der Bahnhofstraße gelegene Geschäft gehörte in den 50er Jahren zu den führenden Buchhandlungen von Zürich.
[8] Siehe den Kommentar zum Brief [3011].
[9] Siehe den Kommentar zum Brief [3024].
[10] Vgl. Wentzel (1958).
[11] Siehe hierzu auch die Briefe [2966 und 2979].
[12] Walter Baltensperger (geb. 1927) hatte 1951 mit einer theoretischen Untersuchung aus dem Gebiet der Halbleiterphysik bei Pauli diplomiert und arbeitete jetzt unter Georg Buschs Leitung in dem 1956 an der ETH eingerichteten *Laboratorium für Festkörperphysik*.
[13] Am 16. Juni sollte Wentzel in Zürich vortragen (vgl. die Briefe [2967 und 3006]).
[14] Vgl. Heisenberg (1958c). Siehe hierzu auch den Kommentar zum Brief [2983].
[15] Vgl. die Anlage zum Brief [2975].
[16] Vgl. den Brief [2954].

## [2986] Pauli an Fierz

Berkeley, 29. April 1958

Lieber Herr Fierz!

Ihren Brief vom 24.[1] habe ich hier erhalten. Zunächst meine ‚time table': am 25. Mai (Pfingsten) wollen wir von hier nach New York fliegen, um dann noch eine Woche in Brookhaven zu sein. Am 1. Juni geht unser Swiss-Air-Flugzeug von New York, Ankunft in Zürich 2. Juni. Das Sommersemester ist dann aber noch mit 2 weiteren Kongressen belastet: 9. bis 14. Juni Solvay-Kongreß in Brüssel, ‚evolution of the universe' (sehr astronomischer Einschlag), 30. Juni bis 5. Juli CERN (Genf).[2] Dort soll ich am 1. Juli nachmittags zwischen allen Stühlen vergnügt auf der Erde sitzen (was als ‚chairman' bezeichnet wird). Es wird amüsant werden, Heisenberg soll ja auch reden. Sein Optimismus dauert unvermindert fort, scheint mir aber im Moment in Schlamperei + Mogeln ausgeartet.

Soweit die ‚time-table'. Heisenberg hat mir das Manuskript seines Berliner Vortrages „Die Plancksche Entdeckung und die philosophischen Grundfragen der Atomlehre" geschickt.[3] Max Planck kommt darin tatsächlich vor, und was über mich darin steht, entspricht einigermaßen den Tatsachen. Doch stellt Heisenberg die Resultate der (publizierten) Arbeiten von ihm und Mitarbeitern aus dem Göttinger Institut so dar, daß durch sie a) die Brauchbarkeit der indefiniten Metrik in der Physik, b) die Ableitbarkeit der Photonen aus einem Spinorfeld bewiesen worden sei. Damit sind wir wieder auf jenem kontroversen Gebiet. Ich hoffe, daß sich in Genf, wenn ich auf der Erde sitzen werde, viele Leute zu diesen beiden Punkten zum Wort melden werden. (Ich will doch auch mein Gaudium haben, sonst wird das wissenschaftliche Leben zu langweilig.)

ad a). Den Brief von Glaser[4] habe ich – mit Bleulers Hilfe, der hier durchgereist ist – nun besser verstanden.[5] Inzwischen habe ich Glaser 2 Briefe geschrieben,[6] habe aber noch keine Antwort von ihm. (Er scheint irgendwo auf Reisen „verschollen" zu sein, von Thirring hörte ich aber, sie würden beide in Oberwolfach sein.)[7] Im Moment halte ich seine Kritik für richtig. (Ich habe auch noch an Feynman geschrieben, um seine Meinung darüber [zu hören].) Das dürfte sich nun bald abklären.

ad b) Die Rechnung in Ihrem Brief vom 24. scheint mir nun richtig zu sein. Bei Heisenberg ist das wohl so zustande gekommen: es wird zuerst angenommen, die rechte Seite von $\{\psi, \psi^\dagger\}$ sei (in der Nähe des Lichtkegels) jene klassische Lösung der „Weltformel", die nur von $s$ abhängt und in der Nähe von $s = 0$ wesentlich singulär oszillatorisch ist. Dann aber wird darüber igendwie „gemittelt" (sehr typisch für die Art des Mogelns von Heisenberg), so daß schließlich der Antikommutator für $t = t'$ Null wird. Natürlich ist es so, daß dieser gemittelte Antikommutator dann gar nicht mehr die „Welt"-Differentialgleichung erfüllt.

Offenbar sind wir darin einig, daß – wenn man schon eine indefinite Metrik einführt – (wie beim Lee-Modell) eine Integralgleichung als Feldgleichung zu erwarten sei. Vielleicht werde ich in Genf Gelegenheit haben, diesen Punkt vorzubringen.

Wie man zu einem vernünftigen Ansatz, vor allem aber zu einer vernünftigen Methode zur Lösung von Eigenwertproblemen kommen könnte, weiß ich nicht. Die „beliebig langweilig“ (das sagte der Landau immer, als er in Zürich war) gewordenen strengen Gelehrten, einschließlich Källén, wissen es auch nicht. Während Källén aber zugunsten der indefiniten Metrik eingestellt war (ob er es noch ist, weiß ich nicht), war Lehmann (als ich ihn – bisher nur ganz kurz – im Februar in New York sah) ganz gegen diese. Damit könnte er durchaus recht behalten. Es ist mir etwas verdächtig, daß niemand eine vernünftige mathematische Methode zum Ansatz und zur Lösung des die Teilchenmassen bestimmenden Eigenwertproblems finden kann.

(Källén gibt das offen zu, und der LSZ-Klub drückt sich.) Ich meine, wenn die Physik vernünftig wäre, so hätte sich bei indefiniter Metrik dann doch auch eine Methode gefunden.

Im Moment meine ich aber, wie Sie auch, daß die indefinite Metrik noch keine physikalisch richtige Erfindung ist.

---

Die Arbeit von Wentzel über Supraleitung (Meissner-Effekt)[8] ist nun gekommen, und ich finde sie ausgezeichnet. Schafroth hat mir geschrieben, daß er nun der Meinung ist, daß Bogoljubov und Wentzel die Supraleitung erklären. Ich habe Wentzel für Juni zu einem Seminarvortrag nach Zürich eingeladen.[9] (Er ist bereits nach Europa abgereist.)

---

Über die strangeness – die den eigentlichen Stein des Anstoßes von mir gegenüber Heisenberg gebildet hat – hat Gürsey bis jetzt, trotz eifriger Bemühungen, nichts Brauchbares herausgebracht.

Viele Grüße und auf Wiedersehen im Juni Ihr W. Pauli

[1] Dieser Brief ist nicht erhalten.
[2] Siehe die Kommentare zu den Briefen [3011 und 3024].
[3] Heisenberg (1958c). Siehe den Brief [2977] und den Kommentar zum Brief [2983].
[4] Vgl. den Brief [2954].
[5] Vgl. die Briefe [2980 und 2982].
[6] Vgl. die Briefe [2961 und 2982].
[7] Diese Veranstaltung in Oberwolfach, an der außer Thirring und Glaser auch Dürr und Jost teilnahmen, fand Ende April 1958 statt. Vgl. auch die Bemerkungen in den Briefen [2975 und 2990].
[8] Vgl. Wentzel (1958).
[9] Zum 16. Juni (vgl. die Briefe [2967, 2985 und 3006]).

## [2987] Pauli an Caldirola

Berkeley, 2. Mai 1958[1]
[Maschinenschrift]

Dear Caldirola!

I just heard that I got a sum of money granted from the Swiss Government, which enables me to invite a theoretical physicist to Zurich during the next winter term (middle of October, 1958 until March 1, 1959).[2] The candidate can be a professor, but does not necessarily have to be one. I would take any post-doctoral research worker into consideration, who is sufficiently trained. This means that he should not need much help of me, but on the contrary could help me and also work alone.*

I wonder whether you could propose some Italian candidate. The difficulty is to find a good man, who has time for such an appointment as, unfortunately, it is already a bit late for an invitation for next winter. An invitation for a shorter time than the whole term would also be possible. I was, for instance, thinking of Cini.[3]

If you could answer as soon as possible, and possibly ask other people in Italy, I would be grateful. After I got your reply I shall make the final decision (taking also other countries into account).

With my best thanks,

Sincerely yours, W. Pauli

[1] Zusatz am oberen Briefrand: „Stay here until May 25th."
[2] Siehe hierzu die im Schreiben [2991] erwähnte telegraphische Benachrichtigung des Schweizerischen Nationalfonds vom 2. Mai.
* About the particular field of research I am rather liberal.
[3] Dem 1923 in Florenz geborenen theoretischen Physiker Marcello Cini war Pauli während seines kurzen Aufenthaltes in Turin auf seiner Reise nach Genua begegnet.

## [2988] Pallmann an Pauli

Zürich, 2. Mai 1958[1]

Sehr geehrter Herr Professor!

Durch die Presse habe ich erfahren, daß Ihnen vor einer Woche, anläßlich der Feier zum 100. Geburtstag von Max Planck, die diesjährige Max Planck-Medaille verliehen worden ist.[2] Dies in Würdigung Ihrer Arbeiten über die Quantentheorie von Planck.

Erlauben Sie mir, sehr geehrter Herr Professor, Ihnen zu dieser Ehrung herzlich zu gratulieren. Die Zuerkennung der Max Planck-Medaille bedeutet eine hohe Auszeichnung und freut mich dementsprechend sehr für Sie. Gleichzeitig ehrt diese weitere Anerkennung Ihrer hohen wissenschaftlichen Leistungen einmal mehr auch die Eidgenössische Technische Hochschule, die stolz und dankbar zugleich ist, daß Sie ihrer Professorenschaft angehören.

Genehmigen Sie, sehr geehrter Herr Professor, mit der Wiederholung meiner Gratulation, den Ausdruck meiner vorzüglichen Hochachtung.

Der Präsident des Schweizerischen Schulrates Pallmann

[1] Auch abgedruckt bei Enz, Glaus und Oberkofler [1997, S. 316–317].
[2] Siehe hierzu den Kommentar zum Brief [2983].

## [2989] Fierz an Pauli

Basel, 5. Mai 1958[1]
[Entwurf]

Lieber Herr Pauli!

Meinen nach Zürich gerichteten Brief haben Sie sichtlich erhalten, und ich danke Ihnen für die prompte Antwort.[2] Es scheint, daß Sie z. Z. täglich einige Briefe in alle Welt absenden – Sendschreiben Paulis an die Heiden. Wenn Sie dann an Pfingsten das Flugzeug besteigen, das Sie in die Lüfte trägt, so wünsche ich Ihnen sehr, daß Sie jener Geist anwehen möge, der das Obere mit dem Unteren verbindet, der unser Beistand und Anwalt auf dieser Erde sein soll, auf der unser Platz ist und auf der Sie die Absicht haben, in Genf zu sitzen.

Ich bin ja froh, daß Sie nachgerade sich selber wieder finden können – die Träne quillt, die Erde hat mich wieder![3] So rief auch jener, nachdem er vorher das Zeichen des Makrokosmos erblickt hatte, wo alles sich zum Ganzen webt, eins in dem andern wirkt und lebt, was ihn zum Ausruf verleitete: bin ich ein Gott? Mir wird so leicht! Worauf er dann voller Bestürzung seine Nichtgöttlichkeit und Wurmmäßigkeit glaubte einsehen zu müssen – was hinwiederum auch übertrieben war. Auch Faust beginnt ja damit, daß er es nicht aushalten kann, immer jene Theorien wiederzukäuen, die ihm das nicht erklären, was er gerne wissen möchte. Sie können zu Ihren Gunsten freilich anführen, daß Fausten die Sache schon nach 10 Jahren verleidet ist, während Sie erst nach 30 Jahren sich mit dem neuen Nostradamus – der vor 30 Jahren freilich Heisenberg hieß – verbündet haben. Infolgedessen werden wir nun die Gretchentragödie wohl überspringen dürfen.

Nachher kommt ja bekanntlich der Besuch am Kaiserlichen Hof, mit Maskenspiel und Fabrikation von Schwundgeld – auch das liegt hinter Ihnen. Müssen wir jetzt auf eine Reise ins Altertum gefaßt sein? Fausten hat dabei der Homunkulus vorgeleuchtet, der vom „beliebig langweiligen“ Wagner[4] in der Zwischenzeit immerhin fabriziert worden ist. Dieser zwar kann nur in seiner Flasche leben und ist nicht richtig entstanden. Aber wenn dann die Flasche platzt, so vereinigt er sich doch mit den Elementen; und das ganze Meer leuchtet. Proteus und Thales halten dieses Ende jedoch für einen guten Anfang zu weiterer Entwicklung. Freilich, man wird noch viel Geduld haben müssen, bis da etwas Greifbares entstanden ist.

Um nun nicht nur in Gleichnissen zu reden, so möchte ich doch noch direkt sagen, daß Sie, wie mir scheint, dazu neigen, die „strengen Gelehrten“ ungerecht zu beurteilen. Diese können nichts dafür, daß die Aufgabe so

ungemein schwierig ist. Die Aufgabe ist ganz natürlich gestellt worden und wurde bekanntlich von Pauli, Jordan und Heisenberg um 1930 herum formuliert. 15 Jahre später hat man dann die Entdeckung gemacht, daß sich die Quantenelektrodynamik renormalisieren läßt. Damit wurde aber klar, daß diese Theorie viel besser ist, als man bisher vermutet hatte. Sie liefert das bisher einzige Modell einer Feldtheorie, das zwar mathematisch unverständlich, das aber physikalisch äußerst brauchbar ist. Mir scheint deshalb die Idee nicht abwegig zu sein, die mathematische Struktur dieser Feldtheorie zu analysieren. Das ist ungemein schwierig und ist, wenn man will, langweilig. Es ist gut möglich, daß wir es nicht mehr erleben, daß auf diesem Wege diejenige Stelle gefunden wird, an der man durch neuartige Ansätze zu neuen Ergebnissen gelangen kann. Aber wer weiß einen besseren Weg? Ich glaube nicht, daß die Leute heute wesentlich dümmer sind als vor 30 und 40 Jahren. So wird es wohl in der Natur des Problems liegen, daß alles so langsam vorwärtsgeht. Und rückblickend wird doch jeder zugeben müssen, daß man gewisse Einsichten gewonnen hat: Man bezeichnete den $g$-Faktor und die Lamb-shift, man entdeckte den Isotopenspin und die Strangeness – wobei ich für Goldhabers Deutung dieser Größe[5] plädiere – man behob Vorurteile, die Parität betreffend, und bewies CPT, wobei hier Res Jost einen wesentlichen Beitrag geliefert hat,[6] der sich ganz im Rahmen jener „strengen“, und darum nicht ganz „langweiligen“ Methoden bewegt.

Man hat Ihnen die Planck-Medaille zuerkannt.[7] Auch Planck war in gewissem Sinne ein langweiliger Gelehrter. Mir ist das aber lieber als die Kurzweiligkeit Heisenbergs und die Maskenspiele, die Sie unter seiner Führung und Verführung aufgeführt haben. Es gibt doch viel bessere Weisen, sich die Zeit zu verkürzen.

. . .

[1] Das Schreiben endet ohne Grußformel; es ist zu vermuten, daß es sich um einen Briefentwurf handelt.
[2] Vgl. den Brief [2986].
[3] Diese und die folgenden Passagen sind frei nach Goethes *Faust I*, Nacht zitiert.
[4] Fierz spielt hier auf eine Bemerkung Landaus an, die Pauli in seinem vorangehenden Brief [2986] zitierte.
[5] Vgl. Goldhaber (1956).
[6] Vgl. Jost (1957a, b).
[7] Siehe den Kommentar zum Brief [2983].

## [2990] Pauli an Weisskopf

Berkeley, 7. Mai 1958
Bis 25. Mai ↲

Lieber Weisskopf!

Dank für Ihre 2 Briefe aus Kopenhagen (20. und 21. April).[1] Laut time table sollten Sie ja jetzt in Genf sein. Meine eigene time table ist: am 25. Mai fliegen wir von hier nach New York und gehen dann gleich nach Brookhaven. Am 1. Juni fliegen wir von New York nach Zürich (Ankunft 2. Juni). Ich soll aber

vom 9. bis 14. Juni nach Brüssel zum Solvay Kongreß „On the evolution of the universe“.[2] Ich will mich also nach dem 15. Juni noch einmal mit Ihnen über die Genfer Konferenz[3] in Verbindung setzen und inzwischen die Beiträge sammeln.[4]

Bitte ändern Sie meinen Auftrag beim Sekretariat in Genf dahin, daß ich schon Sonntag, 29. Juni (statt 30. Juni) ankomme. Ich glaube auch, es ist besser. (Eigentlich halte ich es für wahrscheinlich, daß ich mein Hotelzimmer wohl bezahlt bekommen werde oder eine äquivalente Regelung. Bitte schreiben Sie noch darüber.)[5]

*Biologie*. Das Delbrück-paper[6] habe ich Ihnen nach Genf geschickt. Was meinen Sie? Wigner hat sich offenbar beim time-scale problem der Evolution wirklich einiges überlegt, *nicht nur* „allgemeine Zweifel“.[7] Leider weiß ich keine Details darüber.

*Physik*. Von Glaser habe ich bis jetzt leider immer noch keine Antwort auf meinen Brief vom 8. April[8] erhalten. (Warum?) Von Thirring hörte ich, daß er in Oberwolfach war;[9] ist er nun wieder in CERN?

Inzwischen hatte ich ihm aber nochmals geschrieben,[10] weil ich die in meinem letzten Brief an Sie[11] skizzierte Frage inzwischen selber einigermaßen beantworten kann. Es gibt tatsächlich zwei Alternativen zur Behandlung Uhlenbeck-Pais-artiger Modelle.

a) Die alte von Uhlenbeck & Pais:[12] Metrik unitär, aber es gibt kein Vakuum,

b) die Glasersche: aus der postulierten Existenz eines Vakuums folge eindeutig eine bestimmte indefinite Metrik.[13] (Das habe ich jetzt verstanden.)

Die Resultate von Glaser und Froissart[14] halte ich jetzt für richtig, die indefinite Metrik demnach für zweifelhaft. Diese ist ein letzter Versuch, die jetzige Form der quantisierten Feldtheorie doch im wesentlichen (d. h. mit relativ kleinen Änderungen des Formalimus) zu retten. Falls er mißlingt, wird man etwas ganz radikal anderes machen müssen, nur von den Fundamenten des jetzigen Baues kann kein Stein auf dem anderen bleiben! Ich freue mich, zwischen allen Stühlen auf der Erde sitzend, in Genf eine Diskussion darüber zwischen den geistigen Drückebergern verschiedener Richtung in Gang zu bringen.[15]

3. Wie ist es mit meinem eigenen Beitrag? Bedeutet chairman, daß es mir verboten ist, *selbst* meine Meinung zu sagen? (Der Cartoon, siehe oben, ist *nicht* so gemeint, daß ich auch noch einen Knebel im Mund habe.)

Da ist nicht nämlich meine Sache mit den komplexen Wurzeln (beim Lee-Modell) und eine (nicht lange) Störungsrechnung (nicht nur für das Lee-Modell). Die möchte ich sowieso aufschreiben, solange ich noch hier bin und irgendwo publizieren (sowohl Thirring wie Källén halten etwas davon). Nun, natürlich nicht zweimal, aber eventuell bei CERN. (Ich kann ja auch von hier aus noch preprints verschicken; dann macht es mir nichts, wenn der Druck lange dauert.) Mündlich könnte ich dann in der Sitzung nur das Resultat der Störungsrechnung sagen. (Währenddessen dürfen Sie mir einen super-chairman aufs Genick setzen.)

Also was meinen Sie zu dem allen?

Ich bin in organisatorischen Fragen immer ungeschickt, und unpersönliche Papiere sagen mir nicht viel.

Über das Spinormodell will ich Ihnen in etwa einer Woche wieder schreiben (ich bin 3 Tage in Pasadena inzwischen). Gürsey ist gestern abend endlich hier angekommen.

Die Sache mit der strangeness looks rather gloomy für alle Unifizierungsideen. (N. B. Deutsche Unternehmungen pflegen mit einer Götterdämmerung zu enden, wobei das Rheingold wieder im Fluß versinkt.)

Herzliche Grüße Ihr W. Pauli

[Zusatz am oberen Briefrand:] P. S. Ich bin auch *völlig* davon überzeugt, daß die Frage der Analyzitität von $n$-Punktfunktionen, mit der Källén „sich spielt" (wie man in Wien sagt), ganz steril ist.

[1] Diese Briefe sind nicht erhalten.
[2] Siehe den Kommentar zum Brief [3011].
[3] Vgl. den Kommentar zum Brief [3024].
[4] Vgl. die Briefe [3006 und 3019].
[5] Weil die Veranstalter in Genf keine Reisemittel zur Verfügung stellten, beantragte Pauli die entsprechenden Mittel bei seiner Hochschule (vgl. den Brief [3026]).
[6] Vgl. Delbrück (1957). Vgl. auch Paulis vorangehenden Brief [2968] an Weisskopf.
[7] Vgl. hierzu Wigners Beitrag (1961) zur Festschrift für Michael Polanyi.
[8] Vgl. den Brief [2961].
[9] Siehe auch den Brief [2986].
[10] Vgl. den Brief [2982].
[11] Vgl. den Brief [2968].
[12] Uhlenbeck und Pais (1950).
[13] Siehe hierzu auch den Briefwechsel [2913 und 2921] mit Glaser.
[14] Vgl. Glaser (1958). Froissart hat seine Ergebnisse nicht mehr veröffentlicht.
[15] Der folgende auf einem neuen Blatt beginnende Absatz wird mit einem Paragraphen 3. begonnen. Es ist möglich, daß hier ein Blatt verloren gegangen ist; darauf scheint auch der weiter unten im Text erwähnte *Cartoon* hinzuweisen.

## [2991] Der Schweizerische Nationalfonds an Pauli

Zürich, 12. Mai 1958[1]
[Maschinenschriftliche Durchschrift]

Sehr geehrter Herr Professor!

Ich freue mich, Ihnen in Bestätigung meines Telegramms vom 2. 5. 1958[2] mitteilen zu können, daß die Kommission für Atomwissenschaft in ihrer 6. Sitzung vom 2. Mai Ihr Gesuch bewilligt und darüber folgenden Bescheid gefaßt hat:

Herrn Prof. W. Pauli, Zürich, wird zur Anstellung fortgeschrittener Mitarbeiter für Arbeiten in theoretischer Physik ein Beitrag von Fr. 30.000 für ein Jahr gewährt.

Die Dauer des Kredites beginnt vom Datum der Krediteröffnung an und kann auf ein kurzes, begründetes Gesuch hin verlängert werden.

Ich bitte Sie ausdrücklich, davon Kenntnis zu nehmen, daß Ihr Gesuch die *Nr.* A 68 erhalten hat und daß diese Nummer zur Vermeidung von Mißverständnissen am Kopf jeglicher Korrespondenz erwähnt werden muß.

Genehmigen Sie, sehr geehrter Herr Professor, den Ausdruck meiner vorzüglichen Hochachtung Dr. P. Sutermeister

[1] Auch abgedruckt bei Enz, Glaus und Oberkofler [1997, S. 317].
[2] Siehe hierzu den Hinweis im Brief [2987].

## [2992] Pauli an Fierz

[Berkeley], 13. Mai 1958

Lieber Herr Fierz!

Also da kommen ja wahre Goethe-Orgien aus der Schweiz, auf der Karte aus Bern gedruckte und geschriebene und dann ein ganzer Faust-Brief[1] von Ihnen! So viel Goethe auf einmal war wohl noch nie in Berkeley. Indirekt ist das ja wohl wiederum Heisenbergs Wirkung.

Ich aber schreibe nun viel weniger Briefe, seit ich Heisenberg nicht mehr so oft und regelmäßig schreiben muß. Er kam mir immer schon faustisch vor, aber nicht ich selber.[2]

Jetzt, wo ich älter werde, habe ich oft eine große Unsicherheit in der Beurteilung des Maßes der objektiven Schwierigkeit eines mathematischen Problems. Wenn es mir z. B. auch von vornherein klar war, daß *ich* eine vernünftige Formulierung eines Eigenwertproblems zur Bestimmung von Teilchenmassen allein nicht zustande bringen werde, so hatte ich anfangs die Idee, das liege eben an mir persönlich (meine mathematische Phantasie ist weniger beweglich als früher; ich erscheine mir selbst als schwerfällig). Dagegen hatte ich – eben deshalb – Hoffnung, die Jüngeren würden mir da helfen, und zwar relativ leicht. Das war aber dann gar nicht der Fall, deren relative Jugend hat nicht geholfen, weder ihnen selbst noch mir.

Umgekehrt bei Heisenberg – er will à tout prix jung sein (N. B. seine Frau ist wesentlich jünger als er)[3] und versucht, aufgeblasen über Wirklichkeiten hinwegzuschweben. Er glaubt, wenn er mit mir publiziert, dann sei es auch wieder 1930! Es war mir schon peinlich, wie er mir nachlief!

Nun ist Herr Zimmermann hier, es war schon in mancher Hinsicht lehrreich. Doch kann ich für die Dispersions-Relationen nach wie vor kein Interesse aufbringen und glaube immer noch, die Voraussetzungen dieser Arbeiten haben das Problem ganz verzerrt!

Doch davon mündlich. Ich erwarte nun, daß ich Anpassungsschwierigkeiten haben werde, sowohl mit Menschen (z. B. mit Jost geht es recht schlecht) als auch mit der Physik. Ich bin eben doch noch nicht siebzig, d. h. nicht alt genug, um mich von der Physik ruhig ganz zurückzuziehen (z. B. in die Geschichte der Physik), habe aber andererseits nicht mehr die Kraft, die Probleme selbst zu erledigen, die mich interessieren. Andere Kollegen in meinem Alter entwickeln einen Machttrieb und vertreiben sich die Langeweile mit Organisieren und Administrieren. Aber das ist mir noch langweiliger als alles andere! Ich fühle aber, daß ich die jüngere Generation zu stark belaste mit einem Anspruch, sie sollen etwas machen, was mich interessiert! Ich bin mir nicht klar über mich

selbst und deshalb weiß ich nicht, wie ich mir „die Langeweile vertreiben“ soll. Das ist also ein schwieriges Problem für mich.

Doch auf frohes Wiedersehen Ihr W. Pauli

[Zusatz am oberen Briefrand:] Der Goethe erinnert mich auch an die alte Kopenhagener Faustaufführung: „Das Ewig Neutrale zieht uns hinan“ und „Pauli, der glaubt daran“.[4] Das war das Neutrino. Es ist ja jetzt auch wieder da!

[1] Vgl. den Brief [2989].
[2] Als Pauli zwischen ca. dem 7.–10. Dezember 1958 – während der letzten Tage seines Aufenthaltes in der Klinik *Rotes Kreuz* – eine von Rudolf Baumgardt [1957] verfaßte Biographie des „Magiers“ Albertus Magnus las, erregte (wie eine Anstreichung nahelegt) auch folgende ihm wohl auch auf Heisenberg gemünzt erscheinende Beschreibung seine besondere Aufmerksamkeit: „Als ein Erbteil der Schwaben bleibt ihm noch ein Drang in die Ferne, in das Schweifende, nicht lediglich mit den Augen Erschaubare eingeboren, diese ewige deutsche Sehnsucht nach dem Blick hinter den Vorhang.“ Vgl. auch den Kommentar zum Brief [3130].
[3] Elisabeth Heisenberg war 12 Jahre jünger als er.
[4] Pauli zitiert hier aus der 1932 in Kopenhagen aufgeführten *Faustparodie* (vgl. Meyenn, Sexl und Stolzenburg [1985, S. 335]).

## [2993] Pauli an Heisenberg

Berkeley, 13. Mai 1958

Lieber Heisenberg!

Anbei die Kopie eines Briefes von Iwanenko, der zitiert zu werden wünscht.[1]

Die Arbeit von Gürsey ist immer noch in Fluß, ebenso eine Diskussion mit Glaser über indefinite Metrik. So schreibe ich heute noch nichts Neues über Physik.

Das Manuskript Deines Planck-Vortrages ist angekommen.[2] Die Bewertung der von Dir und Mitarbeitern in den letzten Jahren über das Spinormodell publizierten Arbeiten erscheint mir viel problematischer als Dir.

Hoffentlich wird in Genf eine interessante und gründliche Diskussion sein.

Für heute viele Grüße Dein W. Pauli

[Zusatz am oberen Briefrand:] Ich soll am 2. Juni in Zürich ankommen und gehe am 25. Mai von hier fort. Bitte nicht mehr hierher schreiben.

[1] Vgl. den Brief [2994]. Während der im Oktober 1958 veranstalteten Moskauer *Allunionskonferenz* riet Iwanenko (1958d, S. 332), der Möglichkeit einer idealistisch-platonischen Deutung der Elementarteilchentheorie durch Heisenberg entgegenzutreten und „unverzüglich die philosophische Erörterung neuester Probleme auf der Basis der materialistischen Philosophie durchzuführen, als nach einiger Zeit unsere ideologischen Gegner aus dem tiefen Hinterland zu kritisieren.“
[2] Heisenberg (1958c). Vgl. den Brief [2977].

## [2994] Iwanenko an Pauli

Moskau, [Anfang Mai 1958][1]
[Maschinenschrift]

Dear Professor Pauli!

I was delighted to receive a letter from W. Heisenberg,[2] informing about your participation in the developments of non-linear spinor theory of matter and great advances achieved by considering invariance under your new group.[3]

Surely you remember our discussion in Torino in the fall of 1956,[4] when I was unsuccessful to convince you in the usefulness of some non-linear generalization of Dirac equation. Prof. Heisenberg points that you are now using not only $(\bar{\psi}\psi)^2$ invariant but also $(\bar{\psi}\gamma_5\psi)^2$ term. May I draw your attention to an old article of A. Brodsky and myself Journal of Experimental Theoretical Physics (Russian) **24**, 383, (1953), Comptes rendus (Doklady) Academy of Science USSR, **84**, 683 (1952),[5] where we have introduced already this $(\bar{\psi}\gamma_5\psi)^2$ invariant alongside with other invariants of the type $(\bar{\psi}\Omega_i\psi)^2$ with $\Omega_i$ known from the $\beta$-decay theory, as well as invariants following for instance from your Nuovo Cimento, July of 1957,[6] work, if one puts there all fermionic functions as identical. It seems to be a good method for dealing with non-linearities.

I hope you would find a possibility to mention this work of ours in some of your forthcoming papers and inform about it possibly at some occasion the colleagues in Princeton.

We try here to understand something more about non-linearities and would be very thankful for further information and preprints. Are you planning to take part in Geneva June–July Congress on elementary particles[7] and would it not be possible to see you here in Moscow University in this year?[8]

With best wishes to you and Madame Pauli

Sincerely Yours D. Iwanenko

[1] Zusatz von Pauli: „Kopie an Heisenberg geschickt, 13. V." Siehe hierzu den voranstehenden Brief [2993].

[2] Vgl. das in einer Anm. zum Brief [2930] zitierte Schreiben Heisenbergs vom 17. April 1958.

[3] Iwanenko hatte Ende April 1958 an den Planck-Feiern in Berlin und Leipzig teilgenommen und bei dieser Gelegenheit auch über seine eigenen Arbeiten zur einheitlichen nichtlinearen Theorie der Materie berichtet {vgl. Iwanenko (1958b)}.

[4] Dieser Turiner Kongreß fand vom 11.–16. September 1956 statt (vgl. Band **IV**/3, S. 626 und 813f.).

[5] Brodsky und Iwanenko (1952) und Iwanenko und Brodsky (1953).

[6] Pauli (1957d).

[7] In der Liste der Teilnehmer an der CERN-Konferenz ist Iwanenko nicht aufgeführt.

[8] Pauli hatte eine im Frühjahr 1957 geplante Reise nach Moskau infolge der politischen Unsicherheiten (Aufstand in Ungarn) zunächst abgesagt (vgl. Band **IV**/3, S. 619 und 642f.).

## [2995] Pauli an Lüders

Berkeley, 14. Mai 1958

Sehr geehrter Herr Lüders!

Ich interessiere mich jetzt sehr für das Problem der Möglichkeit oder Unmöglichkeit der indefiniten Metrik (besonders auch im Zusammenhang mit neuen Überlegungen von Glaser). Deshalb interessierte mich die wesentliche Rolle, welche in der Arbeit von Ihnen und Zumino über Spin und Statistik[1] das Postulat IV der positiv definiten Metrik spielt.

Der Vollständigkeit halber würde ich nun gerne noch Näheres von Ihnen darüber hören, wie Sie die *Photonen* in Ihre Überlegungen am besten einordnen wollen. Sie haben dieses Problem auf p. 3 des preprint nur sehr kurz gestreift. (Es kann wohl auf verschiedene Weisen behandelt werden.)

Mit freundlichen Grüßen Ihr W. Pauli

[Zusatz am oberen Briefrand:] Ich reise bald hier ab und will ab 2. Juni wieder in *Zürich* sein. Bitte schreiben Sie Ihre Antwort nach Zürich.[2]

[1] Vgl. Lüders und Zumino (1958).
[2] Lüders antwortete in einem Brief [3004] vom 3. Juni.

## [2996] Pauli an Enz

Berkeley, 17. Mai 1958

Lieber Herr Enz!

Dank für Ihren Brief vom 14. Mai und auch für die Gratulation zur Planck-Medaille.[1] Den Brief an Waldmeier habe ich abgeschickt.[2] Ich nehme an, nun kommt nichts mehr aus Zürich hierher.

Ein *zweites* Gesuch für die 4 folgenden Jahre habe ich noch nicht eingereicht, könnte Fräulein Schmid mir schon jetzt die nötigen Formulare besorgen? Für das Wintersemester gibt es 2 Kandidaten: einen Amerikaner Stapp (Berkeley)[3] und einen Italiener Dell'Antonio (Milano).[4] Beide sind ordentlich, ich muß mich wohl bald entscheiden.

Gürsey hat hier eine Arbeit geschrieben: „On the Group Structure of Elementary Particles",[5] aber keines von seinen verschiedenen Schemen ist ganz befriedigend. Es wird noch etwa 3 Wochen dauern, bis die preprints verschickt werden. Thirring interessiert sich für diese Fragen, falls Sie ihn sehen, können Sie ihm das ausrichten.

Daß Glaser am 2. Juni im Seminar vortragen wird, ist interessant. Ich glaube allerdings, daß das Thirring-Modell nichts mit Physik zu tun hat, solange sich Glasers Methoden nicht auf den 3-dimensionalen Fall verallgemeinern lassen. Doch interessieren mich Glasers Überlegungen zur indefiniten Metrik sehr (leider hat er mir nicht mehr geschrieben – was wohl einfach daran liegt, daß er ungern Briefe schreibt). Es kann sehr wohl sein, daß diese – *sobald* sie zur Konvergenz der quantisierten Feldtheorie im relativistischen Fall *hilft* – sich

prinzipiell *nicht* eliminieren läßt, d. h., daß *dann* die *S*-Matrix irgendwo (auf der Energieschale) nicht unitär ist.

Nach den Glaserschen Resultaten sieht das doch sehr so aus; dann hätte eben die indefinite Metrik (abgesehen vom Bleuler–Gupta-Fall) doch nichts mit Physik zu tun.

Ich nehme an, das Seminar am 2. Juni sei wie immer um 16 Uhr 15 in der Rämistraße. Ich will versuchen, kurz zu kommen, weiß aber nicht, ob ich zurecht komme.[6] (Wenn nötig, kann man mir an diesem Nachmittag nach Zollikon telephonieren.) Ich würde gerne Glaser sprechen. Mit dem LSZ-Klub ist ein Gegensatz bei mir zunächst doch geblieben:

Zimmermann konnte mir die Voraussetzungen der Arbeiten über Dispersions-Relationen physikalisch *nicht* plausibel machen.[7] Ich meine, daß die Massen nicht als gegeben vorausgesetzt werden sollen und daß diese und die *S*-Matrices aus demselben Gesamtsystem von Gleichungen folgen müssen.[8] Und wahrscheinlich gibt es zur Zeit gar kein solches Gesamtsystem, das widerspruchsfrei ist. Wir werden wohl kaum so billig davonkommen in der quantisierten Feldtheorie, als der LSZ-Klub und Heisenberg meinen. Weiteres mündlich.

Viele Grüße von Haus zu Haus und auf frohes Wiedersehen! Ihr W. Pauli

[1] Siehe hierzu den Kommentar zum Brief [2983].

[2] Siehe hierzu das Schreiben [2929].

[3] Der aus Cleveland in Ohio stammende Physiker Henry Stapp hatte an der *University of Michigan* studiert und 1955 in Berkeley seinen Doktor erworben. Am 1. November 1958 konnte er das von Pauli für ihn beim *Schweizer Nationalfonds* beantragte Stipendium antreten (vgl. hierzu auch den Brief [3031]).

[4] Pauli hatte den 1933 in Udine geborenen Physiker Gianfausto Dell'Antonio im Januar während seines Besuches in Mailand kennengelernt (vgl. den Brief [3012]) und beim Schweizerischen Nationalfonds einen Kredit beantragt, um ihn ab Januar 1959 als wissenschaftlichen Mitarbeiter für ein halbes Jahr nach Zürich zu holen (vgl. Enz, Glaus und Oberkofler [1997, S. 358ff. und 366f.]).

[5] Gürsey (1958b).

[6] An diesem Tag sollte Paulis Flugzeug in Zürich eintreffen (vgl. die Briefe [2985 und 3000]).

[7] Zimmermann berichtete Heisenberg in einem Schreiben vom 16. Juni über seine in Berkeley gewonnenen Einsichten: „Hier in Berkeley hatte ich Gelegenheit mit Pauli selbst zu sprechen. Alle diese Diskussionen haben mich in meiner Meinung bestärkt, daß es sehr wahrscheinlich keine Feldtheorie mit indefiniter Metrik gibt, die Lorentzinvarianz, Unitarität der *S*-Matrix und Makrokausalität erfüllt. (Abgesehen natürlich von trivialen Fällen wie der Bleuler–Guptaschen Form der Quantenelektrodynamik, wo man bei einiger Vorsicht auch mit der positiv definiten Metrik eine lokale Beschreibung erreichen kann.) Was sich schon an der Møller–Kristensenschen nichtlokalen Theorie gezeigt hat, scheint offenbar ein allgemeiner Erfahrungssatz zu sein: Zu schwache Änderungen der Prinzipien Lorentzinvarianz, Mikrokausalität und positiv definiter Metrik machen die Theorie eher schlimmer als besser."

[8] Handschriftlicher Zusatz: „Man soll Modelle konstruieren."

## [2997] Pauli an Jauch

Berkeley, 17. Mai 1958

Lieber Herr Jauch!

Ich habe schlechtes Gewissen, Ihren Brief vom 11. März[1] bis heute nicht beantwortet zu haben. Nun reise ich bald von hier ab (25. Mai), bleibe dann noch einige Tage in Brookhaven und fliege am 1. Juni nach Zürich. Für eine Reise nach Iowa habe ich leider keine Zeit.

Von Heisenbergs Arbeit habe ich mich ganz zurückgezogen: in der Integration seiner Gleichungen sind meines Erachtens prinzipielle Fehler; und abgesehen von dieser besonderen Gleichung läßt sich zeigen, daß aus einem Ein-Spinormodell niemals eine halbzahlige Differenz von gewöhnlichem Spin und Isospin folgen kann.

Haags negatives Urteil ist also wohl richtig, was aber ein ebenfalls negatives Urteil über die Arbeiten von Haag[2] und dem Feldverein, vom Standpunkt der Physik aus, keineswegs ausschließt. Versucht man, sei es die Kausalität, sei es die Unitarität der Metrik zu lockern, so scheinen sich in relativistischen Theorien diese Übel sogleich aufs Makroskopische auszubreiten.

Gegenwärtig ist mein Eindruck, daß wir nicht billig davon kommen werden und daß noch wesentliche physikalische Ideen fehlen.

Mathematische Virtuosität, Funktionentheorie (einer oder mehrerer komplexer Veränderlicher) etc. scheinen mir zwar gut bei der Herleitung von Folgerungen (Integration) aus logisch abgeschlossenen mathematischen Theorien. Wenn es sich jedoch darum handelt, neue Naturgesetze mit neuen Grundbegriffen zu finden, braucht es eine andere Art der Intuition und der Einfühlung. Ich glaube nicht, daß ein Forschertypus wie Lehmann, Wightman, Källén etc. dabei von großem Nutzen sein kann.

Ganz ungesund scheint mir das fortwährende Vorschieben der Existenzfragen durch diese Leute sowie das Abgehen von der Konstruktion konkreter Modelle überhaupt.

Ihre neueste Arbeit[3] werde ich erst in Zürich lesen können. Die Feld-Quantisierung dürfte in nächster Zeit unfruchtbar bleiben und wahrscheinlich ist es ratsam, zunächst einmal auf einem anderen Gebiet zu arbeiten.

Mit vielen Grüßen W. Pauli

[1] Dieser Brief liegt nicht vor.

[2] Vgl. Haag (1958a, b). – Rudolf Haag war mit einer Tochter des Stuttgarter Physikers Erwin Fues verheiratet, der seinerseits mit Jauch befreundet war. Als Haag im Wintersemester nach Princeton ging, wurde ihm durch Jauch die Stelle eines *research associateship* des *Department of Physics* der *State University* in Iowa City angeboten. (Jauch hatte sich Anfang 1957 auch schon bei Heisenberg nach einem Theoretiker der „besten Kategorie“ erkundigt.) Während eines Besuches in Iowa City hatte ihn Haag auch über Heisenbergs neueste Arbeiten unterrichtet. – Unabhängig erreichte ihn diese Nachricht auch durch einen Brief, den ihm Markus Fierz am 24. April 1958 zugesandt hatte: „Pauli hat sich jetzt zum Glück aus seinem Bund mit Heisenberg zurückgezogen. Die Arbeit mit ihm ist ja leider bei näherem Studium nur allzuklarer Unsinn. Das einzige klare und nicht unsinnige ist die Isospingruppe, die mit der unitären Gruppe $U_2$ identisch ist – und das ist banal.“

[3] Vgl. Jauch (1958a, b).

## [2998] Pauli an von Kahler

Berkeley, 17. Mai 1958
[Briefkarte]

Lieber Kahli!

Wir reisen (fliegen) schon am 25. Mai von hier ab, sind dann einige Tage in Brookhaven National Laboratories (Upton, Long Island, N. Y.) und fliegen am 1. Juni heim. Das wird also wohl leider schwer gehen mit dem Wiedersehen. Übrigens ist Princeton nun recht leer, so daß wir nicht hingehen werden. So fürchte ich, für diesmal wirds wohl nichts!

Physik ist schwierig wie immer, und wie gehts bei Ihnen? Was macht Pittendright? (Über Biologie habe ich einiges gehört, auch von Delbrück in Pasadena.)

Meine Frau läßt Sie und Frau Lili auch sehr grüßen. Sie würde gerne wissen, wie Ihre Cousine Edith den Unfall vom letzten Jahr überstanden hat?

Der Aufenthalt hier war befriedigend und für mich im ganzen sogar ausruhend. Wir fahren aber nun auch wieder gerne heim.

Mit den herzlichsten Grüßen von uns beiden an die ‚Kahlis'

stets Ihr W. Pauli

## [2999] Franca Pauli an Karolus

Berkeley, 20. Mai 1958
[Postkarte][1]

Wir haben es hier sehr genossen, jeder auf seine Weise: Mein Mann hatte nur 2 Mal wöchentlich 1 Stunde Vorlesung, während ich mit Parties voll beschäftigt war, was zur Abwechslung auch recht nett ist.

Auf frohes Wiedersehen in Zollikon (Anfang Juni).

Herzliche Grüße Ihre Franca Pauli und Wolfgang Pauli

[1] Auf der Rückseite sind eine Landkarte der kalifornischen Küste und Aufnahmen einiger Sehenswürdigkeiten abgebildet.

## [3000] Pauli an Thirring

Berkeley, 20. Mai 1958

Lieber Herr Thirring!

Noch ein paar Zeilen vor meiner Abreise am 25. Ihre negative Charakterisierung der Quantenfeldtheorie in Oberwolfach ist mir eine willkommene Bestätigung meiner Vermutungen.[1] Ich will mich von Feldquantisierung (ein Urwald, in den noch niemand richtig eindringen konnte) wieder für eine Weile ganz zurückziehen. Von welcher Ecke da schließlich ein Fortschritt kommen wird, habe ich keine Ahnung. Jedenfalls soll man Projekten von Theoretikern auf lange Sicht heute *keinerlei Kredit für die Zukunft* geben. Und das gilt nicht

nur für Heisenberg, sondern auch für den LSZ-Klub, Wightman–Källén, Dyson, etc., etc. (Zimmermann ist jetzt hier; soweit er kritisch ist, ist er sehr gut, aber Positives habe ich bei ihm auch nicht finden können.)[2]

Die „zukunftsschweren Sprüche", die Sie von Heisenberg berichten, klingen ja schon ganz wie Heidegger;[3] jedenfalls nicht wie Physik.

Glaser hat mir leider meine letzten 2 Briefe nicht beantwortet (weder den vom 8. April noch den späteren, den ich nach Oberwolfach geschickt habe).[4]

Ich glaube, seine relativistischen Modelle zur indefiniten Metrik sind sehr lehrreich. Ich soll am Montag, den 2. Juni um $12^{05}$ Uhr in Kloten ankommen. Da ich höre, es sei in Zürich am Nachmittag ein Seminarvortrag von Glaser,[5] will ich versuchen, hinzukommen.

Es existiert nun ein paper von Gürsey „On the Group Structure of elementary particles",[6] von dem in etwa 3 Wochen preprints verschickt werden sollen.[7]

Mit 3 (vierkomponentigen) Spinoren stimmen zwar die kontinuierlichen Gruppen, man kommt aber damit in Schwierigkeiten mit der parity (im Gegensaz zu CP) bei starken (bei den strange particles) oder elektromagnetischen Wechselwirkungen.

Gürsey diskutiert dann noch ein anderes Schema, wo man mit 2 (vierkomponentigen) Spinoren (Isosingletts) plus 2 Skalaren (Iso-Dublett) anfängt, die aber selbst nicht direkt beobachtbare Teilchen sind. Aber das $\mu$-Meson macht bei allen Schemen Schwierigkeiten, und das zweitgenannte Schema bringt keine neue Einsicht. (Wie sicher ist die parity conservation für $K$-Mesonen und Hyperons in starker Wechselwirkung?)

Im Wintersemester will ich mich Fragen der Theorie der Leitung und Supraleitung, des Ferro- und Antiferromagnetismus und vielleicht auch Kernmodellen und Mehrkörperproblemen zuwenden.[8] Mit einem Adieu an die Feldquantisierung und vielen Grüßen Ihr W. Pauli

[1] Über diese Veranstaltung in Oberwolfach Ende April 1958 hatte Pauli auch schon in seinen vorangehenden Briefen [2975, 2981, 2985, 2986 und 2990] geschrieben.
[2] Siehe hierzu auch das in der Anmerkung zum Brief [2996] wiedergegebene Zitat aus einem Schreiben von Zimmermann.
[3] In einem Schreiben [971] an Fierz äußerte Pauli, „bin geneigt, Heidegger für einen *Charlatan* zu halten". – Vgl. hierzu auch von Weizsäckers Nachruf auf Heisenberg und Heidegger (1979), die im gleichen Jahre 1976 verstorben waren.
[4] Vgl. die Briefe [2961 und 2982].
[5] Vgl. den Brief [2996] an Enz.
[6] Gürsey (1958b).
[7] Zusatz von Pauli: „Ich bin neugierig auf Ihre Meinung darüber."
[8] Vgl. hierzu die Bemerkung zum Brief [2967].

## *Besuch in Brookhaven, 26. Mai – 1. Juni 1958*

Das *Brookhaven National Laboratory* (BNL) in Upton auf Long Island, das mit den Physikern der New Yorker *Columbia University* in enger Abstimmung zusammenarbeitete, gehörte mit dem *Argonne National Laboratory*

und dem *Oak Ridge National Laboratory* zu den ersten drei amerikanischen Großforschungseinrichtungen, welche nach dem Kriege der Hochenergiephysik zur Verfügung standen und welche die rasche Entwickling der experimentellen Elementarteilchenphysik ermöglicht haben.[1] „Columbia was really a center of physics at the time," erinnert sich der später am *Cosmotron* in Brookhaven wirkende Teilchenphysiker Nick Samios,[2] „because of the people who were there. T. D. Lee was there, Feinberg, Weinberg, Steinberger, Lederman, Rubbia – and then people came by for a year, or to give lecture series, people like Gell-Mann and Pais. Lots of people around, lots of excitement."

In den folgenden Jahren kamen noch weitere solche Zentren hinzu, wie das bei Chicago gelegene *Fermilab*, das *Lawrence Berkeley Laboratory* und die *Stanford Linear Accelerator Facility* (SLAC) im kalifornischen Palo Alto. Weil die Kosten solcher riesiger Baukomplexe, ihr Unterhalt, ihre Verwaltung und ihr Betrieb weit oberhalb der Möglichkeiten traditioneller Universitäten lagen, waren sie auch bevorzugter Treffpunkt für Physiker unterschiedlichster Herkunft, Ausbildung und Einstellung, die hier zu einer fruchtbaren wissenschaftlichen Zusammenarbeit zusammenkommen konnten.[3]

Gleich nach der Fertigstellung des 2.8 GeV-Cosmotrons in Brookhaven[4] konnten William B. Fowler, Ralph P. Shutt, Alan M. Thorndike und William L. Whittemore 1953 hier die ersten künstlich erzeugten $V$-Teilchen beobachten, welche auch die von Gell-Mann und anderen vorgeschlagene strangeness-Erhaltung bestätigten.[5] Mit seiner Hilfe wurden die Experimente ausgeführt, die das berühmte $\theta$-$\tau$-puzzle und damit auch die Entdeckung der Paritätsverletzung vorbereiteten. Die für Pauli so interessanten Neutrino-Experimente von Raymond Davis waren ebenfalls in Brookhaven durchgeführt worden (vgl. die Briefe [2455, 2500, 2580 und 2653]).

Eine weitere Maschine, die ebenso wie das damals noch in Konstruktion befindliche 28-GeV Protonensynchrotron vom CERN in Genf zur Erzeugung von 20–30 GeV Protonen dienen sollte, das sog. *Alternate Gradient Synchrotron* (AGS), wurde hier in Brookhaven gebaut.[6] Diese Maschinen haben in der Folge zur Entdeckung zahlloser neuer Elementarteilchen geführt[7], so daß man bald von einer Teilchenexplosion zu sprechen begann.[8]

Dies alles waren Gründe genug, seine Rückreise von Berkeley nach Zürich zu unterbrechen und Brookhaven aufzusuchen, zumal Pauli hier verschiedene alte Bekannte wie Samuel Goudsmit, Raymond Davis treffen und insbesondere auch mit Gerald Feinberg, Abraham Pais, und Maurice Goldhaber diskutieren wollte, „in the hope of finding a clue for a new direction in elementary particle physics" (vgl. den Brief [3118]).[9] Wegen seiner Enttäuschung über die Stagnation der Feldtheorie und dem Mißerfolg mit der Heisenbergschen Spinortheorie wollte er nun wieder mit den Experimentalphysikern Kontakt aufnehmen und sich mit den neuesten Ergebnissen der Hochenergiephysiker vertraut machen.

Am 29. April benachrichtigte er seinen Assistenten Enz [2985], daß er zu Pfingsten am 25. Mai nach New York fliegen und sich dann gleich am nächsten Tage nach Brookhaven begeben wolle. Der Rückflug nach Genf sollte am Sonntag, den 1. Juni erfolgen. Weitere Einzelheiten über Paulis einwöchigen Aufenthalt in Brookhaven sind allerdings nicht bekannt geworden.

[1] Vgl. hierzu auch den Kommentar über die Rochester-Konferenzen im Band IV/3, S. 547ff. – Ausgezeichnete historische Darstellungen über die Anfänge des *BNL*, des *Radiation Laboratory* in Berkeley und über die des *Argonne National Laboratory* lieferten Allan Needell (1983), John L. Heilbron und Robert Seidel [1989] sowie J. M. Holl [1997].
[2] Zitiert nach Crease und Mann [1986, S. 258].
[3] Siehe hierzu Galison und Hevly [1992] und vgl. hierzu auch die kürzlich erschienene Studie von Robert P. Crease [1999] über das *Brookhaven National Laboratory*.
[4] Über den Bau des Cosmotrons und die ersten in Brookhaven ausgeführten Experimente berichteten Ernest D. Courant (1989) und William B. Fowler (1989).
[5] Vgl. Band **IV**/2, S. 191f., 233 und 437 sowie die Mitteilungen 1953 im Augustheft, S. 22f. und Dezemberheft, S. 30 von *Physics Today*.
[6] Vgl. Cockcroft und Pickavance (1955).
[7] Vgl. hierzu Melvin Schwartz' Bericht (1997) über die Entdeckungsgeschichte des Müon-Neutrinos, dessen Existenz hier in Brookhaven während der Gespräche mit Pauli diskutiert worden sein dürfte (vgl. die Briefe [3118, 3124 und 3125]) und das 1962 schließlich in einem aufwendigen Experiment in Brookhaven nachgewiesen werden konnte.
[8] Siehe hierzu das 1987 von Frank Close, Michael Marten und Christine Sutton unter diesem Titel veröffentlichte Buch
[9] Eine Ende Mai 1958 entstandene (und in Pauli [1984, S. XXI] wiedergegebene) Aufnahme zeigt Pauli im Gespräch mit M. Goldhaber auf einer Bank in Brookhaven sitzend.

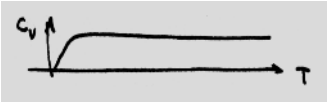
## [3001] Schafroth an Pauli

Sydney, 27. Mai 1958

Lieber Herr Professor!

Da Stuart Butler, der dieses Jahr hätte auf Kongreßreisen fahren sollen, plötzlich nicht gehen kann, ist die Reihe unerwarteterweise wieder an mir. Ich werde also in Leiden sein (23. 6. – 30. 6.) und dann auch an die CERN-Konferenz kommen, wo Sie ja auch tätig sind.[1] Nachher bleibe ich noch ein wenig in der Schweiz, und ich hoffe, es wird sich Gelegenheit bieten, mit Ihnen zu plaudern. Diesmal werden mich übrigens Frau und Kind begleiten, sehr zur Freude der Großeltern.

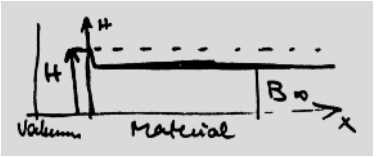
Heute kann ich Ihnen auch wieder einmal etwas Physik berichten. Mein Doktorand, R. M. May, hat ein neues Modell entdeckt, das ich sehr lustig finde.[2] Es ist bekannt, daß ein zweidimensionales Bosegas nicht kondensiert, und seine thermischen Eigenschaften sind ganz friedlich; z. B. die spezifische Wärme:




Wenn die Bosonen geladen sind, geschieht aber eine „Pseudo-Umwandlung" bei einer Temperatur $T_C$ von einem gewöhnlichen Diamagnetismus zu einem (imperfekten) Meissnereffekt. Dabei nenne ich „diamagnetisch" folgendes Verhalten:

$$B = \mu H, \qquad \mu = 1 - \varepsilon,\ \varepsilon \ll 1,$$

außer in einer sehr dünnen Oberflächenschicht (wenige Atomlagendicke),

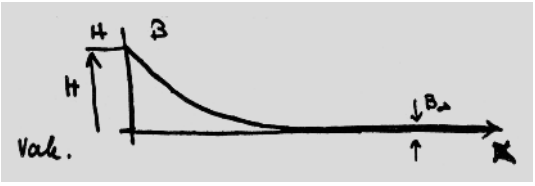



in welcher Ströme fließen.

Der „Meissnereffekt“ ist charakterisiert durch

a) $B \sim 0$ im Innern

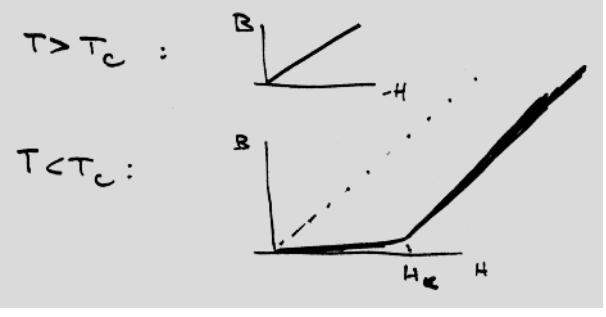
b) stromfließende Schicht viel dicker ($\sim 10^{-5}$ cm in Metallen).



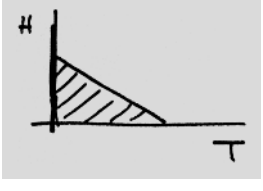

Wenn $B \sim e^{-x/\lambda}$, so heißt der Meissnereffekt „perfekt“, wenn $B \sim B_\infty =$ constant $\ll 1$, „imperfekt“.

Die Schärfe der quasi-Umwandlung, $\Delta T_C / T_C$, hängt von der Ladung der Teilchen ab. Für ein Gas von Bose-Elektronen normaler Dichte in einer $10^{-8}$ cm (eine Atomlage) dicken Schachtel ist $\Delta T_C / T_C \sim 10^{-6}$! Also praktisch eine echte Umwandlung. Ebenso ist für $T < T_C - \Delta T_C$ das asymptotische $B_\infty$ unmeßbar klein.

Man kann $B_\infty$, das Feld im Innern, auch für beliebige Feldstärke ausrechnen, analog zum kritischen Feld im dreidimensionalen Bosegas. Man findet folgende (idealisierten) Kurven – die Formeln sind zu kompliziert:




was dann so ein „kritisches Feld“ $H_C$ definiert:



$$H_C = H_C(0)(1 - T/T_C)$$

$H_C(0)$ wie beim 3-dimensionalen Gas.

Das Unerwartetste für mich war, daß man einen Meissnereffekt haben kann, der im $C_V$ überhaupt nicht in Erscheinung tritt. Außerdem ist dies das einzige mir bekannte Beispiel einer strengen „Pseudo"-Umwandlung (d. h. $\Delta T_C/T_C \ll 1$, aber endlich).

Hoffentlich war Ihr Aufenthalt in Berkeley schön und erfreulich. Über Ihr Reisedatum habe ich widersprechende Auskünfte, so schreibe ich wohl am besten nach Zürich.

Auf Wiedersehen bald, und herzliche Grüße an Frau Pauli

Ihr M. R. Schafroth

[1] Vgl. den Kommentar zum Brief [3024].

[2] In der von dem australischen Physiker D. D. Millar herausgegebenen Festschrift [1987, S. 28] *The Messel Era* heißt es: „Schafroth subsequently was joined by a joung postgraduate student, R. M. May (one of the most, if not the most, outstanding students ever to pass through the Sydney School of Physics – but more later) in continuing to develop this theory of superconductivity. By May 1958 Schafroth was invited to the Chair of the University of Geneva, Switzerland. He deferred taking up this appointment until September 1959 so that he could conclude his work in Sydney, but tragically in May 1959 he and his wife were killed in a plane crash in Queensland."

## [3002] Königliche Niederländische Akademie an Pauli

Amsterdam, 31. Mai 1958
*Classe des Sciences* No. 1754
[Maschinenschrift]

Monsieur,

L'Académie Royale Néerlandaise (Classe des Sciences), empressée à vous donner un témoignage de sa haute estime et désirant admettre dans ses rangs un savant dont la collaboration sera pour elle d'un haut prix, vous a élu comme membre étranger dans sa séance du 26 avril 1958.

L'Académie vient d'être informée que votre nomination a été ratifiée par Décret Royale.

Je m'estime heureux d'être le primier à vous annoncer cette nouvelle et je vous prie, Monsieur, d'agréer l'assurance de ma très haute considération.

Le Secrétaire, J. F. Koksma[1]

[1] Der niederländische Mathematiker Jurjen Ferdinand Koksma (1904–1964) war Sekretär der *Koninklijke Nederlandse Akademie van Wetenschappen*.

## [3003] Pauli an Pallmann

Zürich, 3. Juni 1958[1]

Sehr geehrter Herr Präsident!

Gerne teile ich Ihnen mit, daß ich wie geplant von meiner Amerikareise nach Zürich zurückgekehrt bin. In der Zeit vom 9.–14. Juni findet in Brüssel ein Solvay-Kongreß über die Evolution des Universums statt, zu welchem ich eingeladen bin.[2] Ich möchte Sie deshalb ersuchen, mich für diese Zeit zu beurlauben und meine Vorlesung über Thermodynamik und kinetische Gastheorie durch Herrn Dr. Enz noch bis zum 13. Juni vertretungsweise weiterführen zu lassen. Ich würde ab 15. Juni diese Vorlesung wieder übernehmen.

Vom 30. Juni bis 5. Juli findet in Genf eine von CERN organisierte Konferenz über High Energy Physics statt, an der ich selbst sowie Herr Dr. Enz teilnehmen.[3] Ich möchte daher beantragen, mich für diese Woche zu beurlauben und die Vorlesung ausfallen zu lassen.

Indem ich Ihnen für Ihre freundlichen Glückwünsche zur Verleihung der Max Planck-Medaille bestens danke,[4] verbleibe ich mit vorzüglicher Hochachtung

W. Pauli

[1] Auch abgedruckt bei Enz, Glaus und Oberkofler [1997, S. 319].
[2] Siehe den Kommentar zum Brief [3011].
[3] Siehe den Kommentar zum Brief [3024].
[4] Vgl. den Brief [2988].

## [3004] Lüders an Pauli

Göttingen, 3. Juni 1958
[Maschinenschrift]

Sehr geehrter Herr Professor!

Haben Sie vielen Dank für Ihren Brief vom 14. Mai.[1] Leider kann ich zu den beiden von Ihnen angeschnittenen Punkten nicht viel sagen. Vielleicht darf ich Sie zunächst darauf aufmerksam machen (wahrscheinlich wissen Sie es aber schon), daß das Problem des Zusammenhangs zwischen Spin und Statistik unabhängig auch von einem französischen Wightman-Schüler N. Burgoyne (er war mindestens bis vor kurzem in Kopenhagen) auf dessen (Wightman's) Anregung untersucht worden ist.[2] Seine Annahmen und Resultate sind im wesentlichen dieselben wie unsere (d. h. die von Zumino und mir);[3] allerdings stellt sich heraus, daß für nicht-hermitesche Felder die Annahme des Postulats der Eichinvarianz nicht nötig ist (obwohl es mir immer noch physikalisch sinnvoll scheint).

Interessant ist mir bei Burgoyne die Bemerkung, daß unser Postulat V nicht zusätzlich gefordert zu werden braucht. Er schreibt, daß als Folge von $\varphi(x)\Omega = 0$ (Bezeichnung Lüders–Zumino) das folgende eintreten würde:

„Using assumption (c) (das ist Postulat II) and the results of Hall and Wightman on the real analytic points we conclude that any vacuum expectation value containing $\varphi$ vanishes identically and consequently such a field is zero."

Symanzik glaubt, daß diese Behauptung richtig ist.

Sie wollten aber etwas über Postulat IV wissen, das für genau dieselbe Funktion übrigens auch bei Burgoyne verwendet wird. Vielleicht kann man den Schluß vom Verschwinden des Vakuumerwartungswertes $\langle\varphi(x)\varphi(y)\rangle_0$ für alle $x - y$ auf $\varphi(x)\Omega = 0$ auch noch für geeignet eingeschränkte indefinite Metriken führen; ich sehe aber keinen Weg hierzu. Daß man indefinite Metriken finden kann, für die die „verkehrte“ Quantisierung gerade die richtige ist, wissen Sie ja selbst am besten (Progress of Theoretical Physics **5**).[4]

Ihre zweite Bemerkung bezieht sich auf die Einbeziehung des elektromagnetischen Feldes. Ich kenne zwei Möglichkeiten, aber beide scheinen auf Schwierigkeiten zu führen. Entweder man verwendet Bleuler–Gupta und hat dann die indefinite Metrik, bleibt also an Postulat IV hängen (vielleicht kann sorgfältiges Nachdenken einem an dieser Stelle weiterhelfen, aber das weiß ich nicht). Eine andere Möglichkeit, die ich aber nie sorgfältig durchgeführt habe und bei der das Renormierungsprogramm viel komplizierter zu werden scheint, beruht auf der formalen Analogie zwischen der Quantenelektrodynamik und der Quantenmechanik eines Systems, das keinen äußeren Kräften unterworfen ist: Die in der Nebenbedingung auftretenden Operatoren $\partial A_\mu/\partial x_\mu$ sind den Operatoren des Gesamtimpulses im quantenmechanischen Fall sehr ähnlich (außer natürlich, daß es im ersten Fall ein Kontinuum solcher Operatoren gibt). Wenn man in der Quantenmechanik Matrixelemente translationsinvarianter (d. h. mit dem Gesamtimpuls vertauschbarer) Operatoren berechnet, kann man den (nicht normierbaren) Translationsanteil der Wellenfunktion einfach fortlassen und braucht nur mit der „Wellenfunktion der inneren Freiheitsgrade“ zu rechnen. Ganz genau so kann man Matrixelemente eichinvarianter (d. h. mit allen $\partial A_\mu/\partial x_\mu$ vertauschbarer) Operatoren dann in der Quantenelektrodynamik berechnen unter Fortlassung des nicht-normierbaren Anteils des Eigenzustandes der $\partial A_\mu/\partial x_\mu$ (zum Eigenwert 0). Für diese Methode, die mir eine angemessene Formulierung der Quantenelektrodynamik zu sein scheint, ist charakteristisch, daß eichinvariante Größen eindeutige und möglicherweise endliche Matrixelemente haben, daß dagegen die Matrixelemente nicht-eichinvarianter Größen überhaupt nicht definiert sind; für eine durchgehend eichinvariante Theorie ist das wohl ganz natürlich. Analogie: im quantenmechanischen Fall führt die Berechnung des Matrixelementes eines Ortsoperators (statt der Differenz zweier Ortsoperatoren) auf ein unsinniges unendliches Resultat.

Verwendet man die zweite skizzierte Methode, so machen die Lichtquanten selbst gar keine Schwierigkeiten: der entsprechende Vakuumerwartungswert ist statt für die Potentiale für die Feldstärken zu bilden. Schwierigkeiten kommen her von geladenen Feldern: Bildungen wie $\varphi^*(x)\varphi(y)$ sind offenbar nicht eichinvariant; daher können von ihnen im Rahmen dieses Verfahrens keine Vakuumerwartungswerte berechnet werden. Wie man die Schwierigkeit mit geladenen Feldern umgeht, weiß ich nicht.

Ich habe Zumino von Ihrem Brief unterrichtet. Vielleicht wird er auch noch eine Meinung zu Ihren Bemerkungen äußern. Mit freundlichen Grüßen

Ihr G. Lüders

[1] Vgl. den Brief [2995].
[2] Wightmans Schüler Nicholas Burgoyne promovierte 1961 mit einer Untersuchung Some *properties of scattering amplitudes* am *Mathematics Department* der *Princeton University*. „However," teilt Wightman dem Herausgeber mit, „the work of Burgoyne of immediate interest to Pauli in 1958 was *On the connection of spin with statistics* in *Nuovo Cimento* **8**, 607 (1958), which gave a proof independently arrived at in G. Lüders and B. Zumino, same title, in *Physical Review* **110**, 1450 (1958). Burgoyne went from here to the *University of Illinois* at Chicago and from there to California where the latest adress I have is *Department of Mathematics*, *University of California*, Santa Cruz. ... He is very talented having been among other things a qualified formula I racing driver. F. J. Dyson once remarked that Burgoyne's proof of the connection of spin with statistics set some kind of a record for brevity."
[3] Lüders und Zumino (1958).
[4] Vgl. Pauli (1950e).

## [3005] Pauli an Källén

Zürich, 5. Juni 1958

Lieber Herr Källén!

Bei meiner Rückkehr nach Zürich fand ich hier gleich Herrn Glaser vor.[1] Es sieht nun eher so aus, als ob die indefinite Metrik für die Physik nicht brauchbar ist. Denn Glaser und Froissart haben an einer guten Klasse relativistischer Modelle gezeigt,[2] daß das Problem, die *S*-Matrix durch Beschränkung auf einen Unterraum mit Nullzuständen (sei es bei Dipolgeistern, sei es bei komplexen Energien) unitär zu halten, *überbestimmt* wird, sobald mehr als ein Paar von Zuständen vorhanden ist.

(N. B. Es gibt eine russische Arbeit über indefinite Metrik von Bogoljubov et aliis[3] im Falle reeller Energien mit negativer Norm, die zwar formal trivial richtig ist, die aber nichts mit Physik zu tun hat, wie ich hier nicht näher ausführen will. Es bleibt dann nämlich die *S*-Matrix makroskopisch akausal.)

Es sind interessante Details in Glasers Arbeit, mit der ich ganz einig bin und hoffe, es wird ein paper geschrieben werden.[4]

*Kommen Sie nach Genf*?[5]

Von Schwinger kam ein paper für die Konferenz[6] und mein erster Eindruck war, er wolle die Nichtexistenz von Wightmans Person voraussetzen und beweisen ... .[7] (N. B. Was Sie betrifft, schien ihm das wohl unnötig zu sein.)

Ich möchte nunmehr mit Riesenschritten das ganze Gebiet der Feldquantisierung verlassen.

Viele Grüße Ihr W. Pauli

[1] Glaser hatte am Tage von Paulis Ankunft am 2. Juni im Züricher Seminar vorgetragen (vgl. die Briefe [2996 und 3000]).
[2] Die Ergebnisse dieser Rechnungen wurden angesichts der Aufgabe der Heisenberg–Pauli-Theorie nicht veröffentlicht.
[3] Siehe hierzu Bogoljubovs Beitrag (1958b) zur CERN-Konferenz und die anschließenden Diskussionsbemerkungen von Bogoljubov und Glaser.
[4] Siehe hierzu auch Glasers folgenden Brief [3017].
[5] Siehe hierzu den Kommentar zum Brief [3024].
[6] Vgl. Schwinger (1958).

[7] Wightman bemerkte hierzu Folgendes: „I think that the proof of the *non-existence of Wightman* at the CERN conference in 1958 referred to the fact that Schwinger in his speech there did not refer to Hall and Wightman (1957). Incidentally, I was present at Schwinger's speech but did not take offense because I admired Schwinger for what he *did* do (codiscover the significance of the Euclidean points of analyticity of the vacuum expectation values along with Nakano)."

## [3006] Pauli an Weisskopf

Zürich, 6. Juni 1958

Lieber Weisskopf!

Ich bin also plangemäß hier angekommen und werde vom 8. bis 14. in Brüssel sein.[1] Irgendwann ab 16. (an diesem Tag trägt Wentzel in Zürich vor)[2] würde ich Sie gerne hier sehen (wie Sie vorschlugen). Bis jetzt sind folgende papers für die Konferenz bei mir eingegangen

1. *Drell and Zachariasen*: Form Factors in Quantumelectrodynamics
2. *Yukawa* wants to present two short papers by H. Kita[3]
   a) An attempt of a nonlinear field theory,
   b) Vacuum solutions in a new nonlinear Spinor field theory (b muß ich erst lesen),
3. *Schwinger*: On the Euclidean Structure of relativistic field theory.[4]

Es handelt sich um *analytische Fortsetzung* der Lorentzgruppe zur positiv definiten Rotationsgruppe. Das ist Wightmans spezifische Domäne, der aber *nicht* genannt ist! (Sehr peinlich.) (Habe das auch mit Jost besprochen, der meinen Eindruck bestätigt hat.) Wäre mit Ihnen zu besprechen.

Das ist zunächst alles, was ich erhalten habe. (Noch nichts von Heisenberg, Lehmann, Källén.)

---

Meine Zimmerreservierung wurde mir als folgende mitgeteilt: 30 juin 1958 au 5/6 juillet 1958 (5 ou 6 nuits).

Im Hotel Excelsior. Wenn Sie Wert darauf legen, daß ich schon am 29. Juni (Sonntag) komme, müßten Sie also, bitte, noch nachhelfen.

---

Über Biologie möchte ich mich mit Ihnen auch noch mündlich unterhalten.

Delbrücks bewußten Gedankengang – bei der Stelle mit dem life hereafter[5] – haben Sie in Ihrem Brief ganz getreu wiedergegeben. Mein Punkt ist aber: dieser ist ganz *unhaltbar*, denn trivialerweise hängt das Handeln eines Menschen davon ab, ob er z. B. an die Höllenstrafe glaubt oder nicht. Da aber Delbrück bekanntlich intelligent ist und das daher genau so weiß wie wir, muß ein unbewußter Gedankengang bei ihm hierbei vorliegen, und dieser muß der allein wichtige sein. (N. B. Ich habe bemerkt, daß ich auf Delbrücks Unbewußtes besonders stark reagiere – et vice versa.)[6]

---

Glaser habe ich hier getroffen[7] und, wie es scheint, sind wir über die Fragen der indefiniten Metrik ganz einig.

Viele Grüße und auf Wiedersehen Ihr W. Pauli

Wie war Israel, Sambursky und Katchalsky?[8]

[1] In Brüssel tagte zu dieser Zeit der 11. Solvay-Kongreß (siehe den Kommentar zum Brief [3011]).
[2] Vgl. hierzu den Brief [2986].
[3] Vgl. Yukawa (1958).
[4] Vgl. Schwinger (1958).
[5] Vgl. hierzu die Anmerkung zum Brief [2968].
[6] Siehe hierzu Paulis Betrachtungen (im Brief [3075]) über einen Traum, den ihm Delbrück während seines Besuches in Pasadena erzählt hatte.
[7] Vgl. auch den Brief [3005].
[8] Weisskopf berichtete über diese Israel Reise auch in seiner Autobiographie [1991, S. 202ff.] *The joy of insight*. – Siehe hierzu auch den Brief [2957] und die Bemerkungen über Katchalsky im Brief [2948].

## [3007] Heisenberg an Pauli

Göttingen, 7. Juni 1958

Lieber Pauli!

Inzwischen bist Du wohl in Zürich angekommen; damit Du hörst, wie es bei uns mit der Physik steht, will ich Dir einen kurzen Bericht schicken, den ausführlichen aber auf unser Zusammensein in Genf verschieben.

Wir (d. h. Dürr, Schlieder, Yamazaki und ich) haben sehr viel Arbeit auf die Klärung des $\hat{}$-Formalismus und der Quantenzahl l verwendet, aber wir glauben jetzt, die zum Teil sehr knifflichen mathematischen Fragen gut verstanden zu haben. In dem Manuskript, das in einiger Zeit geschrieben werden wird, soll die Darstellung der Theorie – zunächst nur für Nukleonen $+\pi$-Mesonen – etwa nach folgendem Schema erfolgen:

Man geht zunächst von *einem* Operator $\psi$ aus ($\hat{\psi}$ wird zunächst weder gebraucht noch definiert) und rechnet die tiefsten Eigenwerte nach unserem alten Verfahren aus. Dabei wird auch nur von *einem* Vakuum Gebrauch gemacht und nur die Gleichung (21) unseres preprints[1] in der Form

$$\langle \psi_\alpha(x)\psi^\dagger_\beta(x')\rangle = -\gamma_\nu \frac{\partial}{\partial x_\nu} F(s) \approx \frac{1}{2}\int dp\, e^{ip(x-x')} \frac{p_\nu \gamma_\nu \kappa^4}{(p^2)^2(p^2+\kappa^2)}$$

benützt. Es gibt hier noch keine Gleichung (22), also kein Massenglied.

Dabei stellt sich heraus: Die Eigenwertgleichung der Fermionen erhält die Form

$$J_\nu \gamma_\nu f(J_\nu^2, \kappa^2)\varphi = 0.$$

(Dies tritt an die Stelle der Gleichung (31) der Mitter–Kortel-Arbeit.)[2]

Physikalisch bedeutet dies: Für die Baryonen bekommt man nicht eine Dirac-Gleichung, sondern eine Klein–Gordon-Gleichung! Daher gibt es genau

4 Baryonen ($P$, $\bar{P}$, $N$, $\bar{N}$). Für die Leptonen aber bekommt man eine Dirac-Gleichung $J_\nu \gamma_\nu = 0$, die man dahin interpretieren muß, daß es vier Leptonen, aber nur vom 2-Komponententypus, gibt. (Das geht natürlich nur, solange die Ruhmasse wirklich verschwindet.)

Erst nachdem man dies alles hat, *kann* man auch eine Größe $\hat{\psi}$ definieren, indem man für die Baryonen eine Dirac–Gürsey-Gleichung *fordert*:

$$\langle \psi | \gamma_\mu \frac{\partial}{\partial x_\mu} \psi | \Omega \rangle = \langle \psi | \kappa \hat{\psi} | \Omega \rangle$$

oder, wenn man statt $\psi$ und $\hat{\psi}$ zweierlei Vakua verwendet:

$$\langle \psi | \gamma_\mu \frac{\partial}{\partial x_\mu} \psi | \Omega_1 \rangle = \langle \psi | \kappa \psi | \Omega_2 \rangle.$$

(Die beiden Vakua will ich für später durch eine Quantenzahl $\Sigma_3 = \pm 1$ unterscheiden.) Die Matrixelemente von $\hat{\psi}$ für die Leptonen verschwinden natürlich. Diese $\hat{\psi}$ für die Baryonen sind *nötig*, wenn man etwas über die Paritätseigenschaften der Nukleonen und $\pi$-Mesonen sagen will; sie sind außerdem vielleicht zweckmäßig, um durch eine geeignete Symmetrisierung die Tamm–Dancoff-Gleichungen zu verbessern, doch ist dieser Punkt nicht sehr wichtig.

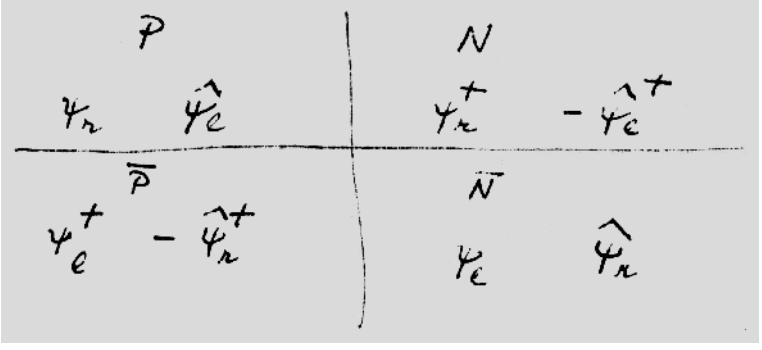
Wenn man den Operator $\psi$ noch durch die Quantenzahl $l = l_N = \pm 1$ in zwei Anteile zerlegt, erhält man dann für Gleichungen (21) und (22) unseres preprints die Form

$$\langle \psi_\alpha(x) \psi^\dagger_\beta(x') \rangle = -\gamma_\nu \frac{\partial}{\partial x_\nu} F(s) + \Sigma_1 (1 + \gamma_5 \Sigma_3 l) G(s)$$

$$\approx \frac{1}{2} \int dp\, e^{ip(x-x')} \left[ \frac{p_\nu \gamma_\nu \kappa^4}{(p^2)^2 (p^2 + \kappa^2)} + \Sigma_1 (1 + \gamma_5 \Sigma_3 l) \frac{\kappa^3}{p^2 (p^2 + \kappa^2)} \right].$$

Der Projektionsoperator steht also tatsächlich beim Massenglied, nicht beim Hauptglied. Deine früheren gegenteiligen Vermutungen haben sich hier als unrichtig erwiesen.

Nötig ist aber $\hat{\psi}$ nur für die Paritätsfrage. Wenn man $\gamma_5 = \pm 1$ und die Indizes $r$ und $l$ unterscheidet, kommt man von unserer Quantenzahlentabelle zu folgender Tabelle:



Das $(-)$Zeichen in $N$ und $\bar{P}$ ist notwendig wegen Deiner Transformation, die einerseits von $P$ nach $N$ bzw. von $\bar{P}$ nach $\bar{N}$ führen soll, andererseits aber für $\psi$ und $\hat{\psi}$ mit dem *entgegengesetzten* Vorzeichen von $\gamma_5$ behaftet ist. Man kann nun die Paritätsoperation nur so definieren, daß man fordert: es solle $r$ mit $l$ *und* $\hat{}$ mit (nicht-$\hat{}$) vertauscht werden. (Ohne die $\hat{\psi}$ gibt es keine sinnvolle Paritätsdefinition!) Man kann ferner das Proton als Parität $+1$ *definieren*. Dann folgt, daß Neutron und Antiproton die Parität $-1$ haben, das Antineutron wieder $+1$.

Für das $\pi$-Meson ergibt sich bei dieser Definition der Paritätsoperation aus der Rechnung, daß das $\pi^0$-Meson pseudoskalar, das $\pi^{\pm}$-Meson jedoch *skalar* ist. Das ist mit den Experimenten in *Einklang*, wenn Proton und Neutron entgegengesetzte Parität haben, aber es ist nicht das bisher meist angenommene. Doch bin ich überzeugt, daß es auch in Wirklichkeit so ist.

Die Masse des $\pi$-Mesons ergibt sich als erheblich kleiner als die Nukleonmasse, leider hängt aber der Wert noch stark vom Näherungsverfahren ab (z. B. von der Frage, ob man nur mit $\psi$ rechnet oder über $\psi$ und $\hat{\psi}$ symmetrisiert); darüber hab ich noch keine bestimmte Meinung.

Über die Frage der strange particles habe ich bestimmte Meinungen, aber das ist noch nicht ausgearbeitet. Wir können darüber in Genf reden.

Also einstweilen viele Grüße von Haus zu Haus Dein W. Heisenberg

[1] Vgl. Heisenberg und Pauli (1958f).
[2] Vgl. Heisenberg, Kortel und Mitter (1955).

## [3008] Pallmann an Pauli

Zürich, 7. Juni 1958[1]

Sehr geehrter Herr Professor!

Aufgrund einer Mitteilung vom 12/16. Mai 1958 des Schweizerischen Nationalfonds zur Förderung der wissenschaftlichen Forschung haben wir erfahren, daß Sie dessen Kommission für Atomwissenschaft am 13. Februar 1958 direkt ein Gesuch um Bewilligung eines Kredites für 1958 zur *Anstellung fortgeschrittener Mitarbeiter* für Arbeiten in theoretischer Physik einreichten.[2] Die Nachricht überraschte uns; denn die vom Schweizerischen Schulrat am 6. Februar 1954 für die ETH erlassenen „Allgemeinen Bestimmungen“ betreffend Beiträge des Nationalfonds schreiben vor, daß die diesbezüglichen Gesuche normalerweise durch die ETH-Forschungskommission und durch uns einzureichen sind. Dies gilt auch für Gesuche atomwissenschaftlicher Beiträge. Wir müssen auch bezüglich dieser Kredite den Überblick behalten und die verschiedenen Beitragsquellen bzw. Kredite koordinieren können.

Wir bitten Sie höflich, von dieser unserer Mitteilung für die Zukunft Vermerk nehmen zu wollen und ferner, uns von *Ihrem* eingangs erwähnten *Gesuch nachträglich* für unsere Akten noch *zwei Kopien* senden zu wollen.[3]

Wie der Schweizerische Nationalfonds Ihnen am 2. und 12. Mai 1958 direkt mitteilte,[4] hat seine Kommission für Atomwissenschaft in ihrer Sitzung vom

2. Mai des Jahres beschlossen, Ihnen aufgrund Ihres Gesuches für das Jahr 1958 einen Kredit von Fr. 30.000 zu bewilligen. Sie können somit sofort an die Ausführung der geplanten Arbeit schreiten, die als *Nationalfonds-Forschungsprojekt* No. A 68 registriert ist.

Für die Verwaltung und Verwendung des Kredites sind einmal die vom Schweizerischen Nationalfonds erlassenen „Richtlinien für die Verwaltung der gewährten Kredite" maßgebend, die Sie direkt erhalten haben. Ferner ergänzend die bereits erwähnten Vorschriften der vom Schweizerischen Schulrat am 6. Februar 1954 für die ETH erlassenen „Allgemeinen Bestimmungen für die Empfänger von Beiträgen des Schweizerischen Nationalfonds". Diese letzteren Verwaltungsbestimmungen finden Sie dem vorliegenden Schreiben beigefügt.

Nach Artikel 6 der „Allgemeinen Bestimmungen" ist das Kassa- und Rechnungswesen für die Beiträge des Schweizerischen Nationalfonds grundsätzlich gleich geregelt wie bei anderen ähnlichen Krediten zugunsten von Dozenten der ETH. Der Ihnen vom Nationalfonds eröffnete Kredit von Fr. 30.000 wird *von der Kasse der ETH auf dem Sonderkonto Nationalfonds No. 5′521′306′98* verwaltet, auf das somit bei Beanspruchung des Kredites Ihre Zahlungsanweisungen zu erfolgen haben.

Außerdem erlauben wir uns, ausdrücklich auch noch auf Art. 8 der erwähnten „Allgemeinen Bestimmungen" der ETH zu verweisen, betreffend die *Anstellung von Mitarbeitern* zulasten des neuen Kredites. (Zu dieser bedarf es unserer Zustimmung.)

Wir nehmen an, daß Sie mit den Arbeiten bald beginnen und somit einen ersten Teilbetrag bei der Kasse der ETH zur Verfügung haben wollen. Wir bitten Sie daher, uns ebenfalls zu melden, wann Sie einen Kreditbetrag zur Überweisung auf das Sonderkonto bei der Kasse der ETH anfordern und also mit den Arbeiten beginnen werden.

Wir nehmen nicht an, daß Sie im Laufe der Zeit zulasten des Nationalfondskredites zu dauerndem Gebrauch bestimmte Gegenstände anschaffen werden. Sollte es doch der Fall sein, so hätten Sie diese für die Inventarisierung dem Sekretariat des Nationalfonds zu melden. Gleichzeitig wären aber die an die ETH kommenden Gegenstände, sobald sie in Ihren Besitz gelangen, auch dem Technischen Dienst der ETH zu melden. Dieser würde sie als Dritteigentum in sein Inventarverzeichnis eintragen und sie umgehend auch in die bestehende Sachversicherung der ETH einschließen, womit sich dann auch die Versicherungsfrage geregelt fände.

Schließlich möchten wir noch erwähnen, daß die Kasse der ETH durch uns generell angewiesen ist, bei Lohnauszahlungen zulasten des Kredites die AHV-Beiträge zu verrechnen.

Damit haben wir Ihnen alle wesentlichen Verwaltungsangaben gemacht und es bleibt uns nur noch, Sie zu der erfreulichen Bewilligung des Kredites auch unsererseits zu beglückwünschen.

Gerne gewärtigen wir im übrigen noch die Kopien des Gesuches.

Mit vorzüglicher Hochachtung

Der Präsident des Schweizerischen Schulrates
Pallmann

[1] Auch abgedruckt bei Enz, Glaus und Oberkofler [1997, S. 319–320].
[2] Vgl. das Gesuch [2867].
[3] Eine Kopie des Gesuches schickte Pauli in der folgenden Woche (vgl. das Schreiben [3013]).
[4] Vgl. das Schreiben [2991].

## [3009] Källén an Pauli

Kopenhagen, 9. Juni 1958
[Maschinenschrift]

Lieber Professor Pauli!

Vielen Dank für Ihren Brief vom 5. Juni und auch für den Brief vom 8. April.[1] Den letzten Brief durfte ich ja nicht beantworten, und das habe ich auch nicht getan. Als Antwort Ihres Briefes vom 5. Juni, so will ich erzählen, daß ich am Sonntag den 30. Juni nach Genf komme und am nächsten Sonntag wieder wegfahre. Ich habe nicht die Absicht, bei der Konferenz eine Mitteilung zu machen, weshalb ich also nicht bei den einleitenden „organizing sessions" anwesend sein werde.

In der letzten Zeit habe ich gewisse Ergebnisse über die singulären Funktionen, die für die Analytizitätseigenschaften des $n$-fachen Erwartungswertes bestimmend sind, erhalten (in Zuammenarbeit mit Herrn Wilhelmsson aus Schweden).[2] Die wichtigen Funktionen sind Integrale der Art

$$I_n = \int \dots \int dp_1 \dots dp_n \, e^{i \sum_1^n x_k p_k} \prod_{k \le l = 1}^{n} \delta(p_k p_l + q_{kl}) \prod_{k=1}^{n} \theta(p_k).$$

Für $n$ größer als vier werden die Vektoren linear abhängig, und die entsprechenden Funktionen lassen sich in banaler Weise im Integral mit nur vier Vektoren ausdrücken. Für dies Integral gilt

$$I_4 = \frac{(2\pi)^3}{\sqrt{-D}} \int_{-\infty}^{+\infty} dt \, t H_0^{(1)}(t) \frac{1}{2} \left\{ \frac{1}{\sqrt{X_1(t)}} + \frac{1}{\sqrt{X_2(t)}} \right\} \theta(-D)\theta(Y)$$

$$X_{1/2}(t) = [(t^2 - Q)^2 - R \pm \sqrt{T}]^2 - t^2 S \mp 8\sqrt{T}\, t^2 (t^2 - Q)$$

$$Q = \sum a_{ik} x_i x_k$$

$$R = 4 \sum (a_{ik} a_{jk} - a_{ij} a_{kk})(x_i x_k \cdot x_j x_k - x_i x_j x_k^2)$$

$S = 64 \sum$ (alle $3 \times 3$ Determinanten aus $\|a_{ik}\|$) $\times$ (Entsprechendes aus $\|x_i x_k\|$)

$$T = 64 \, \mathrm{Det}\, |a_{ik}| \, \mathrm{Det}\, |x_i x_k|$$

$$D = \mathrm{Det}\, |a_{ik}|$$

$$H_0^{(1)}(t) = \text{Hankelfunktion.}$$

Der Faktor $\theta(Y)$ beschreibt, daß alle Unterdeterminanten aus $\mathrm{Det}|a_{ik}|$ gewisse, bestimmte Vorzeichen haben. Bis auf Faktoren kann man $I_3$ aus $I_4$ erhalten, wenn man im Ergebnis oben den Vektor $x_4 = 0$ setzt, $I_2$ für $x_3 = x_4 = 0$ und $I_1$ für $x_2 = x_3 = x_4 = 0$. (Die Integrale $I_1$ und $I_2$ waren schon früher bekannt.) Die Ausrechnung des Integrals $I_4$ ist nicht ganz banal, aber ich verzichte auf die Einzelheiten, da ich doch nicht zu hoffen wage, daß Sie sich hierfür interessieren. Ich erzähle dies nur, um zu zeigen, daß ich auch in der letzten Zeit etwas gemacht habe.

Viele Grüße Ihr sehr ergebener Gunnar Källén

[1] Vgl. die Briefe [3005 und 2963].
[2] Vgl. Källén und Wilhelmsson (1959).

## [3010] Trendelenburg an Pauli

Erlangen, 9. Juni 1958[1]
[Maschinenschrift]

Sehr geehrter Herr Pauli!

Wie ich Ihnen schon unter dem 14. April 1958 nach Berkeley schrieb,[2] würden wir es sehr begrüßen, wenn wir Ihnen die Ihnen verliehene Planck-Medaille bei der diesjährigen Herbsttagung des Verbandes Deutscher Physikalischer Gesellschaften in Essen überreichen könnten.[3] Es ist geplant, diese Überreichung anläßlich der Eröffnungsfeier, die am Freitag, dem 3. Oktober 1958, vormittags stattfindet, vorzunehmen.

Es ist seit langen Jahren der Brauch, daß die Herren, denen die Medaille verliehen wurde, bei dieser Gelegenheit in einem etwa halbstündigen Vortrag ein Referat über die von ihnen durchgeführten Arbeiten geben. Es wäre uns eine ganz besondere Freude, wenn auch Sie einen derartigen Vortrag übernehmen könnten. Könnten Sie uns bitte wissen lassen, ob wir einen Vortrag von Ihnen in das Programm aufnehmen dürfen?

Wir sind selbstverständlich gern bereit, die Auslagen, die Ihnen durch die Reise nach Essen entstehen, vom Verband aus zu übernehmen.

Die Vorbereitung der Tagung in Essen wird von Herrn Dr. Spengler (Anschrift: Oberhausen-Holten, Fa. Ruhrchemie AG) durchgeführt. Vielleicht darf sich Herr Dr. Spengler wegen der Einzelheiten noch unmittelbar mit Ihnen in Verbindung setzen.[4]

Es würde mir eine besondere persönliche Freude sein, Sie in Essen wiederzusehen.

Mit den besten Grüßen Ihr sehr ergebener F. Trendelenburg

[1] Zusatz von Pauli: „Beantwortet 16. Juli."
[2] Dieses Schreiben liegt nicht vor.
[3] Siehe hierzu den Kommentar zum Brief [2983]. Der unter dem Vorsitz von F. Trendelenburg abgehaltene *23. Deutsche Physikertag* in Essen fand vom 3.–7. Oktober statt. In seinem Bericht (1958, S. 523) schreibt der Herausgeber der *Physikalischen Blätter* Ernst Brüche: „Bevor Heisenberg

das Wort zum ersten Referat ergriff, war die Überreichung der Max-Planck-Medaille an W. Pauli (Zürich) vorgesehen. Aber Pauli war ebenso wie im Frühjahr (Planck-Feier in Berlin) verhindert, damals weil er in Amerika weilte, jetzt, weil er in Zürich unabkömmlich war. So ehrte Trendelenburg den Laureaten in absentia. – Dann sprach Heisenberg über die Fortschritte in der Theorie der Elementarteilchen."

[4] Siehe den Brief [3025].

## [3011] Pauli an Jaffé

Zürich, 15. Juni 1958

Zur Lektüre Ihres Geisterbuches bin ich noch nicht gekommen.

Liebe Frau Jaffé!

Von USA am 2. Juni zurückgekehrt, mußte ich am 8. Juni gleich wieder für eine Woche nach Brüssel.[1] Aber nun bin ich hier (wenigstens bis zur Genfer Konferenz 30. Juni bis 5. Juli).

Das Buch von Jung[2] sowie auch Ihr Geisterbuch[3] fand ich hier vor, und ersteres habe ich einmal durchgelesen. In der Frage der physischen Realität der UFOs fand ich es sehr schwankend. Sie wissen, daß ich da skeptisch bin und beim „visionären Gerücht" bleibe.

Jungs allgemeine Ausführungen über Physis und Psyche fand ich sehr gut; natürlich auch die über den Individuationsprozeß. Sein Kommentar zu Hoyle ist interessant, doch blieben die Politiker bei diesem fort.

Ich sah Hoyle eben in Brüssel.[4] Er ist eher simple-minded und weiß mit psychologischen Kommentaren nicht viel anzufangen, außer sie „interesting" zu finden und wohlwollend zur Kenntnis zu nehmen. Er sagte mir, was ihn an seinem Buch „Black cloud"[5] am meisten interessiert habe, war die Erfindung einer neuen Form des Lebens. Er fand die Phantasien über Lebewesen in den üblichen Science fictions armselig, da diese uns stets ganz ähnlich seien, während er einmal etwas anderes machen wollte. Darauf legte er am meisten Wert.

Ich erzählte ihm von Jungs Kommentar,[6] von dem er nichts wußte und er sagte, er würde sich die Stelle von seinem Verleger übersetzen lassen. Hoyle erzählte mir weiter, er habe nun einen Operntext geschrieben (der Komponist heißt Smit) mit dem Titel „The Alchemy of Love". Es kommt darin ein Alchemist (!) vor, der (mit Nachhilfe moderner Kernphysik) wirklich Gold machen kann. Das Thema ist wohl das alte der „Affinität" (vgl. die alte Chemie und Goethes „Wahlverwandtschaften").[7] Im Herbst soll die neue Sache herauskommen. Ich bin neugierig, ob darin auch Individuationssymbolik sein wird (ich vermute es; Hoyle ist darin komplett unbewußt).

Bitte richten Sie das über Hoyle Prof. Jung aus. Bitte schreiben Sie mir, wann man Sie einmal sehen könnte im Lauf der nächsten zwei Wochen, bzw. wann Sie in Ferien gehen.

In Pasadena sah ich Phycomyces (den photosensiblen Algenpilz) und Max Delbrück.[8] Es war menschlich sehr schön, aber seine letzte Arbeit über die Beziehung von Physik und Biologie[9] ist noch sehr problematisch.

Viele Grüße und auf Wiedersehen Ihr W. Pauli

[1] Zusatz von Pauli: „Kongreß: ‚The Evolution of the Universe'." – Siehe hierzu auch den Kommentar zum Brief [3011].
[2] Vgl. Jung [1958a].
[3] Jaffé [1958].
[4] Hoyle schildert dieses Treffen in seiner Autobiographie [1994, S. 310f.].
[5] F. Hoyle [1957a]. Siehe hierzu auch Barbara Hannahs Kommentar in ihrer Jung-Biographie [1976/91, S. 338].
[6] Vgl. Jung [1958a, S. 460ff.].
[7] In seinem Roman *Die Wahlverwandtschaften* hatte Goethe die aus der Chemie bekannten Eigenschaften von Anziehung und Abstoßung der Elemente gleichnishaft auf die zwischenmenschlichen Beziehungen übertragen um dabei den Unterschied zwischen Natur- und Sittengesetz zu verdeutlichen.
[8] Siehe hierzu auch den Bericht im Brief [2968].
[9] Vgl. Delbrück (1957).

## *Die 11. Solvay-Konferenz über Kosmologie, 9. – 13. Juni 1958*

Wie viele theoretischen Physiker besaß Pauli schon frühzeitig ein reges Interesse für die Fragen der Kosmologie, die auch in seinem noch in jugendlichem Alter verfaßten Relativitätsartikel naturgemäß ausführlich behandelt sind. Auf keinem anderen Gebiete treten die Gesetze der Physik in eine so enge Beziehung miteinander wie hier.[1] So wurde beispielsweise in Paulis Referat das Problem des Elektrons, des einzigen damals genauer bekannten Elementarteilchens, bereits aus der Sicht der relativistischen Theorien der Materie abgehandelt.

Diesmal sollte die „Struktur und Evolution des Universums" zum ersten Mal auch Gegenstand einer Solvay-Konferenz werden,[2] die zum Juni 1958 wie stets in Brüssel einberufen wurde, wo in diesem Jahre gerade eine Weltausstellung eröffnet worden war.

Als Mitglied des aus Cornelius Jacobus Gorter, Christian Møller, Robert Oppenheimer, Neville Mott und Francis Perrin bestehenden wissenschaftlichen Komitees war Pauli auch für die Auswahl und Einladung der Teilnehmer mit verantwortlich. Unter den geladenen Gästen befanden sich zahlreiche ihm persönlich bekannte Physiker, die er hier z. T. zum letzten Male wiedersehen sollte; darunter der mit ihm seit seiner Hamburger Zeit befreundete Walter Baade, Fred Hoyle aus Cambridge, Léon Rosenfeld aus Manchester und Oskar Klein aus Stockholm.[3] Aus seiner näheren Umgebung waren Markus Fierz aus Basel und der Hamburger Astronom Otto Heckmann gekommen. Der letztere hatte bereits während des Krieges ein ausgezeichnetes Werk über die *Theorien der Kosmologie* verfaßt, das 1968 in einem berichtigten Nachdruck neu herausgegeben wurde. Heckmann arbeitete damals zusammen mit seinem Schüler Engelbert Schücking an zwei umfassenden Beiträgen über „Newtonsche und Einsteinsche Kosmologie" und „andere kosmologische Theorien" für das Springersche Handbuch, in denen auch das Thema der diesjährigen Solvay-Konferenz behandelt wurde.[4]

Warum George Gamow – obwohl einer der Mitbegründer der zuerst von dem hier ebenfalls vortragenden Georges Lemaître formulierten *big bang* Theorie[5]

– nicht eingeladen wurde, erfahren wir in Paulis Brief [3015] an Jean Weigle. Ebenfalls zu Wort kamen auch Thomas Gold und Fred Hoyle als Verfechter der sog. *steady state* Theorie.[6] Mit Hoyle führte Pauli bei dieser Gelegenheit auch ein längeres Gespräch, wie er Aniela Jaffé in einem Schreiben [3011] berichtete: „Ich sah Hoyle eben in Brüssel. Er ist eher simple-minded und weiß mit psychologischen Kommentaren nicht viel anzufangen, außer sie ‚interesting' zu finden und wohlwollend zur Kenntnis zu nehmen. Er sagte mir, was ihn an seinem Buch *Black Cloud* am meisten interessiert habe, war die Erfindung emer neuen Form des Lebens. … Hoyle erzählte mir weiter, er habe nun einen Operntext geschrieben mit dem Titel *The alchemy of love*."

Hoyle erinnerte sich seinerseits an diese Begegnung mit Pauli in seiner Autobiographie *Home is where the wind blows*:[7]

One day, Wolfgang Pauli, who was vice-president of the Solvay Conference, asked my wife and me to have lunch with him and his wife. ‚Ah ha!' he cackled, ‚I have just read your novel *The Black Cloud*. I thought it much better than your astronomical work.' Pauli told me he had studied *The Black Cloud* in some detail, together with the psychologist Jung, and, indeed, that Jung had written a critical essay on it. I didn't have the temerity to explain that I thought I was only writing a story. But I had an intelligent life form in the story that didn't think in words, a form that had to learn words before it could communicate with man. Pauli knew all about Schrödinger's cat, about arguments over the origins of mathematics, while Jung knew about human emotions. So it was evidently the problem of what lies behind words that had been occupying them.

Frankly, I was less interested in gathering plaudits over *The Black Cloud* than I was in finding out if a story from the 1920s told about Pauli was true. Those were the days in which the young German was supposed to know his place among elderly bearded senior German professors, when even lecturers knew their places precisely. At important colloquia, the professors would sit on the front row and the younger people behind, first lecturers, then the assistants, and finally the students. Except for Pauli. Pauli sat on the front row, in the middle, dressed, quite likely, in Tyrolean leather shorts. So much is known and well documented. The occasion in question was a seminar given by Einstein, at the end of which there was a hushed silence among the bearded Professors, unsure of which of them should begin the discussion, each anxious to get the order of precedence right. It was then that Pauli half turned to those behind him and began: ‚What Professor Einstein has just said is not really as stupid as it may have sounded.'

This was what, in 1958, I wanted to ask Pauli about. He began to recall the occasion, and then he collapsed into helpless laughter, rolling in his chair like the ball in Galileo's famous bowl experiment. So I never quite had it from Pauli personally that the story was true, but those who knew him well assure me that it was.

Nick Kemmer told another good story about Pauli, also from the 1920s. Paul Ehrenfest, who was a close friend of Einstein, had sought to put down the young Pauli in print, which had led to acrimonious interchanges at a distance. Eventually, they came together at some conference, when, to the surprise of other attendees, they seemed to get on well together. Towards the end of the conference, in front of attendees, Ehrenfest, to gild the lily, said to Pauli: ‚Well, Pauli, I used to think you something of a bounder. But now I see I was quite wrong. Although I used to think highly of your work, of course.' To this, Pauli cackled in a flash at the limit of his vocal range: ‚Ah ha! With me, it was just the other way around.'

After the Solvay Conference of 1958, I did not see Pauli again. At the next Solvay Conference I attended, the president would be Robert Oppenheimer, and the four wines

Pauli insisted on at lunch would be cut down to a more abstemious two. My abiding memories of Pauli are of his helpless laughter as the youthful remark about Einstein came back to him, and his rolling back and forth, a nearly perfect sphere, on the squeaking board in Room A of the Arts School in Cambridge.

[1] Über „Die Universalität der Naturgesetze in der Astronomie" hielt O. Heckmann 1960 einen interessanten Vortrag, der auch in den *Physikalischen Blättern* abgedruckt wurde.
[2] Die *Rapports et Discussions* dieser 11. Solvay-Konferenz wurden unter den Auspizien des *Institut International de Physique Solvay* noch im gleichen Jahre publiziert. Vgl. hierzu auch den Bericht über den Verlauf dieser Konferenz bei Mehra [1975, S. 381–387]. Eine allgemeine Geschichte der modernen Kosmologie haben John D. North [1965] und Helge Kragh [1996] in ihren Werken *The measure of the universe* und *Cosmology and controversy* vorgelegt.
[3] Von den durch die Teilnehmer eingereichten Berichten befinden sich folgende Manuskripte im *Pauli-Nachlaß*: V. A. Ambartsumian: On the evolution of galaxies. *Byurakan Observatory of the Academy of Sciences of Armenian SSR* (28 Seiten); T. Gold: The Arrow of Time. May, 1958. *Harvard College Observatory*; O. Heckmann und E. Schücking: a) Newtonsche und Einsteinsche Kosmologie, b) Andere kosmologische Theorien. Druckfahnen vom 14. Mai 1958 von Artikeln aus der *Encyclopedia of Physics*, *Handbuch der Physik*, Band **LIII**. Springer-Verlag, c) Weltmodelle; F. Hoyle: a) Origin of the elements in stars, b) The steady state theory; O. Klein: Some considerations regarding the earlier development of the system of galaxies; G. Lemaître: The primaeval atom hypothesis and the problem of the cluster of galaxies; A. C. B. Lovell: Radio-astronomical observations which may give information on the structure of the universe; J. H. Oort: Distribution of galaxies and the density in the universe; H. C. van de Hulst: Radio-investigations of the galactic system and near-by galaxies; Evidence of magnetic fields in Galaxies.
[4] Siehe hierzu Schückings „Personal Memoir of 1958" {in Meyenn und Schücking (2001, S. 46)} sowie Paulis Diskussionsbemerkungen (1958l) zu den Referaten von Lemaître und von Schücking und Heckmann.
[5] Vgl. Lemaître (1958).
[6] Hoyle (1958a, b). Vgl. hierzu auch Bondi und Gold (1948).
[7] Hoyle [1994, S. 310].

## [3012] Pauli an Caldirola

Zürich, 16. Juni 1958
[Maschinenschrift]

Dear Caldirola!

Thanks for your letter of May 12th.[1] Your proposal of Dr. G. F. Dell'Antonio, whom I met in Milan, is very interesting and I take it seriously into consideration. For the next winter term I have already invited Dr. H. Stapp (Berkeley) and the financial situation has to be further clarified before I can invite Dell'Antonio for a definite date. It is very likely, however, that this will be possible for next spring, possibly already earlier.

I shall come back to this matter in due time and meanwhile I am sending to you my best regards.

Sincerely yours, W. Pauli

[1] Pauli hatte ihm am 2. Mai wegen eines Mitarbeiters geschrieben (vgl. den Brief [2987]).

## [3013] Pauli an Pallmann

Zürich, 16. Juni 1958[1]
[1. Brief]

Sehr geehrter Herr Präsident!

Ich erlaube mir, Ihnen beiliegend zwei Kopien meines Gesuches für einen Kredit von Fr. 30.000 für 1958/59, welches ich der Kommission für Atomwissenschaft seinerzeit eingereicht habe, zuzustellen.[2] Diesem Gesuch A 68 wurde bereits durch die Kommission entsprochen, und ich habe mir erlaubt, das Geld an die Kasse der ETH auf Konto 5. 521. 306. 98 anweisen zu lassen.

Dieses Gesuch habe ich ursprünglich auf Anraten von Prof. Scherrer der Schweizerischen Studienkommission für Atomenergie eingereicht. Da es von der *Studienkommission für Atomenergie*[3] nicht berücksichtigt werden konnte, wurde es an die Kommission für Atomwissenschaft weitergeleitet.

Genehmigen Sie, sehr geehrter Herr Präsident, den Ausdruck meiner vorzüglichen Hochachtung Pauli

[1] Auch abgedruckt bei Enz, Glaus und Oberkofler [1997, S. 321].
[2] Vgl. hierzu den Brief [3008].
[3] Pauli verwendete hier die Abkürzung S.K.A.

## [3014] Pauli an Pallmann

Zürich, 16. Juni 1958[1]
[2. Brief]

Sehr geehrter Herr Präsident!

Ich gestatte mir, Ihnen beiliegend ein Gesuch an die Kommission für Atomwissenschaft des Nationalfonds in zweifacher Ausfertigung zuzustellen und möchte Sie höflich bitten, dasselbe an die Kommission weiterzuleiten.

Ich begrüße Sie, sehr geehrter Herr Präsident, mit vorzüglicher Hochachtung
W. Pauli

## Beilage zum Brief [3014]

*Gesuch an die Kommission für Atomwissenschaft*

Zürich, 16. Juni 1958

Gesuch um einen Kredit im Betrage von Fr. 240.000 für die Jahre 1959–1962 für das Institut für theoretische Physik an der ETH

1. *Gesuchsteller* *Pauli*, Wolfgang
ord. Professor für theoretische Physik
Gloriastraße 35., Zürich 6, Tel. 32.73.30 intern 2697
privat: Bergstraße 35, Zollikon, Tel. 24.99.48

2. *Mitarbeiter* werden später bekannt gegeben
(2 erfahrene Theoretiker, 1 Assistent halbtagsweise)

3. *Forschungsprogramm* a) Quantentheorie der Felder
b) Theorie der Mehrteilchensysteme[2]

4. *Verwendung des Kredites*

| | | |
|---|---|---|
| 2 Mitarbeiter à Fr. 25 000 | Fr. | 50 000 |
| 1 Assistent halbtagsweise | Fr. | 6 000 |
| + 2% A H V (Alters- und Hinterlassenenversicherung) | Fr. | 1 120 |
| + 5% Verwaltungsbeitrag von Fr. 2 240 | Fr. | 112 |
| | Fr. | 57 232 |
| Vortragshonorare | Fr. | 1 000 |
| Schreibarbeiten und Diverse(s) | Fr. | 768 |
| *Total/jährlich* | Fr. | 60 000 |

5. Der Gesamtaufwand für die Jahre 1959–1962 beträgt somit Fr. 240 000

Ich wäre Ihnen, sehr geehrter Herr Präsident, sehr zu Dank verpflichtet, wenn Sie diesem Gesuch entsprechen würden.

Genehmigen Sie den Ausdruck meiner vorzüglichen Hochachtung W. Pauli

[1] Auch abgedruckt bei Enz, Glaus und Oberkofler [1997, S. 321].
[2] Wie Pauli in seinem Schreiben [3000] erklärt hatte, beabsichtigte er im Wintersemester sich auch mit Kernmodellen und Mehrkörperproblemen zu befassen.

## [3015] Pauli an Weigle[1]

Zürich, 16. Juni 1958

Dear Weigle!

I shall be in Geneva from June 29 till July 6 for the CERN-Conference[2] and I hope to find some time to see you during this period, although I know that it will not be easy, as I shall be rather busy. I shall live in the Hotel Excelsior.

It was so nice to sit with you at the airport of Los Angeles for luncheon and I am still in your depth for this invitation. I hope to have some occasion for a revanche.

There are different subjects I would like to talk with you about. One is Gamow: you remember, that we talked about the fact, that he was *not* invited to the Solvay-meeting in Brussels. Now I just returned from there and heard the true reason for it: there is some trouble with the general conditions of his health, about the details I would prefer to talk rather than to write.[3] I am very sorry for him. Probably he is now in Europe and he may turn up sometime.

Then there is Max Delbrück's paper on biology and physics.[4] I feel also that there must be some limitations of the applicability of physics in biology, but I doubt, whether a true *observational* complementarity is just *there*, where Max

guesses it in the paper.* (N. B. On my personal disquietude about his passage on the ‚life hereafter' I wrote to him. It is suspicious to me, that the course of his conscious thoughts on a *pretended* lack of influence of the ideas of men about a life hereafter on the *actions* of men are obviously untenable.)[5]

---

I regret, that you were not present on this gay evening in the house of Max. It impressed me somewhat and later I started to make reflexions on Max, on you, and last not least, on Manny. It seemed to me that she sometimes (not only once) defended herself without being attacked at all. Presumably this comes from a time, where she had to defend her personal values in an environment (namely the USA), which are or were in some respect opposite to her. I would like to hear your opinion about it (you know her so much better).

However this may be, *friendship* between men and women is rare, difficult and certainly a high value (since the time of the knights it seems to be lost in the general culture. Since the days of my early youth I liked to be „chevaleresque" to ladies. I will tell you more about it). I was not very successful with it myself, such relations always expired again earlier or later.

My best experience of this kind was my friendship with Trudi Schoop[6] (at a time, when she did not know you yet), which lasted for some while. She was such a help for me in the time of my great crisis[7] (a time which Max mentioned at this evening, when you were absent).

I would like to talk with you about it.

All good wishes

Sincerely yours W. Pauli

[1] Über den Genfer Physiker Jean Weigle heißt es in einem amerikanischen Geheimdossier aus dem 2. Weltkrieg: „Professor of Physics, University of Geneva. Approximately 45 years old. Has never been working in nuclear physics and is probably not at all informed about recent developments. His political inclination has always gone to the left and even before the Nazi regime his French Swiss origin has caused him to be rather antagonistic to Germany. His deceased wife was an American and he has always maintained friendly ralations with this country. Has a slightly adventurous turn and the idea of participation in espionage may be less distastful to him than to the other men on the list. However, he would have to be guarded rather closely since we are not convinced of his utter honesty and the impossibility of being bribed by the counter espionage."

[2] Siehe hierzu den Kommentar zum Brief [3024].

[3] Gamow hatte schon immer eine große Vorliebe für alkoholische Getränke besessen und erkrankte schließlich daran in den letzten Jahren seines Lebens. Am 19. August 1968 starb er 64jährig in Boulder.

[4] Vgl. Delbrück (1957).

* Bohr seems not to agree with it either (according to Rosenfeld).

[5] Siehe hierzu auch Paulis Bemerkungen in seinen Schreiben an Delbrück [2983] und an Weisskopf [3006].

[6] Pauli hatte die Leiterin einer bekannten Züricher Tanzschule Trudi Schoop durch seine erste Frau Käthe Deppner kennengelernt, die damals bei ihr arbeitete (vgl. Paulis Traumaufzeichnungen, insbesondere seinen Traum vom 9. August 1932, und Enz [2002, S. 209f.] und Band **III**, S. 57).

[7] Pauli bezieht sich auf seine Psychose Anfang der 30er Jahre (vgl. Band **IV**/2, S. XXIf.).

## [3016] Pauli an Kronig

Forch, 17. Juni [1958]
[Postkarte][1]

Lieber Kronig!

Dank für Brief und Glückwunsch. Wir kamen erst am 2. Juni aus Californien zurück und waren dann noch in Brüssel.[2] Von Holland sah ich dort u. a. Gorter und van Oort. Sicher werde ich wieder nach Holland kommen, ich weiß noch nicht genau wann.

Nächstes Frühjahr – oder schon im Herbst – kommt Ihr hoffentlich wieder nach Zürich. Wachsen die Kinder schön heran?

Herzliche Grüße von Haus zu Haus

Stets Dein W. Pauli

[1] Pauli benutzte wieder eine Postkarte aus dem *Restaurant Wassberg* in Forch, wo er öfters nach einem Spaziergang zu speisen pflegte.
[2] Siehe den Kommentar zum Brief [3011].

## [3017] Glaser an Pauli

Meyrin-Genf, 20. Juni 1958

Sehr geehrter Herr Professor!

Im Zusammenhang mit der Konferenz haben wir hier im CERN noch einige Beiträge erhalten, die Sie aber, wie mich Prof. Weisskopf unterrichtet hatte, noch nicht gesehen haben.[1] Die sende ich Ihnen in der Beilage. Es handelt sich um die Arbeiten: „An Algebraic System of Fundamental Particles“ von V. Votruba und M. Lokajícek.[2] Diese Arbeit werden wir versuchen in die „Strange-particle“-Sitzung hineinzuschieben. Das ist auch die Meinung von Prof. Weisskopf – ich hoffe, daß Sie auch der Meinung sind, daß die Arbeit mehr dorthin gehört. Die Arbeit von L. Okun „Mass reversal and compound model of elementary particles“,[3] die Sie auch erhalten haben, habe ich auch für die „Strange-particle“-Sitzung vorgeschlagen im Einverständnis mit Prof. Weisskopf. Ich hoffe, daß Sie damit einverstanden sind. Die einzigen zwei Arbeiten, die uns zu Ihrer Sitzung zu gehören scheinen, ist die Arbeit: „Beschränkung der Meßbarkeit und algebraische Eigenschaften eines Modell-Feldes“ von G. Heber aus Jena[4] und „The relativistic field theory of unstable particles“ von Matthews und Salam.[5] Diese drei Autoren werden alle der Konferenz beiwohnen, so daß sie auch selbst referieren können werden. Die erste von diesen zwei Arbeiten versucht die Auswirkungen der Tatsache, daß alle Probekörper in Wirklichkeit eine endliche Masse haben, auf die Meßbarkeit des Feldes zu formulieren – ich habe es nicht ganz verstehen können. Die zweite ist eine allgemeine Formulierung des Begriffes der Masse und der Lebensdauer eines instabilen relativistischen Teilchens – ein Problem, das Källén und ich am Beispiel des Leeschen Modells ausgehend diskutiert haben.[6]

Sonst sind Froissart und ich eben dabei, die erste Redaktion unseres gemeinsamen „papers“[7] zu Ende zu schreiben. Wir müssen noch ein paar Rechnungen am

Lee-Modell ausführen, um die Argumente besser zu illustrieren. Bei Ihrer Ankunft hier werden wir Ihnen diese Redaktion zur Kritik vorlegen. Andererseits bemühe ich mich, die Bogoljubovsche Methode durch Akausalitätsargumente totzuschlagen. Es ist nicht ganz so einfach, als ich es damals in Zürich dachte, doch einige interessante Tatsachen sind doch zu Lichte gekommen – so scheint es mir wenigstens. Wenn Sie das interessiert, würde ich es sehr gern mit Ihnen diskutieren.

Mit herzlichen Grüßen Ihr ergebener Vladimir Glaser

[1] Siehe hierzu den Kommentar zum Brief [3024].
[2] Siehe hierzu auch den Brief [3020].
[3] Vgl. Okun (1958a).
[4] Vgl. Heber (1958a, b). Hebers Vortrag wurde von Pauli als ungeeignet bezeichnet und abgelehnt (vgl. den Brief [3019]).
[5] Salam und Matthews (1958a).
[6] Vgl. Glaser und Källén (1956).
[7] Glaser und Froissart haben nach dem Mißerfog von Heisenbergs Vortrag im CERN ihre Ergebnisse nicht mehr veröffentlicht.

## [3018] Pauli an Hornung

Zollikon-Zürich, 22. Juni 1958[1]

Lieber Professor Hornung!

Es ist etwas verspätet, wenn ich erst jetzt für Ihre freundlichen Glückwünsche zur Verleihung der Max Planck-Medaille[2] herzlich danke. Ich war inzwischen im fernen Kalifornien und bin erst jetzt, nach anderen Reisen, wieder nach Hause zurückgekehrt.

Nun nähert sich ja jenes Jubiläum, das Sie in Ihrem Brief erwähnen: meine Reifeprüfung im Gymnasium vor 40 Jahren: das alte Reifezeugnis liegt vor mir, das Datum ist der 2. Juli 1918.[3] Daß darauf steht „mit Auszeichnung“, wundert mich noch heute ein wenig. War doch meine Begabung eine spezifische für Mathematik und Physik, während ich sonst ein mittelmäßiger Schüler war.[4]

Sie werden sich aber vielleicht wundern, wenn ich heute sage: ich bin froh, am humanistischen Gymnasium gewesen und sowohl Latein wie Griechisch gelernt zu haben. Natürlich behaupte ich nicht, diese Sprachen jetzt noch so zu können wie damals vor 40 Jahren, doch interessierte ich mich später für wissenschaftliche Texte aus dem 14. Jahrhundert, die fast alle lateinisch sind sowie auch [für][5] die griechischen Naturphilosophen ([besonders der] Vorsokratiker). Es ist doch etwas ganz anderes, wenn man nicht *nur* die Übersetzung, sondern auch die Originalworte lesen kann.

Vor 40 Jahren freilich war es nicht Wissenschaft und Philosophie, sondern die hübsche Stelle im Homer, wo Odysseus bei den Sirenen vorbeifährt, die ich zu übersetzen hatte. Sie schien mir damals nicht allzu schwer.[6]

Ihre Stunden in deutscher Literaturgeschichte habe ich auch in schönster Erinnerung. Der Lehrplan ging damals sehr auf Details ein, doch bekam man dadurch eine solide Grundlage. Ich erinnere mich auch, daß bei der Reifeprüfung

von der *Romantik* die Rede war.[7] Die phantastisch-märchenhaften Geschichten von E. T. A. Hoffmann schätze ich auch heute noch sehr.

Gibt es wohl eine Zusammenkunft meines Maturitätsjahrganges? Viele von damals sind nicht mehr am Leben, sowohl von Mitschülern wie von Lehrern (wie der geschätzte Kottenbach).[8] In Wien war ich nicht mehr seit 1937, aber bereits sei 1918 war ich nur noch zu kürzeren Besuchen dort: Der rein deutschsprachige Kleinstaat nach dem Zusammenbruch der alten k. und k. Monarchie wollte mir schon damals nicht gefallen. So ging ich auf die Wanderschaft, um mich nach 10 Jahren in der Schweiz niederzulassen.

Über meine Gesundheit kann ich – unberufen – bis jetzt nicht klagen. Die schöpferische Phantasie allerdings wird mit zunehmendem Alter schwächer – da freuen einen die Ehrungen, und man hält Rückschau.

In diesem Sinne mit den besten Grüßen

Ihr alter Schüler W. Pauli

[1] Randbemerkung am oberen Rand von Franca Pauli: „Brief an seinen Lehrer vom Döblinger Gymnasium in Wien (von Hertha bekommen).“ Vgl. hierzu auch den vorangehenden Brief [2984] von Hornung.

[2] Weitere Einzelheiten hierzu findet man im Kommentar zum Brief [2983].

[3] Das Original dieses Zeugnisses befindet sich in Paulis Nachlaß beim CERN in Genf.

[4] Paulis Schulnoten sind in einer Liste bei Meyenn (1985, S. 49) zusammengestellt. Daraus geht hervor, daß Pauli in den letzten drei Schuljahren in den Fächern Physik und Chemie, Philosophische Propädeutik sowie Mathematik (bei Rudolf Kottenbach) stets die Note *sehr gut* erhalten hatte, während die Noten für Biologie und die sprachlichen Fächer zwischen gut und genügend schwankten.

[5] In eckigen Klammern unleserliche Textstellen.

[6] Gelegentlich zitierte Pauli auch griechische Textstellen aus der Odyssee (vgl. z. B. Band **IV**/2, S. 709).

[7] Die Themata der Matura in Deutsch lauteten: 1. Die wichtigsten Tendenzen der Romantik und ihr Fortwirken in der deutschen Literatur; 2. Österreichs Ruhmestage; 3. Der Segen der Arbeit.

[8] Unter diesen 12 Kandidaten des auch als *Klasse der Genies* bezeichneten Maturajahrgangs 1918 des *Döblinger Gymnasiums* befanden sich u. a. der spätere Nobelpreisträger Richard Kuhn (sieh hierzu den Hinweis im Brief [2718]), der an der *New York School for Social Research* lehrende Erich Hula (siehe den Brief [3139]), der Nationalrat Karl Mark, der Industriechemiker Max Heyse, der zeitweilig als Generalmusikdirektor in Tokio wirkende Herbert Winkler und der im österreichischen Unterrichtsministerium tätige Erich Tressler. Zum 50jährigen Jubiläum des Maturajahrgangs 1918 wurde am Döblinger Gymnasium eine Gedenktafel für ihre beiden Nobelpreisträger Pauli und Kuhn enthüllt. Vgl. hierzu den am 3. März 1962 im *Hamburger Abendblatt* veröffentlichten Aufsatz von Inge Santner, der auch eine Aufnahme des so erfolgreichen Maturantenjahrgangs 1918 zeigt.

## [3019] Pauli an Weisskopf

Zürich, 23. Juni 1958

Lieber Weisskopf!

Es kam heute noch ein interessantes (und kurzes) Manuskript von *Feynman* „The Electromagnetic Mass of the Electron“.[1] Er schreibt zwar: „If it is too late don't worry“, doch bin ich in diesem Fall dagegen, es wegzulassen.

Da aber Feynmans Beitrag wesentlich mit dem Problem des Nicht-Vorhandenseins von $\pi \to e + \nu$ zu tun hat, kann er *auch* in die Sektion über schwache Wechselwirkung verlegt werden.[2]

Ein weiteres Manuskript für die Konferenz von einem Herrn Heber (Jena) ist verspätet gekommen mit dem Titel „Beschränkungen der Meßbarkeit und algebraische Eigenschaften eines Modell-Feldes“.[3] Diesem Herrn habe ich aber geschrieben, das sei für Vortrag ungeeignet, da noch zu ungeklärt.

Ich komme also Sonntag, den 29. wie verabredet.

Viele Grüße und auf Wiedersehen Ihr W. Pauli

[1] Vgl. Feynman (1958).
[2] Feynmans Beitrag kam schließlich in die Session 7 – *Special theoretical topics*.
[3] Siehe hierzu den Brief [3017] von Glaser.

## [3020] Pauli an Fierz

Zürich, 24. Juni 1958

Lieber Herr Fierz!

Anbei das paper von A. Bohr und Mottelson.[1] Daß die „Mikro-Kontinuität“ nicht vorkommt, gefällt mir sehr.

Aber natürlich ist die Nukleon–Nukleon-Streuung (Vorwärts-Streuung) besonders wichtig, da für diese aus den Annahmen von Lehmann, Bogoljubov u. a. die Dispersionsrelationen nicht folgen.[2]

Da ist mir der passus auf p. 12 unten und p. 13 oben des Manuskripts leider sehr verdächtig. Die ‚substitute problems‘ scheinen mir nämlich unzulässig, was eben die Dispersionsrelationen betrifft. Dort scheint mir gemogelt zu werden, und ich würde gerne Ihre Ansicht (darüber speziell sowie im allgemeinen über das paper) in Genf hören.

Auf Wiedersehen und besten Dank im voraus Ihr W. Pauli

[1] Das Abstract eines Referates von Aage Bohr (1958) über die gemeinsam mit Ben R. Mottelson ausgeführte Untersuchung über die Grundlage der Dispersionsrelationen erschien zusammen mit den Diskussionsbemerkungen in den Konferenzberichten. Siehe auch die Bemerkung im Brief [3022] an Glaser.
[2] Vgl. Lehmann (1957) und Bogoljubov et al. (1957 und 1958).

## [3021] Pauli an Glaser

Zürich, 24. [Juni][1] 1958

Lieber Herr Glaser!

Dank für Ihren Brief und die papers.[2] Ich bin *unbedingt* der Meinung, daß Heber *abzulehnen* ist und habe auch bereits in diesem Sinne an ihn geschrieben. Matthews & Salam ist mir neu und soll also auch noch in „meine“ Sitzung.[3] Mit der Verlegung von Votruba und Lokajícek[4] und von Okun[5] in die strange-particle-Sitzung bin ich ganz einverstanden.

Es bleibt noch das Problem: Feynman, ‚The Electromagnetic Mass of the Electron', über das ich gestern an Weisskopf schrieb.[6] Ich bin dafür, es in die schwache Wechselwirkung zu bringen.

Ich sende dieses mit gleicher Post an Sie, ferner retourniere ich das Manuskript Heber, da ich es bereits habe.

Auf die Redaktion des papers von Froissart und Ihnen bin ich sehr neugierig, ich werde dann sehen, ob es sich rechtfertigen läßt, meinen Namen darauf zu setzen.[7] (Ich bin nicht a priori dagegen, Sie sollen es aber nur tun, wenn sie es für *sachlich* richtig halten.)

Betreffend Lee-Modell erwarte ich Resultate von Kroll über die höheren Sektoren.[8]

Ihre Akausalitätskritik zu Bogoljubov, die mir sehr einleuchtet, interessiert mich auch sehr. In dieser Frage ist ein paper von Belang, das ich eben erhalten habe (*unabhängig* von der Genfer Konferenz):

On quantum theories with indefinite metric von Ascoli und Minardi (Turin).[9] Ich habe es noch nicht gelesen (werde es nach Genf mitbringen), das ‚Summary' scheint vernünftig (mir nicht neu).

Von *A*. Bohr und Mottelson kam ein paper „On the Foundation for Dispersion Relations",[10] das mir interessant scheint, das ich aber noch mit Fierz und Jost diskutieren will.

Viele Grüße und auf Wiedersehen Ihr W. Pauli

[1] Der Brief war irrtümlich 24. November 1958 datiert. Das korrekte Datum ergibt sich, wie André Martin bemerkt, durch den Hinweis auf das vorangehende Schreiben [3017] von Glaser und das am 30. Juni beginnende CERN-Symposium (vgl. den Kommentar zum Brief [3024]).
[2] Vgl. den Brief [3017] vom 20. Juni.
[3] Vgl. Salam und Matthews (1958b).
[4] Es handelte sich um den ebenfalls in Glasers Schreiben [3017] erwähnten Beitrag der beiden tschechischen Physiker V. Votruba und M. Lokajícek über eine neues Schema der Teilchenklassifikation, das wegen seiner großen Kompliziertheit schließlich nur in dem Referat des Rapporteurs der Sitzung 5 über *strange particle production* B. d'Espagnat (1958a) kurz referiert wurde.
[5] Okun (1958a).
[6] Vgl. den Brief [3019].
[7] Siehe hierzu die Anmerkung zum vorangehenden Brief [3017].
[8] Vgl. Kroll (1958).
[9] Ascoli und Minardi (1958).
[10] Vgl. A. Bohr (1958). Siehe hierzu auch den Brief [3020] und Paulis Kommentar im Brief [3029].

## [3022] Aage Bohr an Pauli

[Kopenhagen], 24. Juni 1958
[Maschinenschriftliche Durchschrift][1]

Dear Pauli!

A few days ago I sent you a manuscript with some considerations by Ben Mottelson and myself on dispersion relations.[2] As I gathered from Winther, when he was in Zürich last winter,[3] you had heard indirectly about this work.

We had hoped to write you earlier about it, because we are extremely interested in your attitude to these problems, but it took some time to straighten out various details.

There is a point I am not sure we have made sufficiently clear in our manuscript; it concerns the quantum field $\varphi(\boldsymbol{r}, t)$ in terms of which we try to construct our signals. Although this field is assumed to have a well-defined operational content, it is of course not implied that it can be measured locally. If we are not dealing with particles (as we never are), a measurement of $\varphi$ at the point $\boldsymbol{r}, t$ requires apparatus extending over a finite region around this point. Similarily, physical effects of the particles, other than those associated with $\varphi$ need not be sharply localized, even when $\varphi(\boldsymbol{r}, t)$ is „localized".

Our general philosophy is roughly the following: In actual scattering experiments, there is always a certain element of time sequence involved. One uses for the incident particles finite, though usually very large, wave-packets. Some degree of causality (or time-directedness) is therefore always involved, irrespective of the structure of the particles or of the scatterer. The problem is only how sharp one can make this causality, and here it seems to us that the very fact that we have available particle states of all energies makes it possible to define sharp signals and thus to give meaning to sharp causality. In the construction of such signals one must use negative as well as positive frequencies; for this reason, one cannot build the sharp wave-packets out of one-particle states alone, but must define the signals in terms of a field action. There appears, however, to be a great arbitrariness in the definition of the field, corresponding to different types of measurements, but they all lead to the same consequences for the *S*-matrix.

As regards the problem, whether there is a real difference between „macroscopic" and „microscopic" causality, we do not have any strong opinion. But, at least it does seem a little artificial to *derive* a causality condition on the scattering matrix from a microscopic principle. It is a little as though one would *derive* energy-momentum conservation in a scattering process from a principle of microscopic Lorentz-invariance.

I shall be in Geneva for the meeting next week and look forward very much to meet you.[4]

With many greetings, also to Franca, from Marietta and Yours Aage Bohr

[1] Die in dieser Durchschrift nicht eingetragen Formeln wurden freundlicher Weise durch Aage Bohr nachträglich aus dem Gedächtnis rekonstruiert.

[2] Vgl. A. Bohr (1958).

[3] Der dänische Physiker Aage Winther hatte u. a. zusammen mit Kurt Alder Experimente über Paritätsverletzung beim $\beta$-Zerfall durchgefürt {vgl. Alder, Stech und Winther (1957)}.

[4] Am 29. Juni sollte die Genfer Konferenz über Hochenergiephysik beginnen (vgl. den Kommentar zum Brief [3024]).

## [3023] Gulmanelli an Pauli

Mailand, 26. Juni 1958

Dear Professor Pauli!

Thank you very much for your kind letter of last June 23rd. I am very glad for you being so pleased about the Italian edition of your book.[1]

As for the questions you are asking me, I am unfortunately able to answer only to the first one. The coverprice of the book is in Italy of three thousand lire. How many copies have been printed I ignore at all, but I shall let you know if I can have any information about it.[2] As far as I know, a book of this kind that reaches two thousand copies is a good book.[3]

I hope it will be possible for me to join the summer school of Varenna[4] and I am looking forward to see you on that occasion.

With my best wishes and regards

Yours sincerely Paolo Gulmanelli

[1] Vgl. hierzu den Kommentar in Band **IV**/3, S. 498–518.

[2] Auf Paulis Anfrage hin teilte der italienische Verlag mit, daß er 3000 Exemplare gedruckt habe.

[3] Pauli wandte sich daraufhin mit seiner Frage an die Redaktion der Zeitschrift *Il Nuovo Cimento*. Am 16. August 1958 erhielt er folgende Auskunft: „Ich habe mich bei der Druckerei erkundigt und kann Ihnen somit bestätigen, daß von der italienischen Ausgabe Ihres Werkes 3000 Exemplare gedruckt wurden." Vgl. hierzu auch Band **IV**/3, S. 518.

[4] Die Sommerschule von Varenna fand vom 21. Juli–9. August statt (siehe den Kommentar zum Brief [3043]).

## *Die 8. Rochester-Konferenz über Hochenergiephysik in Genf, 30. Juni – 5. Juli 1958*

Die 8. Rochester-Konferenz war die erste dieser der Hochenergie gewidmeten und immer internationaler werdenden Veranstaltungen, die außerhalb der USA stattfand.[1] Man hatte Genf gewählt, weil hier mit dem CERN ein wichtiges Zentrum der europäischen Hochenergieforschung im Entstehen war. Es kamen über 120 Teilnehmer aus etwa 26 Ländern, diesseits und jenseits des sog. *Eisernen Vorhangs*. Darunter befanden sich 19 Physiker aus der Sowjetunion, doch das stärkste Kontingent hatten die USA entsandt. Die Konferenzen selbst fanden in den Räumen des Physikalischen Institutes der Genfer Universität statt, weil dem CERN damals noch keine hinreichend großen Säle zur Verfügung standen.

Jauch, der Ende Juni 1958 als *visiting scientist* für etwa ein Jahr CERN besuchte und als Delegierter seiner Universität gleich an der großen internationalen Hochenergiekonferenz teilgenommen hatte, übermittelte am 27. September seinem amerikanischen Schwiegervater Martin Hegland über das hier angetroffene Arbeitsklima einen geradezu euphorischen Stimmungsbericht:

CERN is of course an ideal place in this respect. The theoretical division is more or less the center of the best brains in Europe in this field. Visitors are very frequent, and there are many talks and seminars. I am giving myself two series of lectures, one on mathematical questions, connected with my recent work, and the other a large lecture to a wider audience of mostly experimental physicists on strange particle physics. This topic I have partly to learn myself as I go along, but this is just one of the reasons why I came here, to learn new things, to digest new facts and to hear of new ideas. In this respect CERN has fulfilled all my expectations. It is really a wonderful place to work.

Doch seine Hoffnungen, hier für eine längere Zeit Fuß fassen zu können, waren zunächst durch Fierz Berufung zum Leiter der *Theory division* hinfällig geworden:

Unfortunately there is no chance for me to stay here. The position of the chief of the theoretical division is going to be vacant next year, and I would have been a suitable candidate for it, but it has been offered to my very good friend Dr. Fierz from Basel. He is interested to accept the position. For the time being there are no other permanent positions at CERN in my area of work, in fact there are very few permanent positions at all. This is one of the policies of CERN as a research laboratory, to give plenty of opportunities to young people in the form of temporary appointments.

Wegen der großen Zahl von Vortragsanmeldungen sollten diesmal nicht wie üblich zahllose Berichte einzelner Forscher zugelassen sein. An ihrer Stelle hatte man das System der *Rapporteurs* eingeführt. Diese sollten als Repräsentanten von größeren Forschergruppen zusammenfassende Übersichtsreferate über die neuesten Ergebnisse abstatten. Die noch offenen oder ungeklärten Fragen sollten dann den anschließenden Diskussionen überlassen werden. Fernseher und Mikrophone wurden bei dieser Gelegenheit erstmalig in größerer Zahl eingesetzt.[2]

Obwohl sich dieses Verfahren ausgezeichnet bewährte, wurde in der von Pauli als *Chairman* geleiteten Session 4 über *Fundamental theoretical ideas*,[3] die durch Heisenbergs Bericht über seine Spinortheorie eine besondere Brisanz zu erhalten versprach, eine Ausnahme gemacht. Weil die Forscher hier in konventioneller Weise ihre eigenen Ideen persönlich vorstellen konnten, „it degenerated“, laut Léon Rosenfeld[4] „(in spite of the chairman’s efforts) into an esoteric exchange of technicalities unintelligible to experimenters and theorists alike“. Außer Heisenberg und Pauli ergriffen Hideki Yukawa, Nikolai Bogoljubov, Norman M. Kroll, Julian Schwinger sowie Abdus Salam und Paul Matthews in dieser Sitzung das Wort. John C. Polkinghorne, einer weiterer britischer Teilnehmer, machte hierzu in seinem Konferenzbericht die entsprechende Bemerkung:[5]

The resulting cut and thrust of argument showed that what this method loses in efficiency it certainly gains in color. Heisenberg gave an account of his theory, confining himself to the actual details of construction since it is these, rather than the philosophy which inspires them, which are in dispute. Some interesting numbers emerged from the calculations. However, in the discussion Pauli and others expressed grave doubt about the particular use of the indefinite metric and the use of the degeneracy of the vacuum.

Pauli war seit Aufkündigung seiner Zusammenarbeit mit Heisenberg von diesem weiterhin über den jeweils neuesten Stand der Spinortheorie unterrichtet

worden. „Doch stellt Heisenberg die Resultate der (publizierten) Arbeiten von ihm und Mitarbeitern aus dem Göttinger Institut *so* dar," berichtete Pauli am 29. April Fierz [2986], „daß durch sie a) die Brauchbarkeit der indefiniten Metrik in der Physik, b) die Ableitbarkeit der Photonen aus einem Spinorfeld bewiesen worden sei. Damit sind wir wieder auf jenem kontroversen Gebiet. Ich hoffe, daß sich in Genf, wenn ich auf der Erde sitzen werde, viele Leute zu diesen beiden Punkten zum Wort melden werden. (Ich will doch auch mein Gaudium haben, sonst wird das wissenschaftliche Leben zu langweilig.)"

Während der am Dienstag Nachmittag, dem 1. Juli mit großer Spannung erwarteten *Session 4* entspann sich dann zwischen Pauli und Heisenberg eine heftige Diskussion. Jauch berichtete:[6]

Heisenberg did not mention anything about the much publicized degeneracy of the vacuum, or the I-spin group. Instead he outlined a much more modest program, concerned with the non-linear spinor equation and an approximate evaluation of the mass-values with the Tamm-Dancoff approximations. The indefinite metric still plays an essential role in his discussion. He gave some recent results of his co-workers in Göttingen and made some predictions. Because of the $\gamma_5$-term in his interaction he is forced to introduce a new kind of parity transformation (which is essentially the PC-operations in the usual definition). The prediction there amounts to the statement that there should exist four $\pi$-mesons: three with I-spin 1 and another neutral one with I-spin 0. The masses should be very close, the degeneracy being removed only by electromagnetic and other small interactions. In this scheme the nucleons P and N have opposite intrinsic parity and the charged pions have even parity. He claimed that present experimental evidence was not good enough to distinguish this from the usual interpretation and none of the experts present wanted to challenge him on that. … The bold and imaginative approach of Heisenberg is in a very unsatisfactory state both from the mathematical and the experimental point of view. In the latest version, Heisenberg makes for the first time a definite prediction of the existence of the record neutral pion, the existence of which he is willing to consider a descisive test of his theory.

In der veröffentlichten Version der *Proceedings* mußte der Text gegenüber dem Original nachträglich geglättet werden.[7] So führte Pauli – laut dem Tonbandtranskript – Heisenbergs Vortrag im Anschluß an Yukawas Vortrag[8] mit folgenden Bemerkungen ein:

Pauli: Well, somebody else wants to say something? No. Then we go to the next paper of Heisenberg. What is the title? (Laughter). I have not got the paper, and please I am entitled to ask for the title of the paper, because I did not receive it, but there is nothing to laugh, don't laugh at the wrong place, ha, ha, ha, … (the audience was screaming!)

Wie Pauli jedoch nach der Konferenz am 9. Juli feststellte [3029], „war die von mir präsidierte Sitzung soweit *befriedigend*, als dies zu erwarten war, und ich fühlte mich *recht wohl* dabei. Es handelte sich nur darum, a) zu verhindern, daß Heisenberg weiter herumläuft und allen Leuten erzählt, ich sei mit ihm einverstanden, b) die Aufmerksamkeit und das Interesse vom Spinormodell weg auf das allgemeinere Problem der indefiniten Metrik, besonders auf den Fall komplexer Wurzeln zu lenken."

Die Konferenz endete mit Oppenheimers abschließenden Bemerkungen:[9] „The marvellous conference is now over," begann er, doch seine Ausführungen seien kein „summary of what were already summaries of summaries," sondern

vielmehr im Sinne einer geistreichen Beschreibung Paulis zu verstehen: „I believe that Pauli was much pleased, very many long years ago, when it was said of him that he was identical with his caricature. One may say of this meeting that it is identical with its summary."

[1] Siehe hierzu auch den Kommentar zum Brief [2600].
[2] U. a. war auch eine Tonbandaufzeichnung der von Pauli moderierten Sitzung „Fundamental theoretical ideas" gemacht worden. Der Verbleib dieses Tonbandes ist bisher ungeklärt.
[3] Über die organisatorischen Fragen seines „chairman-ships" hatte sich Pauli (in seinen Schreiben [2873 und 2948]) bei Weisskopf erkundigt, der sich damals ebenfalls beim CERN aufhielt.
[4] In seiner Rezension des Konferenz-Bandes in *Nuclear Physics* **10**, 311–312 (1959).
[5] Polkinghorne (1958, S. 22).
[6] Laut einem 3seitigen Maschinenskript aus dem Genfer *Jauch-Nachlaß*.
[7] Siehe Heisenbergs Brief [3030] mit den dort wiedergegebenen Anlagen. Vgl. auch die durch Bruno Ferretti herausgegebenen *Proceedings* der *CERN Konferenz 1958*, S. 122–126.
[8] Vgl. Yukawa (1958).
[9] Oppenheimer (1958, S. 291).

## [3024] Pallmann an Pauli

Zürich, 1. Juli 1958[1]

Sehr geehrter Herr Professor!

Sie sind zur Zeit durch den Genfer Kongreß in Anspruch genommen. Sehr gerne möchte ich vor Semesterende das Gesamtproblem der ETH-Physik mit Ihnen besprechen und wäre daher sehr froh, wenn Sie nach Ihrer Rückkehr nach Zürich die Verbindung mit mir aufnehmen wollten.[2] Zur Diskussion stehen die Planung der Physikinstitute, die vorzunehmende Neuerrichtung der beiden kernphysikalischen Ordinariate, die Beförderung Dr. Marmiers zum ordentlichen Professor sowie die Berufung von Prof. Jost an die University of Michigan (Ann Arbor).[3]

Ich erwarte gerne Ihren telefonischen Anruf zur Festsetzung eines beidseitigen passenden Zeitpunktes für unsere Besprechung.

Mit freundlichen Grüßen verbleibe ich Ihr

Präsident des Schweizerischen Schulrates

[1] Auch abgedruckt bei Enz, Glaus und Oberkofler [1997, S. 323].
[2] Siehe hierzu den Kommentar zum Brief [2972].
[3] Siehe hierzu das Schreiben des Schulratspräsidenten Pallmann vom 24. Juli 1958 an Jost (in Enz, Glaus und Oberkofler [1997, S. 329f.]), in dem er Josts Wünschen weitgehend entgegenkam. Pauli hatte dagegen eine viel ablehnendere Einstellung zu Jost, die er auch mehrfach in seinen Briefen [2890, 2894, 2974, 2992, 3055, 3093 und 3124] äußerte.

## [3025] Spengler an Pauli

Oberhausen-Holten, 2. Juli 1958[1]
[Maschinenschrift]

Sehr geehrter Herr Professor Pauli!

In seinem Schreiben vom 9. Juni 1958[2] hat Herr Prof. Trendelenburg an Sie die Bitte gerichtet, anläßlich der Übergabe der Planck-Medaille einen Vortrag zu halten. Ich hoffe, Sie sind mir nicht böse, wenn ich Ihre Zusage schon vorwegnahm und in die Ankündigung der Physikertagung in Essen auch einen Vortrag von Ihnen aufnahm.[3] Zum Technischen darf ich vielleicht noch folgendes bemerken: Die Übergabe der Planck-Medaille wird gleich im Anschluß an die Begrüßung geschehen und daran soll sich Ihr Vortrag anschließen. Sie werden also als Publikum nicht nur die Fachgenossen, sondern auch die offiziellen Vertreter der Stadt und der Landesregierung sowie die Damen der Tagungsteilnehmer haben. Wäre es wohl möglich, daß Sie in Ihren Ausführungen auf diese Zusammensetzung Ihrer Zuhörerschaft etwas Rücksicht nähmen? Ferner wäre ich Ihnen dankbar, wenn Sie mir den genauen Titel Ihres Vortrages bekanntgäben.

Ich darf Ihnen versichern, daß wir uns alle sehr auf Ihren Vortrag freuen und bin mit den verbindlichsten Grüßen

Ihr sehr ergebener H. Spengler

[1] Zusatz von Pauli: „Beantwortet 6. Juli."
[2] Vgl. den Brief [3010].
[3] Wie Pauli in seinen folgenden Briefen [3037 und 3058] an Trendelenburg erklärte, wollte er die Medaille lieber in einem engeren Kreise im November in Hamburg entgegennehmen.

## [3026] Pauli an Pallmann

Zürich, 3. Juli 1958[1]

Sehr geehrter Herr Schulpräsident!

Erst jetzt habe ich hier erfahren, daß, aufgrund einer allgemeinen Regelung die Schweizer Teilnehmer an der Konferenz der hohen Energien[2] keinen Beitrag zu ihren Ausgaben von CERN bekommen. Ich möchte deshalb das Gesuch stellen, daß mir die ETH die Kosten meines Aufenthaltes in Genf während der Tage vom 29. Juni bis zum 6. Juli sowie die Reisespesen vergütet.[3]

Mit vorzüglicher Hochachtung W. Pauli

[1] Auch abgedruckt bei Enz, Glaus und Oberkofler [1997, S. 323].
[2] Vgl. den Kommentar zum Brief [3024].
[3] Siehe hierzu auch Paulis Brief [2990] an Weisskopf.

## [3027] Pauli an Jensen

Zürich, 7. Juli 1958

Lieber Giselher!

Als ich nach Hause kam, fand ich auf meinem Tisch einen Brief eines sehr „tüchtigen“ Herrn Dr. H. Spengler (Oberhausen-Holten, Ruhrchemie 10b) vor,[1] der offenbar die Tagung in Essen organisiert.

Der Herr „nimmt vorweg“ (schon wieder sind wir beim „anticipieren“!),* ich würde a) kommen, b) einen Vortrag halten und nahm dies bereits in dem Programm auf (worum ich mich weiter nicht zu kümmern brauche).

Er macht mir weiter Mitteilungen über die Zusammensetzung des Publikums** bei meinem Vortrag, die mir gar nicht „genehm“ sind. („Die ganze Richtung paßt mir nicht“ – aus einem Berliner Witz.)[2]

Daraufhin bin ich *sicher*, daß ich *nicht* nach Essen gehen will.

Bitte helfen Sie schnell!

Herzlichen Dank Ihr getreuer „Hagen“

[1] Vgl. den Brief [3025].

* Ich erinnere mich, daß Jordan, etwa 1942, in einer seiner Schriften den deutschen Sieg „vorwegnahm“.

** Kann mit „Altweiber-Sommer“ in Verbindung gebracht werden.

[2] Der Berliner Polizeipräsident soll 1890 anläßlich eines Aufführungsverbotes des Stückes *Sodoms Ende* von Hermann Sudermann zum Direktor des *Lessing-Theaters* Oscar Blumenthal gesagt haben: „Die janze Richtung paßt uns nich!“

## [3028] Pauli an Neukomm

Zürich, 7. Juli 1958[1]

Sehr geehrter Herr Neukomm!

Beiliegend übersende ich Ihnen das Material betreffend einen Herrn G. N. Sarma (Indien), der gerne ein Stipendium für sein Studium in der Schweiz haben möchte.

Gerne möchte ich ihre Meinung darüber hören. Da ich ihn persönlich gar nicht kenne, ist es mir nicht möglich, mir jetzt irgend ein Urteil über die Eignung des Kandidaten zu bilden.[2]

Meine Erfahrung mit Indern ist nicht allzu gut.

Mit bestem Dank im Voraus W. Pauli

[1] Auch abgedruckt bei Enz, Glaus und Oberkofler [1997, S. 324].

[2] Handschriftlicher Zusatz: „Durch Hinschied von Prof. Pauli überholt. Neukomm“

## [3029] Pauli an Fierz

Zürich, 9. Juli 1958

Lieber Herr Fierz!

Dank für Ihre Briefe vom 4. und 5.[1] über die Arbeit von A. Bohr und Mottelson.[2] Die Einzelheiten will ich mir gelegentlich noch überlegen, aber der negative Eindruck darüber herrscht bei mir noch vor (ebenso wie bei Glaser und Källén).*

Nach dem Vortrag von A. Bohr in Genf[3] benutzte Jost diese Gelegenheit, um in der Diskussion selbst den Ort, an den er und andere Experten sich selbst und andere hingeführt haben, als „mathematischen Morast" zu bezeichnen.[4] Das ist gewiß ehrlich, aber wenn man schon – wie Sie in Ihrem Brief – solche Worte wie „peinlich" benutzt, so wäre dies wohl mehr hier am Platze, so wie auch in bezug auf das völlige Versagen der jüngeren Generation gegenüber dem Problem der Theorie der Massenverhältnisse der „Elementar"-Teilchen.

Diese Sterilität, ohne die Heisenbergs Fehler gar nicht möglich gewesen wären, trat auch in der von mir präsidierten Sitzung[5] wiederum kraß und „peinlich" zutage. Doch scheint mir das Problem schon stark an die Oberfläche zu dringen und dürfte sich früher oder später schon durchsetzen.

Rebus sic stantibus war mir die von mir präsidierte Sitzung soweit *befriedigend*, als dies zu erwarten war, und ich fühlte mich *recht wohl* dabei. Es handelte sich nur darum,

a) zu verhindern, daß Heisenberg weiter herumläuft und allen Leuten erzählt, ich sei mit ihm einverstanden,[6]

b) die Aufmerksamkeit und das Interesse vom Spinormodell weg auf das allgemeinere Problem der indefiniten Metrik, besonders auf den Fall komplexer Wurzeln zu lenken.

Beide Zwecke wurden voll erreicht (in Zukunft beabsichtige ich nun nicht mehr, in Diskussionen nach Heisenbergs Vorträgen zu sprechen. [Zur] „Uranhändlerkonferenz" im September komme ich *nicht*).[7]

Ad b) mußte ich im letzten Augenblick einspringen – geplant war, daß Glaser reden sollte, doch fand Froissart am Tag vorher noch einen Fehler, der eine vermeintliche Schwierigkeit (Überbestimmung) beseitigte.[8] Es fanden auch noch weitere Diskussionen zwischen Glaser und Bogoljubov statt,[9] der sich für diese Probleme interessiert.

In den Modellen von Glaser und Froissart ist es nicht bekannt, ob es – mit Wechselwirkung – gebundene (diskrete) Energiezustände mit negativer Norm gibt oder nicht. Deshalb folgt zunächst nicht sehr viel aus ihnen.

Glaser selbst glaubt *gar nicht* an die indefinite Metrik; er wollte diese eigentlich widerlegen, aber auch dies ist ihm nicht recht gelungen. Lehmann hält es für sehr unwahrscheinlich, daß die indefinite Metrik zu etwas führen wird, *und ich schließe mich dieser skeptischen Meinung voll an*.

Immerhin existiert darüber eine Art „Minoritätsvotum" von Källén, der mehr als wir anderen an die Brauchbarkeit der indefiniten Metrik mit komplexen Wurzeln in der Physik glaubt (obwohl er – im echten Expertenstil – *nichts* darüber wirklich zeigen konnte). Er warf mir vor, daß bei mir das Pendel nunmehr zu stark auf die andere Seite schwinge und ich zu skeptisch gegenüber

der indefiniten Metrik sei. Vielleicht kann Bogoljubov noch mehr darüber herausbringen. Für die Physik verspreche ich mir nicht viel davon.

Dies nur nebenbei. Mit Lehmann verbrachte ich einen netten Abend und habe mich mit ihm wieder, menschlich und geistig, ausgezeichnet verstanden, er ist ein feinfühlender und sehr gescheiter Mensch und wohl genügend elastisch, um seine Untersuchungsrichtung geeignet zu ändern, was er wohl beabsichtigt.

Ich selbst möchte für eine Weile wieder ganz aus der Feldquantisierung herausgehen.

Vielleicht erreicht Sie dieser Brief noch vor Ihrer Ferienreise, ich weiß nicht genau, wann in der Polis das Semester zu Ende ist (bei uns geht es offiziell bis 19. Juli).

Gute Erholung und „Normalwetter“ wünscht Ihnen und Ihrer Familie

Ihr W. Pauli

P. S. Ich sammle jetzt Lektüre für meine Ferien und erinnere mich, daß Sie mir seinerzeit ein Buch vom Historiker Eduard Meyer über das Antike Christentum[10] empfohlen haben. Dieser Autor hat ja viele dicke Wälzer geschrieben. *Welche* Schrift von ihm haben Sie damals gemeint? (Ich kann nur eine kürzere lesen.) Vielleicht können Sie mir darüber noch eine Postkarte schicken.

[1] Diese Briefe sind verschollen.

[2] Vgl. den Brief [3020].

* Ich fand die „Experten“ immer nur sehr nützlich, wenn sie kritisch sind – jedoch unfähig, positiv einen Weg zu sehen.

[3] A. Bohr (1958). – Vgl. hierzu auch den Kommentar zum Brief [3024].

[4] Diese Diskussionsbemerkung von Jost ist auch in den Proceedings der *CERN Konferenz* [1958, S. 214] abgedruckt. Dort heißt es: „It is clear that it would be very desirable to have a different proof of this dispersion relation and to get out of this mathematical marasmus in which one is with the actual proof of the dispersion relation.“

[5] Vgl. Pauli (1958i).

[6] Zusatz von Pauli: „Eine recht schwierige Aufgabe bei der Art, wie er mir nachläuft!“

[7] Die *Vereinten Nationen* veranstalteten vom 1.–13. September 1958 die „2. Internationale Konferenz zur friedlichen Nutzung der Atomkernenergie“ in Genf, an der „etwa 6000 Delegierte und Beobachter aus 69 Ländern in Genf zusammenkamen“, um insbesondere Erfahrungen über Reaktorphysik und den Bau von Atomkraftwerken auszutauschen. „Insgesamt wurden während der Konferenz etwa 700 t Papier verarbeitet.“ {Vgl. Schoppers Bericht (1958b) in den *Physikalischen Blättern*}. Pauli hatte diese *Conferences on the peaceful uses of atomic energy* (vgl. Band **IV**/3, S. 93, 166, 169) auch schon bei früheren Gelegenheiten als „Uranhändlerkonferenzen“ bezeichnet (vgl. Band **IV**/3, S. 169 und 588).

[8] Vgl. hierzu Paulis Konferenzbericht (1958j, S. 128).

[9] Auch diese Bemerkungen sind im Anschluß an Bogoljubovs CERN-Referat (1958b, S. 130) über eine Variante der Heisenbergschen Theorie mit indefiniter Metrik wiedergegeben.

[10] Das gelehrte Werk [1920/23] über *Ursprung und Anfänge des Christentums* des Berliner Historikers Eduard Meyer (1855–1930) umfaßt drei umfangreiche Bände. – Vgl. hierzu auch die 1960 in Zürich erschienene Studie über *Platonismus und griechische Philosophie* von Ernst Hoffmann [1960].

## [3030] Heisenberg an Pauli

Göttingen, 9. Juli 1958
[Maschinenschrift]

Lieber Pauli!

Beiliegend schicke ich Dir die schriftliche Formulierung meines Genfer Vortrages.* [1] Außerdem bekam ich von Ferretti die Aufzeichnungen von der Diskussion nach dem Magnetophonband. Auch diese sollte ich für die Drucklegung verbessern, und ich schicke den verbesserten Text in diesen Tagen an Ferretti.[2] Da ich durch Unterhaltungen mit Lee und anderen auf dem Schiff[3] gemerkt habe, daß der von Dir in Deiner ersten Diskussionsbemerkung monierte Punkt der Theorie von den meisten noch nicht klar verstanden worden ist, habe ich die Seiten D-5 bis D-10 nach dem Magnetophonband (d. h. meine erste Antwort an Dich) noch einmal ganz neu formuliert.[4] Ich glaube, darin die Antwort auf die von Dir gestellte Frage wirklich mit völliger Klarheit gegeben zu haben, und lege diesen Text ebenfalls bei.[5] Ich habe die neue Formulierung auch deswegen vorgenommen, weil die mündliche Diskussion einen mir nicht angenehmen Charakter von Unernsthaftigkeit bekommen hatte, den wir aus dem gedruckten Text jedenfalls eliminieren sollten.[6] An den späteren Teilen der Diskussion habe ich nur wenig verbessert. Aus dem eben genannten Grunde möchte ich allerdings dafür plädieren, daß die Seite D-23 aus dem Magnetophontext einfach gestrichen wird (zwei Bemerkungen von Dir und eine von mir); die Seite scheint mir deswegen unnötig, weil auf der darauffolgenden Seite D-24 Gell-Mann den Sachverhalt zu unserer beider Zufriedenheit dargestellt hat. In meiner Antwort auf Gell-Mann auf D-24 habe ich den Satz eingefügt „I agree completely with what Gell-Mann just said about this point."

Solltest Du wegen dieser Diskussion noch Bedenken oder Wünsche haben, so schreibe mir bitte; im übrigen werden wir uns ja in Varenna treffen.[7]

Mit vielen Grüßen Dein W. Heisenberg

[Handschriftlicher Zusatz:] P. S. Nachdem ich diesen Brief diktiert hatte, ist noch einmal eine mir ärgerliche Änderung notwendig geworden. Eine erneute Kontrollrechnung der $\pi$-Eigenwerte durch Schlieder hat einen Fehler in den früheren Rechnungen des neutralen $\pi$-Mesons zutage gebracht, der durch zwei Kontrollen durchgeschlüpft war, weil er die Masse des $\pi_1^0$ nicht beeinflußte. Wohl aber hat er die Masse des $\pi_0^0$-(Singlets) verdorben, das jetzt nicht mehr genau so schwer wird wie das $\pi_1^0$, sondern viel schwerer. Feynman und Lehmann werden lachen – wer den Schaden hat, braucht für den Spott nicht zu sorgen. Der ärgerliche Fehler unterstreicht aber auch meinen schon mehrfach geäußerten Wunsch, daß andere Physiker diese Eigenwertberechnungen unabhängig durchführen sollten (obwohl es beträchtlich schwieriger ist als Schimpfen) – am besten wäre es, wenn jemand eine Idee hätte, wie man die Eigenwerte ohne Tamm-Dancoff, mit anderer Methode, ermittelt. Wenn man hier keine gute Idee hat, ist aber auch die unabhängige Kontrolle der Tamm-Dancoff-Rechnungen nützlich.

## Anlage 1 zum Brief [3030]

[Maschinenschriftliche Durchschrift]
[Pauli-Nachlaß 1/3-6]

### Discussion after Pauli's remark[8]

### (should replace D-5 – D-10)[9]

*Heisenberg* Prof. Pauli's remark contains three different questions which I would like to answer separately at some length in order to make this side of the theory completely clear. The three questions are:

1. Is the assumption that $\psi(x)$ and $\bar{\psi}(x')$ anticommute everywhere on the subspace $t - t' = 0$, but not for time-like $x - x'$, compatible with the non-linear differential equation?

2. Are the assumptions made about the anticommutator used in a consistent way when they are applied in the Tamm-Dancoff method in connection with the equation $S(0) = S_F(0) = 0$?

3. Should not the differential equation be replaced by an integral equation in the time-variable and is not the Lee model an example for such a replacement?

For the first question we have to remember that – as had always been assumed – the anticommutator should near the light-cone behave like that classical solution of the differential equation that vanishes for space-like distances. Such a solution has been constructed (the calculations had been carried out for the older spinor model but not yet for the new wave-equation) and it shows the following behaviour: It has infinitely frequent oscillations in the immediate neighbourhood of the light-cone for time-like distances. It vanishes for space-like distances. The statement that it vanishes everywhere for $t = t'$ has however to be taken with some precaution: at the point $x = x'$ its value is not defined, on account of the infinite oscillations. But its space integral at $t = t'$ including the point $x = x'$ definitely vanishes. There is no $\delta$-function of the space coordinates. Therefore we see that this behaviour is actually compatible with the differential equation and there is no inconsistency in using an anticommutator of this (oscillating) type, which is of course not analytic at the light-cone.

With regard to the second question we note that the non-linear wave equation of the operators can be considered as a compact way of writing the infinitely many differential equations between the $\tau$-functions of any number of variables. Actually for the calculations it would be sufficient to assume that the field equation means nothing else but this infinite set of $\tau$-equations. (Instead of using the time-ordered products one could of course also use other kinds of products of field operators.) The $\tau$-function

$$\tau(x_1 x_2 \ldots | y_1 y_2 \ldots)$$

behaves in the neighbourhood of the point, say $x_i - y_k = 0$ like

$$+\tfrac{1}{2} S_F(x_i y_k)\tau(x_1 \ldots x_{i-1} x_{i+1} \ldots | y_1 \ldots y_{k-1} y_{k+1} \ldots)$$

+ a function which is less singular near the light cone. Therefore the value of a $\tau$-function at the point $x_i = y_k$ is undefined in the same way as the value of $S_F(0)$.

On the other hand those $\tau$-equations that result from the wave equation contain always one $\tau$-function (that with the higher number of variables) in which three coordinates are equal (e.g. either $x_i = x_k = y_l$ or $x_i = y_k = y_l$).

This is a necessary consequence of the postulate of microcausality. Therefore these $\tau$-equations have no definite meaning unless we define explicitly what is meant in the equation by the value of the $\tau$-function at this point, e. g. $x_i = x_k = y_l$.

The simplest definition is given by the assumption, that in the equations one shall put:

$$\begin{aligned}\underset{x_i=x_k=y_l}{\tau(x_1 \ldots |y_1 \ldots)} = \lim_{\substack{x_i \to y_l \\ x_k \to y_l}} [&\tau(x_1 \ldots |y_1 \ldots) \\ &- \tfrac{1}{2} S_F(x_i y_l)\tau(x_1 \ldots x_{i-1} x_{i+1} \ldots |y_1 \ldots y_{l-1} y_{l+1} \ldots) \\ &- \tfrac{1}{2} S_F(x_k y_l)\tau(x_1 \ldots x_{k-1} x_{k+1} \ldots |y_1 \ldots y_{l-1} y_{l+1} \ldots)].\end{aligned}$$

This limiting value exists on account of the behaviour of the $\tau$-functions and it gives a possible interpretation of the $\tau$-equations. The definition can be replaced by the simpler formula $S_F(0) = 0$, or more accurately by the statement: „in the infinite set of $\tau$-equations one can calculate as if $S_F(0) = 0$ was generally correct." It is only this definition of the $\tau$-functions with three equal variables which gives a unique meaning to the wave equation. This meaning is compatible both with the oscillatory behaviour of the anticommutator and the postulate of microcausality. The equation $S_F(0) = 0$ should be considered as a statement about the wave equation (or the $\tau$-equations) rather than as one about the anticommutator.

In momentum space our assumptions concerning the function $S(xx')$ or $S_F(xx')$ will probably mean the following: The mass spectrum $\rho(\kappa^2)$, from which $S(xx')$ can be constructed, will contain discrete states and a continuous part. The continuous part will for very large values of $\kappa^2$ show an oscillating behaviour in order to represent the oscillating behaviour of $S(xx')$ near the light-cone. The discrete part will contain the discrete states like nucleons, electrons, etc. and the regularizing dipol ghosts. In the lowest approximations of the Tamm-Dancoff method only the lowest discrete states and the dipol ghost can be taken into account; the higher discrete states and the continuum have to be neglected. Therefore one obtains a reasonable approximation only if the contribution from the lowest states is considerably bigger than that of the higher ones and the continuum. This situation is well known from the optical spectra of atoms. The condition, that the lowest lines contain the main part of the total sum of $f$-values ($\sum f_\nu = 1$ is the Thomas-Kuhn sum rule) is frequently, but not always fulfilled. The uncertainty of the Tamm-Dancoff method lies just in the uncertainty about the fulfilment of this condition.

The answer to the third question arises from the well-known axiom of quantum field theory, according to which the field operators belonging to an arbitrarily small time interval $\Delta t$ must be sufficient to construct from vacuum the complete Hilbert space. Therefore it must be possible to establish a unique relation between the operators referring to the interval between $t$ and $t + \Delta t$, and those belonging to the interval between $t + \Delta t$ and $t + 2\Delta t$. Since $\Delta t$

can be taken as arbitrarily small, this relation can be written as a differential equation in the time coordinate, which may possibly contain integrations over space coordinates.

In the Lee model the renormalized wave equation takes the form of an integral equation in the time coordinate. In spite of this it should be possible, on account of the axiom mentioned above, to reformulate it into a differential equation, which will probably involve integrations over space coordinates.

In a relativistic theory the occurrence of integrations over the space coordinates at this point would lead to a violation of the condition of microcausality. Even if the anticommutator vanishes for space-like distances within the time interval $t, t + \Delta t$, it would not fulfil this condition in the intervals between $t + \Delta t$ and $t + 2\Delta t$, if the connection would involve integrations over the space coordinates. One could of course try to give up the condition of microcausality, but so far it has not been possible to drop this condition without violating at the same time the principle of macrocausality. It was one of the main results of the theory of special relativity, that causal connections have to be expressed as differential equations that are invariant for the Lorentz transformation. I cannot see how one could get away from this necessity.

Perhaps I should summarize the results of this discussion as follows: If one wants to keep microcausality, one has to connect the field operators at different times by means of a differential equation that is Lorentz invariant, or by other equations that are equivalent to such differential equations. The anticommutator between $\psi(x)$ and $\bar{\psi}(x')$ is zero for space-like distances and is indefinite at the point $x = x'$; the anticommutator between $\psi(x)$ and a space integral over $\bar{\psi}(x')$ at the same time $t = t'$ vanishes. Since the wave equation contains the product of three field operators at the same point one can give a definite meaning to the wave equation by defining this product or the corresponding $\tau$ -functions by $S(0) = S_F(0) = 0$. Without such a definition the wave equation would not contain any statement at all.

## Anlage 2 zum Brief [3030]

### Heisenberg an Ferretti

Göttingen, 9. Juli 1958
[Maschinenschriftliche Durchschrift]

Dear Ferretti!

I am enclosing the typewritten copy of my talk at the Geneva meeting and the improved version of the magnetophon record. In this record I have replaced the pages D-5 to D-10 by new pages which you find together with the other parts. A copy of the talk and of these five pages has been sent to Pauli. I am enclosing also a copy of my letter to Pauli. I have suggested that p. D-23 should be completely omitted since Gell-Mann has later clarified the point of the question (on D-24) but there we have to wait for Pauli's reply. Of course, I would like to see the proofs of the discussion before it is printed, especially if the other speakers should have changed their remarks considerably.

With the best wishes, Yours, Heisenberg

* Siehe Anlage „Discussion after Pauli's remark".
[1] Vgl. Heisenberg (1958d).
[2] Am gleichen Tage schickte Heisenberg sein Manuskript mit dem in der Anlage 2 wiedergegebenen Begleitbrief an Ferretti.
[3] Im Anschluß an die Konferenz unternahmen einige Teilnehmer eine Schiffsreise auf dem Genfer See. Heisenberg hatte offenbar diese Gelegenheit zu Gesprächen mit T. D. Lee und anderen genutzt.
[4] Vgl. die Proceedings der *CERN Konferenz* [1958, S. 123f.].
[5] Vgl. den in der Anlage 1 zum Brief [3030] wiedergegebenen Text.
[6] Auf diesen Wunsch von Heisenberg hin wurden einige Stellen der Diskussionsbemerkungen noch geglättet (vgl. auch den Kommentar zum Brief [3024]).
[7] Vgl. hierzu den Kommentar zum Brief [3043].
[8] Diese durch Heisenberg nachträglich korrigierte Fassung seiner Erwiderung auf Paulis Diskussionsbemerkung wurde – weitgehend unverändert – mit dem folgenden Hinweis in den Proceedings der *CERN Konferenz* [1958, S. 123–124] wiedergegeben: „This part of the discussion has not been reported verbatim but is based on a paper sent by Heisenberg after the conference."
[9] Die Bezeichnung „D-5 – D-10" bezieht sich auf die Nummerierung der Transkripte von den Tonbandaufnahmen, die von den Diskussionen aufgenommen worden waren.

## [3031] Pauli an Stapp

Zürich, 10. Juli 1958[1]
[Maschinenschriftliche Durchschrift]

Dear Dr. Stapp!

Herewith I confirm again that an amount of $ 5000 will be at my disposal for your stay in Zurich during the winter term 1958/59 starting middle October.[2] Travelling expenses are included in this amount and you will have to pay some taxes, but reductions will be possible. A prolongation of your stipend for your stay during next spring could possibly be arranged if you wish it.

With Glaser and Froissart I had several conventions in Zurich and in Geneva.[3] The difficulty of overdetermination can completely be removed (as was pointed out by Froissart), because the subspace of states with norm zero can be defined to be much wider as was originally assumed. However, this does not mean yet, that the indefinite metric really works in the models in question, as it is unknown, whether or not the assumed interaction of the ghostfield with the physical spinor field gives rise to bound states with negative norm.

Please say Bludman my regards and tell him that I heard from Lüders that the incorporation of photons and charged particles in the consideration on spin and statistics by Lüders-Zumino and Burgoyne[4] is still an entirely open problem.

Regarding the group structure of elementary particles I have now doubts whether one can apply the concept of isospin to leptons and whether the mass of the electron can be assumed to be entirely electromagnetic.

Looking forward to see you in Zurich in the near future,
sincerely yours, W. Pauli

[1] Auch abgedruckt bei Enz, Glaus und Oberkofler [1997, S. 326f.].
[2] Den amerikanischen Physiker Henry Stapp (geb. 1928) vom *Radiation Laboratory* der *University of California* hatte Pauli zusammen mit Sidney Arnold Bludman während seines Aufenthaltes in Berkeley kennen gelernt (vgl. die Brief [2968, 2996 und 3012]) und für ein halbes Jahr nach Zürich eingeladen (vgl. auch den Brief [3120]).

[3] Siehe hierzu die Briefe [2990, 3005, 3017 und 3029].
[4] Vgl. Lüders und Zumino (1958) sowie Burgoyne (1958).

## [3032] Jensen an Pauli

Heidelberg, 10. Juli 1958[1]
[Maschinenschrift]

Grimmer Hagen!

Ich habe eben mit Trendelenburg telefoniert. Obwohl er es in seiner Eigenschaft als Vorsitzender des illustren Verbandes sehr bedauert, daß Sie nicht nach Essen kommen können,[2] so hat er volles Verständnis für Ihre Bedenken und sagte, er sei der letzte, der daraus eine große Sache machen würde. Selbstverständlich wäre er gern bereit, auch im November nach Hamburg zu kommen, um dort in einem kleineren Kreise Ihnen dann die Medaille zu übergeben. Herr Trendelenburg würde es für am zweckmäßigsten halten, wenn Sie ihm vielleicht erst einige Wochen vor der Tagung einen Brief schreiben könnten, in dem Sie ein paar freundliche Worte wegen der Verleihung der Medaille sagten und Ihr Bedauern ausdrückten, daß Sie verhindert seien, nach Essen zu kommen, aber hofften, bald Gelegenheit zu haben, nach Deutschland zu kommen und die Medaille in Empfang zu nehmen. Wenn Herr Trendelenburg einen derartigen Brief vorlesen könnte, glaubt er, daß am wenigsten der Eindruck entsteht, daß hinter Ihrer Ablehnung, nach Essen zu kommen, besonders tiefliegende Gründe steckten.[3]

Ich hoffe, daß Sie mit den Ergebnissen meiner Vermittlung zufrieden sind, und es wäre angenehm, wenn Sie mir schreiben würden, ob Sie mit einem solchen Arrangement einverstanden sind.

Herr Trendelenburg läßt Ihnen die herzlichsten Grüße ausrichten.

Immer Ihr J. H. Jensen

[1] Zusatz von Pauli: „Beantwortet 16. Juli."
[2] Siehe hierzu Paulis vorangehendes Schreiben [3027] an Jensen.
[3] Siehe hierzu den Bericht von E. Brüche (1958) über diesen vom 3.–7. Oktober veranstalteten *Deutschen Physikertag* in Essen, in dem auch die beabsichtigte Überreichung der *Max-Planck-Medaille* an Pauli erwähnt wird.

## [3033] Pauli an Deutsch[1]

[Zürich], 11. Juli 1958
[Maschinenschriftliche Durchschrift]

Dear Deutsch!

As you may have heard, two new ordinarii of experimental nuclear physics will soon be called to our Swiss Polytechnicum. Scherrer will retire only within two years, but these new professors will be called already this year

in connection with plans for a new building of all our Institutes of physics, which the newcomers will then be able to influence.

There are many candidates for these new posts but I would like very much to hear from you, whether you would be interested in such a post in principle or whether your position in the States is so, that you would not take a coming to Zürich into consideration at all.[2]

With my best wishes, sincerely yours, [W. Pauli]

[1] Der aus Österreich stammende Physiker Martin Deutsch (geb. 1917) hatte in der Schweiz die Schule besucht und war dann nach Amerika ausgewandert, wo er dann das *Laboratory for Nuclear Science* am *Massachusetts Institute of Technology* in Cambridge leitete. Weisskopf hatte ihn für eine der neu an der ETH einzurichtenden Physikprofessuren (siehe den Kommentar zum Brief [2972]) vorgeschlagen. Pauli, der sich bereits für die vor einem Jahre von Deutsch und Goldhaber ausgeführten Polarisationsexperimente mit Positronen interessiert hatte, sollte deshalb im Auftrage des Schulratspräsidenten bei Deutsch erst einmal anfragen, ob er für eine Berufung nach Zürich zur Verfügung stehe. Vgl. hierzu Enz, Glaus und Oberkofler [1997, S. 309 und 326].

[2] Wie Martin Deutsch während eines kurzen Besuches bei Pauli in Zürich mitteilte (vgl. den Brief [3041]), wollte er seine gute Stellung am M.I.T. nicht verlassen.

## [3034] Pauli an Paul[1]

Zürich, 11 Juli 1958
[Maschinenschriftliche Durchschrift]

Lieber Herr Kollege Paul!

Sie haben wohl gehört, daß zwei neue Ordinarien für experimentelle Kernphysik schon bald an unsere E.T.H. berufen werden sollen, damit sie den beschlossenen Neubau aller unserer physikalischen Institute mit beeinflussen können.[2] Prof. Scherrer tritt ja in zwei Jahren in den Ruhestand.

Da die Frage der Kandidaten für die beiden neuen Stellen nun in ein akutes Stadium tritt, würde ich sehr gerne von Ihnen hören, ob Sie die Möglichkeit eines Kommens nach Zürich im Falle Ihrer Berufung im Prinzip in Betracht ziehen würden.[3] Oder stehen Ihre Pläne für die Zukunft in Deutschland bereits endgültig fest?

Mit den besten Grüßen Ihr [W. Pauli]

[1] Der Bonner Experimentalphysiker Wolfgang Paul (1913–1993), der damals gerade seine ihm später den Nobelpreis eintragenden elektrischen und magnetischen Elektronenfallen entwickelte, sollte bald zu einem der Favoriten für eine der neu zu etablierenden Physikprofessuren an der ETH werden. Auch ihn sollte Pauli in Abstimmung mit dem Schulratspräsidenten befragen, ob er eventuell in die Schweiz kommen wolle. In einer Beschlußfassung des *Schweizerischen Schulrates* vom 4. Oktober 1958 wurde auch ein detailliertes *Curriculum vitae von Prof. Dr. W. Paul* aufgenommen (vgl. Enz, Glaus und Oberkofler [1997, S. 337]).

[2] Siehe den Kommentar zum Brief [2972].

[3] Siehe hierzu Pauls Antwortschreiben [3039].

## [3035] Glaser an Pauli

Zagreb, 15. Juli 1958

Lieber Herr Professor!

Ich bitte um Entschuldigung, daß ich Ihren Brief vom 7. Juli[1] erst heute beantworte. Ich habe nämlich gegen meine Erwartung nach Hause verreisen müssen, um einige dringende persönliche Probleme in Zagreb zu regeln. Ich werde deshalb auch höchstwahrscheinlich nicht nach Varenna[2] kommen können, da ich am 4. August schon in Genf wegen des Erscheinens der „Proceedings" der vergangenen Konferenz zurück sein muß (den Bericht und die Korrekturen habe ich von Heisenberg noch nicht erhalten). Das bedauere ich sehr, aber ich hoffe, daß Sie das, was ich Ihnen versprochen hatte, schon von Froissart erhalten haben oder bald erhalten werden. Froissart geht nämlich auch nach Varenna und wird dort die ganze Zeit der theoretischen Sitzung bleiben.

Ich habe Froissart die folgenden zwei Probleme hinterlassen (ich hatte leider keine Zeit, sie selbst zu lösen):

1. Ein Modell für Ihr Ausschlußprinzip mit komplexen Geistern. Es handelt sich um eine Art Lee-Modell mit der Hamiltonfunktion:

$$H = H_0 + H_1;$$

$$H_0 = m_0 a^* b + m_0^* b^* a + \int \omega_{\boldsymbol{k}} c_{\boldsymbol{k}}^* c_{\boldsymbol{k}} d^3k; \tag{1}$$

$$H_1 = g_0(\lambda a + \lambda^* b)N^* \frac{1}{4\pi^{3/2}} \int \frac{f(\omega)}{\sqrt{\omega}} c_k d^3k + \text{c.c.},$$

was wir kurz noch in Genf besprochen haben. Hier gilt

$$\{a, a^*\} = \{b, b^*\} = \{a, a\} = \{b, b\} = 0,$$

$$\{a, b^*\} = \{b, a^*\} = 1, \quad \{N, N^*\} = 1, \quad [c_{\boldsymbol{k}} c_{\boldsymbol{k}}^*] = S_3(\boldsymbol{k} - \boldsymbol{k}');$$

$g_0$ = reell, $\lambda$ = eine komplexe Zahl mit $|\lambda| = 1$, $f(\omega)$ = der Abschneidefaktor,

$$\omega = \sqrt{\boldsymbol{k}^2 + \mu^2}, \quad m_N = 0 \qquad \text{(wie bei Heisenberg).}$$

$$|a\rangle \equiv a^*|0\rangle, \quad |b\rangle \equiv b^*|0\rangle$$

stellen die „nackten" $V$-Teilchen mit der komplexen nackten Masse $m_0$ dar. Dieses Modell läßt sich wohl im Sektor $V, N + \theta$ explizit auflösen, und die Parameter lassen sich so wählen, daß durch die Wechselwirkung keine neuen gebundenen Zustände auftreten.

Man kann auch die Matrix $U(T, -T)$ wohl explizit in diesem Sektor auffinden und die Anwendbarkeit Ihres Ausschlußprinzips bei $T \to \infty$ in diesem exakten Beispiel ohne Störungstheorie $1 \ldots l \ldots n$ (und so mit der aus der stationären Rechnung erhaltenen $S$-Matrix vergleichen). Das hat, nehme ich an, Froissart bis jetzt schon zu Ende geführt.

Im Zusammenhang mit dem Ausdruck (1) scheint es mir wesentlich zu sein, daß $H$ invariant gegenüber der Zeitumkehr ist. $H$ ist nämlich so gewählt worden, daß

$$KHK = H \tag{2}$$

erfüllt ist, wobei $K$ ein anti(pseudo) unitärer Operator ist, definiert durch

$$K^2 = 1,\ KiK = -i,\ KaK = b,\ KbK = a,\ KNK = N,\ Kc_kK = c_k.$$

Denn (2) garantiert, daß aus

$$H|\lambda\rangle = \lambda|\lambda\rangle$$

$$HK|\lambda\rangle = \lambda^* K|\lambda\rangle$$

folgt. Gegenbeispiel:

$$H = \lambda|a\rangle\langle b| + \lambda^*|b\rangle\langle a| + c|a\rangle\langle a|,$$

wo

$$\langle a|a\rangle = \langle b|b\rangle = 0, \quad a|b\rangle = 1,$$

$\lambda$ komplex und $c$ reell ist, ist nicht diagonalisierbar (obwohl pseudohermitesch!);

$$H|a\rangle = \lambda|a\rangle, \text{ aber } H|b\rangle = \lambda^*|b\rangle + c|a\rangle.$$

Das sind „komplexe Dipolgeister“, die wir nicht wollen.

2. Ein relativistisches Modell:

$$L = -\frac{1}{2}\{\partial_\mu A\partial^\mu A + \mu^2 A^2 + \partial_\mu A^*\partial^\mu A^* + \mu^{*2}A^{*2}\} - \{\partial_\mu c^*\partial^\mu c + m^2 c^* c\} + L_1.$$

Das Feld $A, A^*$ stellt komplexe Geister dar mit der komplexen Masse $\mu$, $c$ physikalische Teilchen mit reeller Masse $m$. Hier garantiere ich wieder die Invarianz $KP_\mu K = P_\mu$ des Gesamtviererimpulses, wenn ich die Wechselwirkung $L_1$ etwa so wähle:

$$L_1 = \phi(x)j(x) \text{ mit } \phi(x) = \lambda A(x) + \lambda^* A^*(x), \quad j(x) = gc^*(x)c(x),$$

wo $K$ hier durch

$$KA(x)K = A^*(-x), \quad KC(x)K = C(-x), \quad K^2 = 1, \quad KiK = -i$$

definiert ist. In diesem Falle ist mein Programm zunächst bescheidener: *angenommen*, daß die Wechselwirkung keine gebundenen Zustände bewirkt, soll man versuchen, ausgehend aus der *stationären* Rechnung, zunächst einen störungstheoretischen Ausdruck für die physikalische $S$-Matrix zu gewinnen. Meine Vermutung ist, daß

$$S = \sum_{n=0}^{\infty} \int T(j(x_1)\dots j(x_n))\langle 0|\tilde{T}(\phi(x_1)\dots\phi(x_n))|0\rangle dx_1\dots dx_n \tag{3}$$

unitär ist im Unterraum $H_I$ des $c$-Teilchens (nach Abzug der Massen- und Ladungsrenormierung), wobei der Vakuumerwartungswert des $\tilde{T}$-Produktes nach den Wickschen Regeln zu berechnen ist, aber unter der Annahme, daß

$$\langle 0|\tilde{T}(\phi(x)\phi(y))|0\rangle = -i\{\Delta_{\mp}(x-y)\lambda^2 + \Delta^*_{\mp}(x-y)\lambda^{*2}\}, \tag{4}$$

$$\Delta_{\mp}(r) = \frac{1}{2\pi^4}\int \frac{e^{ipx}}{p^2+\mu^2}d^4p$$

(bei der Integration über den reellen $p$-Raum kommen keine Pole im Nenner vor wegen der komplexen Masse, $\Delta_{\mp}(x)$ klingt wie $e^{-|\mathrm{Im}\,\mu\cdot t|}$ bei $t \to \pm\infty$ ab).

Natürlich weiß ich nicht, ob mein Ansatz überhaupt richtig ist – ich habe ihn aus einer ziemlich groben Behandlung der Störungsrechnung der stationären Zustände gewonnen. Außerdem mag es nicht so einfach sein, die Unitarität von (3) zu beweisen, auch wenn die Vermutung richtig sein sollte. Aber ich habe Vertrauen in Froissart – für solche Art Probleme ist er sehr geschickt. Ich bedauere sehr, daß ich im Moment keine Zeit habe, diese Probleme selbst ernst anzupacken.

Ich danke Ihnen auch für die zwei Briefe von Källén, die ich mit Interesse gelesen habe. Aber bevor man die Frage der Kausalität ernst angreift, muß man, glaube ich, sich überzeugen, ob man überhaupt eine formale unitäre $S$-Matrix im Stile der Gleichung (3) im relativistischen Falle niederschreiben kann. Was mir sicher zu sein scheint, ist bis jetzt nur, daß sich wenigstens im Falle ohne Wechselwirkung die Geisterzustände immer in Paare gruppieren lassen: das folgt sofort aus der Existenz des antiunitären Operators $K$.

Mit herzlichen Grüßen Ihr ergebener Vladimir Glaser

P. S. Beiliegend sende ich Ihnen mit Dank die zwei Briefe von Källén zurück.

[1] Dieses Schreiben ist nicht erhalten.
[2] Vgl. hierzu den Kommentar zum Brief [3043].

## [3036] Pauli an Jensen

Zürich, 16. Juli 1958

Lieber Herr Jensen!

Haben Sie herzlichen Dank für die Vermittlung und für Ihren Brief.[1] Das Arrangement ist ausgezeichnet, und ich habe auch gleich an Trendelenburg geschrieben (Kopie liegt bei).* So hoffe ich auf schöne Tage in Hamburg.

Nun noch zur Physik: leider bin ich in Genf nicht mehr dazu gekommen, mich mit Ihnen über die Pion-Wechselwirkungs-Renormalisations-Philosophie zu unterhalten.[2] Es scheint mir, sie *ist* ein solches Ungetüm wie dieses Wort.

Wo ist denn überhaupt eine klare Definition der „nackten“ Kopplungskonstanten? Außerhalb der Quantenelektrodynamik turnt oben „Renormierung“ in

den Wolken herum. Ich habe noch mit Yang und Lee gesprochen, die auch völlig skeptisch waren. Was meinen Sie?

Nochmals herzlichen Dank und viele Grüße Ihr W. Pauli

[1] Vgl. den Brief [3032].

* Es ist dabei zu beachten, daß ich freundliche Worte über die Medaille bereits früher an Trendelenburg geschrieben habe.

[2] Siehe hierzu auch Paulis Briefe [3057 und 3061] an Symanzik und an Fierz.

## [3037] Pauli an Trendelenburg

[Zürich], 16. Juli 1958
[Maschinenschriftliche Durchschrift]

Sehr geehrter Herr Trendelenburg!

Die Beantwortung Ihres Briefes vom 9. Juni[1] habe ich bis jetzt verschoben, um die Frage von Ort und Zeit der Überreichung der Planck Medaille mit einigen deutschen Physikern an der Genfer Konferenz besprechen zu können.

Einerseits wollte ich nicht gerne noch einmal absagen, andererseits kollidiert der 3. Oktober[2] mit anderen Verpflichtungen von mir in Zürich und in Skandinavien.

Nun höre ich von Herrn Jensen, daß mein Wunsch, die Medaille möge mir in einem kleineren Kreise im November in Hamburg verliehen werden, auf keine besonderen Schwierigkeiten stößt. Ich bitte Sie also, bei der Tagung in Essen mitzuteilen, daß ich leider verhindert bin, dorthin zu kommen, daß ich aber bald darauf Gelegenheit haben werde, nach Deutschland zu kommen und die Medaille in Empfang zu nehmen.

Ein Vortrag von mir in Hamburg war schon lange vorgesehen, und ich werde mich darüber mit den Herren Lehmann und Heckmann in Verbindung setzen. Eine Kopie dieses Briefes sende ich auch an Dr. Spengler sowie an Jensen.

Mit den besten Grüßen

Ihr sehr ergebener [W. Pauli]

[1] Vgl. den Brief [3010].

[2] Am 3. Oktober tagte der Physikertag in Essen, bei dem man Pauli die Medaille überreichen wollte (vgl. den Brief [3032]).

## [3038] Corson an Pauli

Newark, 17. Juli 1958[1]
[Maschinenschriftliche Durchschrift]

Dear Professor Pauli!

On several earlier occasions we corresponded about the possibility of my visiting your Institute for a while but, though you indicated your willingness, I did not then succeed in obtaining suitable circumstances or support for the trip.

Now, and with Professor Heisenberg's invitation to visit his Institute after they relocate in Munich, it appears virtually certain that I shall be able to come to Europe – as of sometime next Spring.

I have, of course, the requisite letter from Professor Heisenberg, which is required by the Foundations supporting my proposed trip and plans for study of ‚non-linear field theories and infinite-product Hilbert spaces, etc.'. May I, therefore, again confirm that my proposed visit, also to the E.T.H., is still agreeable to you?[2]

With kind regards, and thanks,

Sincerely yours, Edward M. Corson

P. S. I should like to mention, en passant, that I recently heard from my old friend Professor Born that he and other colleagues have proposed my name for Fellowship in the Royal Societies of London and Edinburgh; it is, of course, intrinsically very pleasant but, more pragmatically, virtually assures the possibility of obtaining research sponsorship – which is what really matters.

P. P. S. Perhaps the real state of things is known to the ‚inner circle' in America but, to most – myself included – it is entirely unclear as to your present view on non-linear field theory of matter of Heisenberg's type, and there have been all sorts of rumors and hints (even in public press), not all, unfortunately, in particularly good taste. I find this approach (the theory) conceptually very attractive, and wonder that anyone really knows enough, rigorously speaking, to dismiss it ‚out of hand'; but, then, I am no expert and ‚only ponder'. May I ask your opinion, or is there a paper to refer to?

[1] In einem Brief an Heisenberg vom 18. Februar 1957 erwähnte Born anläßlich einer Kritik an Edward Corsons Buch [1953] über die Tensoren in der relativistischen Quantentheorie: „Corson war ein Jahr bei mir in Edinburgh. Er ist ein guter Mathematiker, aber für meinen Geschmack zu formalistisch (außerdem ist er persönlich ziemlich verrückt)."

[2] Siehe hierzu Paulis Antwortschreiben [3042].

## [3039] Paul an Pauli

Bonn, 18. Juli 1958[1]
[Maschinenschriftliche Durchschrift]

Sehr verehrter, lieber Herr Pauli!

Ihr Schreiben vom 11. Juli 1958[2] hat mich sehr überrascht und erfreut. Ein Angebot auf eine Züricher Professur kann man nicht von vornherein ausschlagen.

Wie Sie vielleicht wissen, habe ich vor kurzem offiziell die Nachfolge von Gerlach in München abgelehnt, da die dortigen Institutsverhältnisse nicht sehr erfreulich sind. Andererseits bemühen sich die Münchener, mich zu einem späteren Zeitpunkt zu bekommen. Ob ich Zürich, im Falle meiner Berufung, meiner jetzigen Stellung oder München den Vorzug geben würde, hängt natürlich sehr von den dortigen zukünftigen Verhältnissen ab; vom Institut, vom

Aufgabenbereich der Professur und den Plänen für die Besetzung der anderen Lehrstühle. Feste Bindungen bin ich für die Zukunft noch nicht eingegangen. Zum November 1958 werde ich erst einmal eine Gastprofessur bei CERN für 1 Jahr annehmen, um dort eine Studiengruppe für die Experimente an dem großen Synchrotron einzurichten.[3]

Mit besten Grüßen bin ich Ihr W. Paul

[1] Auch abgedruckt bei Enz, Glaus und Oberkofler [1997, S. 328].
[2] Vgl. den Brief [3034].
[3] Siehe hierzu auch Wolfgang Pauls Vortrag (1959) über die „Erzeugung von Elementarteilchen im Laboratorium" während der Versammlung der *Gesellschaft Deutscher Naturforscher* vom 30. September 1958 in Wiesbaden.

## [3040] Touschek an Pauli

Rom, 18. Juli 1958
[Maschinenschriftliche Durchschrift]

Lieber Herr Professor Pauli!

In der Anlage das schon fast traditionelle Hundstagsmanuskript. Ich leide eben sehr unter der Hitze.

Es handelt sich um ein Produkt der Vorbereitung meiner Varennavorlesung:[1] strictly not for publication. Ich muß warten, bis es kühler wird, um zu sehen, ob ich nicht irgendwo einen Faktor „2" vergessen habe.

Wenn's wahr ist, scheint es mir recht amüsant, da es doch zeigt, daß man die Physik nicht so ohne weiteres in wasserdichte Gebiete aufspalten kann. Plausible Werte für $x$, $y$ und $z$ bringen einen nur etwa halbwegs vom Punkt (1, 1) des Diagramms nach $S$. Dann freut es mich auch, daß es vorkommt, daß man zwei experimentelle Parameter nicht immer mit drei theoretischen erklären kann. Schließlich zeigt der Schwerpunkt des Diagramms gute Übereinstimmung mit den theoretischen Daten.

Wir wollen am 28ten nach Mailand und dann etwa am 31ten nach Varenna. Aus dem vorläufigen Programm scheint hervorzugehen, daß ich Sie dann vielleicht doch noch treffe.

Mein Mesonkurs wird eine ganz banale Geschichte: was die armen Studenten da alles lernen müssen, um die Mesonphysik doch nicht zu verstehen. Seit vierzehn Tagen plag' ich mich schon, um die Low-equation (Ableitung von der fixed source theory) in zwei Vorlesungen zu pressen.

Viele Grüße und auf Wiedersehn in Varenna Ihr B. Touschek

[1] Vgl. hierzu den Kommentar zum Brief [3043]. Pauli sollte während der vom 21. Juli bis 9. August tagenden *Scuola internazionale di fisica* in Varenna über Feldquantisierung vortragen, wie er in seinem Schreiben [2953] Touschek mitgeteilt hatte.

## [3041] Pauli an Pallmann

Zürich, 21. Juli 1958[1]

Sehr geehrter Herr Schulratspräsident!

Ich war gerade im Begriffe, Ihnen über das Resultat meines „Antippens“ bei Deutsch und bei Paul zu berichten,[2] als ich Ihr Schreiben vom 18. Juli[3] erhielt.

1. Herr Deutsch war eine Stunde lang persönlich bei mir (als er sich auf der Durchreise nach Belgrad befand). Er lehnte es jedoch *definitiv* ab, nach Zürich zu kommen, da er mit seiner Stellung am M.I.T. zufrieden sei. So scheidet er wohl aus, doch hatte ich mit ihm ein interessantes Gespräch über die ganze Berufungsfrage.

2. Von *Paul* lege ich ein Schreiben an mich bei,[4] das sehr positiv ist. Insbesondere ist es für uns günstig, daß er München zunächst abgelehnt hat, was ich nicht wußte. Ich glaube, daß er *sehr ernstlich* in Betracht zu ziehen ist, vielleicht an erster Stelle.

3. M. *Goldhaber*.[5] Dieser war bei unserer mündlichen Unterredung noch nicht genannt worden. Ich zweifle sehr, ob er kommen würde, da seine Stellung in Brookhaven für ihn sehr vorteilhaft ist.[6] Wenn Sie [es] aber [für] wünschenswert halten sollten, daß ich auch bei ihm „antippe“, könnte ich das gerne übernehmen. (Ich kenne seine Schweizer Adresse nicht, könnte aber versuchen, ihn über CERN zu erreichen.) Bitte lassen Sie mich das wissen.[7]

Über die Schweizer Kandidaten

1. *Frauenfelder*. Ich habe kürzlich mit Rossel gesprochen,[8] was er aber gegen Frauenfelder vorbrachte,[9] war mir gar nicht überzeugend. Es wäre wohl die Frage zu prüfen, wie Marmier sich zu einer Berufung Frauenfelders stellen würde, falls ihm (Marmier) ausdrücklich *Unabhängigkeit* seiner Stellung garantieren würde.

2. Im Falle Ihre Bedenken gegen Frauenfelder unüberwindlich sind, schiene mir eine Kombination Boehm–Steffen[10] wissenschaftlich interessanter als eine Kombination Boehm–E. Bleuler.

3. Ich würde auch Stähelin in Betracht ziehen, der jetzt an unserem Institut ist.[11]

In summa schiene mir *Paul* + *Boehm* eine recht gute Lösung, sogar unter sehr vielen Aspekten.

Ich bin noch bis 1. August in Zürich bzw. Zollikon und vormittags am besten in Zollikon telephonisch zu erreichen (249948).[12]

Mit vorzüglicher Hochachtung Ihr W. Pauli

[1] Auch abgedruckt bei Enz, Glaus und Oberkofler [1997, S. 328f.].
[2] Vgl. die Briefe [3033 und 3034].
[3] Dieses Schreiben liegt nicht vor.
[4] Vgl. den Brief [3039].
[5] Mit dem Experimentalphysiker Maurice Goldhaber (geb. 1911) vom *Brookhaven National Laboratory* hatte Pauli während seines Besuches dort Ende Mai gesprochen. Goldhaber hielt sich z. Z. in der Schweiz auf und wollte auch an der Veranstaltung in Varenna (vgl. den Brief [3047]) teilnehmen. – Vgl. auch die Grußadresse von Bertram Schwarzschild (2001) zu Goldhabers 90. Geburtstag.

[6] Insbesondere würde Goldhaber nicht kommen, wenn nicht auch seine Frau eine Professur in der Schweiz finden könnte.
[7] Vgl. den Brief [3047].
[8] Jean Rossel (geb. 1918) war Professor für Experimentalphysik an der Universität von Neuchâtel. Von Hans Staub war er auch als einer der möglichen Kandidaten für die Nachfolge von Scherrer vorgeschlagen worden (vgl. Enz, Glaus und Oberkofler [1997, S. 311]).
[9] Hans Frauenfelder war einer der u. a. von Pauli, Viktor Weisskopf, Isidor Rabi, Felix Bloch und Edwin McMillan zunächst empfohlenen Kandidaten für die geplanten neuen Physikprofessuren. Bei einem Gespräch des Schulratspräsidenten mit Res Jost vom 5. März hatte dieser jedoch darauf hingewiesen, daß alle Schweizer Physiker „Angst vor Frauenfelder" hätten. Grund für diese „Verängstigung" war wohl das „ziemlich hohe Wellen" werfende *Exposé* über die Lage der „Physik in der Schweiz", das Frauenfelder zusammen mit Peter Stähelin im vorangehenden Jahr verfaßt hatte (vgl. Enz, Glaus und Oberkofler [1997, S. 281f. und 302ff.]).
[10] Der damals am *Caltech* in Pasadena wirkende Experimentalphysiker Felix Boehm (geb. 1924), der sich in den letzten Jahren besonders mit der Untersuchung des $\beta$-Zerfalls befaßt hatte, war im Juli als Gastprofessor nach Heidelberg gekommen. Pauli hatte sich u. a. für seine Berufung eingesetzt. – Rolf M. Steffen (geb. 1922) aus Purdue in Lafayette, Indiana hatte 1949 bei Scherrer mit einer kernphysikalischen Untersuchung der inneren Konversion beim K-Einfang promoviert.
[11] Der schweizer Kernphysiker Peter Stähelin (geb. 1924), der mit Frauenfelder an der *University of Illinois* in Urbana zusammenarbeitete und später zum Ordinarius an der Universität Hamburg ernannt wurde, hatte mit diesem das schon erwähnte *Exposé* über die Rückständigkeit der „Physik in der Schweiz" verfaßt, das mit zu einer Neuordnung der Institute beitrug (vgl. den Kommentar zum Brief [2972]).
[12] Pauli beabsichtigte, an diesem Tage nach Varenna zu fahren (siehe den Kommentar zum Brief [3043]).

## [3042] Pauli an Corson

[Zürich], 22. Juli 1958
[Maschinenschriftliche Durchschrift]

Dear Dr. Corson!

I confirm herewith that your visit to the E.T.H. will be agreeable any time during our next spring term, which lasts from end of April till middle of July 1959.[1]

Regarding the problems of elementary particles I refer to the Proceedings of the „Rochester" Conference, held in Geneva 3 weeks ago, which I hope will be available in the near future.[2]

Sincerely yours, [W. Pauli]

[1] Vgl. den Brief [3038].
[2] Vgl. die Proceedings der *CERN Konferenz 1958*.

### *Die Varenna-Tagung, 21. Juli – 9. August 1958*

Vom 21. Juli bis zum 9. August 1958 wurden in Varenna in der *Villa Monastero* am Comer See von der *Scuola Internazionale di Fisica* der *Società Italiana di Fisica* Sommerkurse und Seminare über mathematische Probleme

der Qantentheorie der Teilchen und Felder abgehalten, an denen sich auch Pauli und Heisenberg beteiligten (vgl. das Einladungsschreiben [2827]).[1] Heisenberg beschrieb diese letzte Begegnung mit Pauli am Comer See nochmals in *Der Teil und das Ganze*:[2]

Dort werden in einer Villa, von deren in Terrassen aufsteigendem Garten aus man große Teile des mittleren Sees überschauen kann, regelmäßig Sommerschulen abgehalten, und da der Gegenstand diesmal die Physik der Elementarteilchen betraf, gehörten Wolfgang und ich zu den geladenen Gästen. Wolfgang war mir gegenüber nun wieder freundlich, fast wie früher. Aber er war irgendwie ein anderer Mensch geworden.[3] Wir gingen oft lange an dem rosenumrankten Steingeländer auf und ab, das den Park vom See trennt, oder wir saßen auf einer Bank zwischen den Blumen und schauten über die blaue Wasserfläche auf der Kammlinie der gegenüberliegenden Berge. Wolfgang fing noch einmal an, über unsere gemeinsamen Hoffnungen zu sprechen.[4]

Weitere Kurse wurden u. a. von L. Gårding, F. Dyson, G. Racah, A. S. Wightman, L. Michel, G. Källén, R. Haag, H. Lehmann und E. R. Caianiello angeboten. Eine Aufnahme der Teilnehmer wurde im Supplemento al Volume **XIV**, Serie X der Zeitschrift *Il Nuovo Cimento* veröffentlicht.

Pauli leitete zusammen mit B. Touschek ein Seminar, dem die von Gürsey am 7. Juli eingereichte Untersuchung über „Group structure of elementary particles" zugrunde gelegt wurde.[5] Von Paulis und Touscheks Beiträgen zu diesem Seminar ist ein Manuskript erhalten, das wir im folgenden wiedergegeben haben.[6]

Seinem Assistenten Enz schrieb Pauli [3050], der anschließend an der italienischen Riviera Ferien machte: „In Varenna war es lustig, aber wissenschaftlich unbefriedigend." Und in seinem letzten Brief [3125], den er am 5. Dezember im Institut noch kurz vor seinem Zusammenbruch an Wu richtete, grenzte er sich nochmals von Heisenberg ab:

To Heisenberg: the statement that I have changed my mind on his „theory" since the CERN conference, seems to be on his record now. Wishful thinking is always with Heisenberg. In reality we discussed in the Italian summer school in Varenna the two possibilities a) Heisenberg's theory has mathematical contradictions, b) Heisenberg's theory, due to a lack of reliable mathematical methods is an entirely empty scheme, and – speaking exactly – *does not exist at all*. (The latter point of view was due to Symanzik.) A possible transition (change) from a) to b) would certainly not be in Heisenberg's favour!

W. Pauli – B. Touschek[7]

Group Structure of Elementary Particles

Varenna 1958[8]

(Pauli)

The fields of all the particles are to be constructed from the minimum number of fields. We want the answers to the questions: how do spin and iso-spin interplay, and is it reasonable to extrapolate iso-spin to the leptons? Is it possible that the electrons mass is purely electro-magnetic, with no contribution from

other interactions? If this is the case, $\gamma_5$ invariance would mean that the electromagnetic mass is also zero; this raises doubts as to the possibility of this.

*Scheme A.* The basic fields are 3 four-component spinors, two leptons and one baryon. This can account for the continuous group, but fails to incorporate C and P, (which are discontinuous groups) for strong interactions.

*Schemes B & C* have 4 four-component spinors, but these give too many particles.

*Scheme D.* Mixed model.

| | |
|---|---|
| $\lambda$ | 2-component (iso-singlet) spinor |
| $\Lambda$ | four-component (iso-singlet) spinor |
| $k_1 k_2$ | isodoublet scalar meson. |

The elementary particles are compound states of these fields. Perhaps this scheme is less convincing, as it does not relate invariance under isotopic rotations to the invariance of the fields, and because the connection with my transformations for Dirac-fields with zero mass is here lost.

This treatment is group-theoretical and says nothing about the interactions.

*Scheme A.*

Let

$$L = \frac{1}{2}(1 + \gamma_5), \quad R = \frac{1}{2}(1 - \gamma_5);$$

and let $\varepsilon$, $V$ be lepton fields, $\Lambda$ = baryon field.

Introduce the $2 \times 2$ matrices $F$ & $G$

$$F = (V_L, \varepsilon_L), \quad G = (-i\sigma_2 \varepsilon_R^*, i\sigma_2 V_R^*)$$

and the notation

$$\bar{F} = \sigma_2 F \sigma_2.$$

Form now the Lorentz invariant matrix $\theta = \bar{F}G$.

Two Lorentzinvariant rotation groups may now be defined

$$F \to FR, \quad G \to G \qquad \text{I}$$

$$F \to F, \quad G \to GQ \qquad \text{II}$$

where $R$ and $Q$ are unimodular and unitary:

$$R = e^{i\boldsymbol{\sigma}\cdot\boldsymbol{t}}, \quad Q = e^{i\boldsymbol{\sigma}\cdot\boldsymbol{u}}.$$

However, Gürsey does not show that this exhausts the possibilities. Combining the two 3-dimensional rotations gives a 4-dimensional rotation

$$\theta \to \bar{R}\theta Q, \quad \bar{\theta} \to \bar{Q}\bar{\theta}R, \quad \theta^+ \to Q\theta^+ R,$$

and $\mathrm{Tr}(\theta\bar{\theta})$ is invariant.

The elements of $\theta$ represent four spin-zero boson fields

$$\theta^0 = \varepsilon_R^+ \varepsilon_L, \quad \theta^+ = \varepsilon_R^+ \nu_L, \quad \theta = \begin{pmatrix} \theta^0 & -\theta^- \\ -\theta^+ & \bar{\theta}^0 \end{pmatrix},$$

$$\theta^- = \nu_R^+ \varepsilon_L, \quad \theta^0 = \nu_R^+ \nu_L, \quad \bar{\theta} = \begin{pmatrix} \bar{\theta}^0 & -\theta^- \\ -\theta^+ & \theta^0 \end{pmatrix}.$$

One can identify I with the iso-spin group, and $\theta^+$, $\theta^0$ behave as isospinor bosons. Gürsey liked II also, as it agrees with the 4-dimensional idea of Gell-Mann and Schwinger.

*Iso-vector Boson*

This is constructed out of the matrix $\theta$

$$\mathbf{\Phi} \cdot \boldsymbol{\sigma} = \frac{1}{2}(\theta\theta^\dagger - \bar{\theta}^\dagger\bar{\theta}) = \theta\theta^\dagger - \frac{1}{2}\mathrm{Tr}\,\theta\theta^\dagger$$

iso-scalar boson and baryons:

$$\Phi^0 = \frac{1}{2}\mathrm{Tr}(\theta\theta^\dagger)$$

is an isoscalar boson. Baryons are obtained by combining $\theta$ with $\Lambda$. The baryon gauge is given by $\Lambda \to e^{ib}\Lambda$

*Parity*

$$P_1: \quad \varepsilon_L \to \varepsilon_R, \quad \nu_L \to \nu_R \qquad \text{for the leptons}$$

$$P_b: \quad \Lambda_L \to \Lambda_R. \qquad \text{for the baryons}$$

Under $P_1$, $\theta$ transforms as

$$P_1\theta = -\theta^\dagger$$

so that the roles played by transformations I and II are interchanged under $P_1$. The groups I and II do not commute separately under parity, only the group with $R = Q$ does.

*Lack of Parity Conservation in Strong Interactions*

The fields $\theta$ are not parity eigen-states.

$$\theta^0 \to (\theta^0)^*; \quad \theta^+ \to -(\theta^-)^*; \quad \theta^- \to -(\theta^+)^*; \quad \bar{\theta}^0 \to -(\bar{\theta}^0)^*.$$

Constructing the $\mathbf{\Phi}$ we see that its components are not eigen-states of parity; we can find eigen-states of parity which do not form an iso-vector. This is the main result, due to the fact that the only rotation groups available (I and II) that can serve as the iso-group and hypercharge group, do not commute with parity. CP is good however.

*The Alternative Scheme A′* where the Majorana condition is imposed on $\nu$, but not $\varepsilon$, has the same difficulty. The leptons work easily; but the scheme

appears arbitrary. The paper will repay investigation as to the completeness of the solutions found. Of special interest is the question: do other rotation groups also exist?

*A Generalization of the Pauli Group*

(Touschek)[9]

I want to discuss the symmetry properties of an assembly of $n$ Majorana fields $\mu_i(x)$ $(i = 1, \ldots, n)$. In the first part of the discussion I shall only consider the continuous symmetry groups which one can have for such an assembly; in the second part I would like to add some comments on Gürsey's work reported by Pauli.

The Majorana fields are defined by *

$$\mu_i^\dagger(x) = \mu_i(x) \tag{1}$$

where the $^\dagger$ indicates Hermitian conjugation and I shall consider a $q$-number theory in which the commutation relations are

$$\{\mu_i(x), \mu_k(x')\} = \frac{1}{2}\delta_{ik}\delta(x - x'). \tag{2}$$

The symmetry group to be discussed is defined by the following requirements:

(I) It commutes with the proper Lorentz group

(II) It does not involve the coordinates

(III) It is canonical, i. e. it leaves (2) invariant. The most general group which satisfies this requirement is

$$\mu' = e^{A+iS\gamma_5}\mu. \tag{3}$$

The indices $i, k$ have been suppressed. $A$ is a real antisymmetric $n \times n$ matrix, and $S$ is a symmetrical $n \times n$ matrix. The requirement (I) has as a consequence that of all the Dirac $\gamma$-matrices only I and $\gamma_5$ occur, (II) is obviously satisfied and (III) is responsible for the fact that $A$ must be antisymmetric and $S$ symmetric. It follows immediately from (3) that the group has $n^2$ parameters.

For $n = 1$ it reduces to the lepton gauge:

$$\mu' = e^{i\gamma_5 S}\mu \tag{4}$$

in which $S$ is a real number.

For $n = 2$ it is the Pauli group for a 4-component spinor. For if $\rho_1\rho_2\rho_3$ are 3 Pauli matrices we have:

$$A = i\rho_2\beta, \quad S = \delta I + \alpha\rho_1 + \gamma\rho_3. \tag{5}$$

The formal identity with the Pauli group is immediately seen if we put

$$\psi = \mu_1 - i\mu_2, \quad \psi^\dagger = \mu_1 + i\mu_2. \tag{6}$$

Then we have

$$\rho_1\psi = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}\begin{pmatrix} \mu_1 \\ \mu_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \mu_2 \\ \mu_1 \end{pmatrix} = \mu_2 - i\mu_1 = -i\psi^\dagger$$

and similarly

$$\rho_2\psi = \psi, \quad \rho_3\psi = \psi^\dagger.$$

Expressed in terms of 4-component spinors the group is then defined by

$$\psi' = e^{i\delta\gamma_5} \cdot e^{i\beta}(a\psi + b\gamma_5\psi^\dagger) \tag{7}$$

where

$$a = \cos\alpha\cos\gamma - i\sin\alpha\sin\gamma$$

and

$$b = \sin\alpha\cos\gamma + i\cos\alpha\sin\gamma \qquad \text{with obviously } a^2 + b^2 = 1$$

and this is exactly the Pauli-group.

In the case $n = 4$ (which corresponds to the case of neutrons and protons, or also to the set of lepton spinors introduced in Gürsey's $A$-scheme) we have a group of 16 parameters and it is not likely to find a correspondingly high symmetry in nature.

This suggests that one should study subgroups of (3) defined by suitable supplementary conditions. I shall here consider the subgroup which satisfies postulates (I), (II), (III) and in addition allows the definition of a mass operator.

I shall assume that the masses are equal. The subgroup then consists of all the members of (3) which leave

$$M = \mu\gamma_4 X\mu \tag{8}$$

invariant. The equality of masses then has a consequence that $X^2 = 1$ (i.e. that $X$ has only eigenvalues $\pm 1$). If $M \neq 0$ it follows from the commutation relations (2) that

$$X^T = X \tag{9}$$

i. e. that $X$ is a symmetrical matrix. For $M$ to be Hermitian it must also be real. It is now immediately seen that (8) imposes the condition

$$[A, X] = 0, \quad \{S, X\} = 0. \tag{9}^*$$

It there follows that for $n = 1$ the group is empty. For $n = 2$ $X$ can be chosen to be 1, or $\rho_1$ or $\rho_3$. If $X = 1$ we remain with the gauge transformation $\psi' = e^{i\beta}\psi$, for $X = \rho_1$, $S = \rho_3$ we remain with $\psi' = \psi\cos\gamma + i\gamma_5\sin\gamma\psi^\dagger$ with the single parameter $\gamma$ and for $X = \rho_3$ we have $S = \rho_1$, which also leaves us with one paramter $\alpha$.

The case $n = 4$ deserves special attention for 2 reasons: it corresponds to the neutron proton situation and it is the case which in Gürsey's discussion leads to the parity difficulty which has been explained in the previous talk.

In this case as in the case $n = 2$ we dispose of an algebra which allows us to give an explicit representation of the matrices $A$ and $S$. Set $I, \Gamma_1, \ldots \Gamma_1\Gamma_2\Gamma_3\Gamma_4 = \Gamma_5$ be 16 Dirac matrices (Majorana gauge for simplicity). Then $A$ must be a superposition with real coefficients of the 6 matrices

$$i\Gamma_4, \quad \Gamma_1\Gamma_2, \quad \Gamma_2\Gamma_3, \quad \Gamma_3\Gamma_1, \quad \Gamma_4\Gamma_5, \quad i\Gamma_5$$

and $S$ a sum of the 10 matrices

$$I,\ \Gamma_1,\ \Gamma_2,\ \Gamma_3,\ \mathrm{i}\Gamma_1\Gamma_4,\ \mathrm{i}\Gamma_3\Gamma_4,\ \mathrm{i}\Gamma_2\Gamma_4;\ \mathrm{i}\Gamma_1\Gamma_5,\ \mathrm{i}\Gamma_2\Gamma_5,\ \mathrm{i}\Gamma_3\Gamma_5.$$

The operator $X$ must belong to the same set as $S$.

Let me first consider the case $X = I$. We then have $S = 0$ and $A$ arbitrary. The group has 6 parameters and is isomorphic to the rotation group in 4-dimensions, which can be represented as the product of 2 commuting unitary groups, the generators of which are

$$\Gamma_4, \quad \Gamma_5, \quad -i\Gamma_4\Gamma_5$$

for the one and

$$-i\Gamma_2\Gamma_3, \quad -i\Gamma_3\Gamma_1, \quad -i\Gamma_1\Gamma_2$$

for the other. To make the argument more explicit and put ourselves into a position to give a physical interpretation for the case of, say, a neutron-proton system, we can use open products of two Pauli matrices $\rho$ and $\tau$ to define $A$. The most general form of $A$ is then

$$A = A_1 + A_2 \tag{10}$$

with

$$\begin{aligned} A_1 &= i(\alpha\tau_1\rho_2 + \beta\tau_2 I + \gamma\tau_3\rho_2) \\ A_2 &= i(\alpha'\tau_2\rho_1 + \beta'\rho_2 + \gamma'\tau_2\rho_3). \end{aligned} \tag{11}$$

If we interpret the $\rho$'s as the matrices with the properties $\rho_1\Psi = -i\Psi^\dagger$, $\rho_2\Psi = \Psi$ and $\rho_3\Psi = \Psi^\dagger$ (applied to an 8 component spinor) we may write

$$e^{A_1}\Psi = e^{i(\alpha\tau_1+\beta\tau_2+\gamma\tau_3)}\Psi \tag{12}$$

and the group $A_1$ can be interpreted as the isotopic spin group. The other group $A_2$ then has the following significance. Consider infinitesimal transformations, then

$$\delta\Psi = i\tau_2(-i\alpha' + \gamma')\Psi^\dagger + i\beta'\Psi. \tag{13}$$

The $\beta'$ component is a gauge transformation under which neutrons and protons transform in the same way. The group $A_2$ bears the same relation to baryon conservation which $A_1$ bears to charge conservation.

We now show that this group does not allow the construction of isovectors which are invariant under the proper Lorentz group. For let

$$V_\alpha = \psi^\dagger\tau_\alpha\gamma\psi \tag{14}$$

where $\gamma$ is a combination of $\gamma_4$ and $\gamma_4\gamma_5$, be an isovector. Under (13) this goes into

$$V'_\alpha = V_\alpha + (-i\alpha' + \gamma')\psi^\dagger\tau_\alpha\tau_2\psi^\dagger + \text{hermitian conjugate};$$

if we require $V'_\alpha = V_\alpha$ we must have $(\tau_\alpha \tau_2 \gamma)^T = (\tau_\alpha \tau_2 \gamma)$. But since $(\tau_\alpha \tau_2)^T = \tau_\alpha \tau_2$ it follows that $\gamma^T = \gamma$ but this is only true for vectors ($\gamma = \gamma_4 \gamma_\nu$) or tensors ($\gamma = \gamma_4[\gamma_\mu \gamma_\nu]$) in ordinary 4-space.

As long as the condition $X^2 = 1$ is satisfied all the conclusions derived for $X = I$ hold for arbitrary $X$. This has been pointed out by *J. S. Bell*[10] whose argument I follow.

We first observe that the transformation

$$\mu' = R\mu = \frac{1}{2}((1+x) + i\gamma_5(1-x))\mu \tag{15}$$

is a canonical transformation {though not necessarily belonging to the group (3), which does not contain reflections}. $R$ satisfies $R^\dagger R = I$. It is now obvious that

$$\mu \gamma_4 X \mu = \mu' \gamma_4 \mu' i \tag{16}$$

it follows that if under the group $e^A \mu'$ transforms into $e^A \mu'$, $\mu$ must transform into $R^+ e^A R \mu$. We therefore have a one to one correspondence between the „mass conserving" groups belonging to two arbitrary mass operators $X_1$ and $X_2$ provided that $X_1^2 = X_2^2 = 1$.

This is of course in complete agreement with Gürsey's result, which appears as a special case of the theorem:

In a theory with two basic 4-spinors which admits the function of scalar isoscalars it is impossible to form an isovector which transforms as a scalar under the proper Lorentz group.

[1] Heisenberg war bereits am 13. Januar und am 3. Februar 1958 von dem Genueser Physiker A. Borsellino zur Teilnahme eingeladen worden. In seinem Antwortschreiben erklärte er: „Pauli has already told me that he will take part in Varenna, and since we are working together now on a new form of quantum field theory I will be glad to come to Varenna too and to give a few lectures or seminars together with Pauli. I will probably not be able to come to Varenna for the whole period of the three weeks since I intend to have vacation with my family in this period, but I will try to come for one week." Am 9. Mai teilte Heisenberg mit, daß er in der Woche vom 3.–9. August kommen wolle. Für seine vier *lectures* bot er folgende Themen an: „1. Lee-model and indefinite metric in Hilbert space; 2. The Tamm-Dancoff method in quantum mechanics and field theory; 3. und 4. Spinor model for the theory of elementary particles."

[2] Heisenberg [1969, S. 319].

[3] Über sein Älterwerden und die damit einhergehenden Anpassungsschwierigkeiten, „sowohl mit Menschen als auch mit der Physik," hatte Pauli bereits in einem Brief [2992] von 13. Mai an Markus Fierz geklagt.

[4] In einem Brief vom 6. Oktober 1958 an Zimmermann schrieb Heisenberg: „Inzwischen habe ich mit Pauli, Gårding und Lehmann in Varenna wieder ausführlich über Feldtheorie und indefinite Metrik diskutiert."

[5] Vgl. hierzu den Brief [2953] an Touschek. Paulis Kursvorlesungen über „Continous groups, Invariants, Commutators und Representations (6 Stunden); Relation between spin and statistics (2 Stunden)" sollten – laut Programm – am 21., 22. und 23. Juli von 10.30–12.00, am 25. Juli von 17.00–18.30, am 7. August von 11.00–12.00 und am 8. August von 8.30–9.30 stattfinden. Doch aus Paulis Briefen [3041 und 3045] an Pallmann und an Weigle geht hervor, daß er erst am 1. August nach Italien abreiste.

[6] Ein postumer Abdruck dieser eigentlich nicht zur Veröffentlichung bestimmten Aufzeichnungen erfolgte auch in der italienischen Zeitschrift *Il Nuovo Cimento* **14**, 205–211 (1959).

[7] Vgl. auch Pauli und Touschek (1959).
[8] Manuskript aus dem *Pauli-Nachlaß* nach einem von Pauli und Touschek in Varenna veranstalteten Seminar.
[9] Vgl. hierzu den Hinweis auf diese Vorlesung in Touscheks Brief [3040].
* I use Majorana's $\gamma$-gauge defined by $\gamma_\nu^+ = \gamma_\nu$; $\gamma_i^* = \gamma_i$ for $(i = 1, 2, 3)$, $\gamma_4^* = -\gamma_4$.
[10] Vgl. Bell (1957a).

## [3043] Trendelenburg an Pauli

Erlangen, 22. Juli 1958
[Maschinenschriftliche Durchschrift]

Sehr geehrter Herr Pauli!

Darf ich Ihnen im Anschluß an unser heutiges Telefongespräch[1] nochmals zum Ausdruck bringen, wie sehr es der Verband Deutscher Physikalischer Gesellschaften bedauern würde, wenn es Ihnen nicht möglich wäre, nach Essen zu kommen, und nochmals die Bitte aussprechen, doch – wenn möglich – die Planck-Medaille bei der Herbsttagung unseres Verbandes Anfang Oktober in Essen in Empfang zu nehmen.[2] In dieser Hoffnung möchte ich auch die Ankündigung der Übergabe der Planck-Medaille an Sie noch nicht aus dem Tagungsprogramm streichen. Falls es Ihnen entgegen unserer Hoffnung doch nicht möglich sein sollte, nach Essen zu kommen, so wäre ich Ihnen dankbar, wenn Sie mich dies kurz vor der Tagung noch wissen ließen.

Mit den besten Grüßen
Ihr sehr ergebener F. Trendelenburg

[1] Vgl. hierzu auch Paulis Schreiben [3037] an Trendelenburg vom 16. Juli.
[2] Mit Trendelenburg war (wie aus dem Brief [30132] von Jensen hervorgeht) vereinbart worden, daß Pauli aus diplomatischen Gründen erst kurz vor Beginn der für den 3. Oktober angesetzten Physikertagung in Essen mitteilen sollte, daß er an einem Kommen verhindert sei. Das entsprechende Schreiben [3058] von Pauli wurde am 19. September verfaßt.

## [3044] Giordani an Pauli[1]

Rom, 25. Juli 1958
[Maschinenschrift]

Illustre Collega!

Sono lieto di comunicarle che l'Accademia Nazionale dei Lincei, nelle elezioni ordinarie di nuovi Soci svoltesi nel corrente anno, ha nominato la S. V. IIIma Socio Straniero della Classe di Scienze Fisiche, Matematiche e Naturali (Categoria III – Fisica, Chimica e Applicazioni).

Nel parteciparle la notizia dell'avvenuta nomina, Le rivolgo il saluto dell'Accademia, il cui prestigio verrà senza dubbio accresciuto dalla Sua preziosa collaborazione.

Le nomine dei nuovi Soci Stranieri seranno comunicate al Ministero della Pubblica Istruzione, al quale spetterà promuovere i provedimenti necessari per il Decreto di approvazione da parte del Presidente della Repubblica.

Le sarò grato se Ella vorrà comunicare alla Cancelleria dell'Accademia l'indirizzo al quale desidera Le siano inviate comunicazioni e pubblicazioni.

Voglia accogliere l'espressione della mia più viva cordialità.

Prof. Francesco Giordani

[1] Francesco Giordani war der Präsident der *Accademia Nazionale dei Lincei*. Pauli hatte sich vor zwei Jahren bei dem Präsidenten der italienischen Physikalischen Gesellschaft Giovanni Polvani nach Keplers Mitgliedschaft bei dieser Akademie erkundigt (vgl. Band **IV**/3, S. 675 und 685). Siehe hierzu auch die Briefe [3046 und 3112].

## [3045] Pauli an Weigle

Zürich, 31. Juli 1958

Dear Weigle!

Time passes quickly, tomorrow we go to Italy (for the whole of August)[1] and obviously you did not come to Zürich. (I had talked with Franca about the possibility of your visit.) So, please, take my heartiest thanks again for your permanent hospitality.

I have the feeling, that some sedimentary substance should remain from my last visit in Pasadena and the idea occurred to me to send the Delbrücks a book (at X-mas or so). Now I have in my library two small volumes „Le Morte D'Arthur" (english!) by Thomas Malory.[2] It is an interesting text in itself, the original stems from the 15th century. Malory, otherwise unknown, was one of the most successful translators from (old) french into english. The originals are namely lost (at least a larger part of them), while his translation was completely preserved and was in later centuries translated backwards into french.

Could you write to me briefly in September or October, what you think about it, whether Manny would like such kind of stories? (I think that Max would.) (But don't tell them, it must be a surprise.)

Many thanks in advance.

Il y a des revenants (there is no similar word for ‚ghost' in English or in German, but there is one in Danish: ‚Gengangere') on many places: some appear in Pasadena, some in Hamburg.[3] In old times were many knights and Sarazenes in the Mediterranean[4] and I have still some suspicion that some older layers have been reached in Manny by the Mediterranean culture and that her roots are in this kind of ‚milieu', which is described in the quoted book and which was very mighty in medieval England.

What is interesting in such stories are *not* the „facts", but the human values. Perhaps these are ‚revenants', too, in a century without chivalry (‚Ritterlichkeit') and some of these values may be yours ...

I intend to write to Max, about in October, in connection with Lise Meitner's 80th birthday (November 7th).[5] This brings me to the history of the Neutrino (in which Lise plays an important role, also the Pasadena of 1931 and the Congress in Rome in the same year, where Max was with us). I have to write down a

lecture on this topic soon.[6] (I will certainly send a copy to Lise I hope in time for her birthday.)

In November I go for a few days to Hamburg, to receive there the Max Planck medal.[7] I am almost certain, that ‚la revenante' will not appear this time, as this ‚aventure' seems to me finished now. (I would like very much to tell this phantastic story to Max. It is a very German story – and a very nice one for me.)

With all good wishes for your health yours W. Pauli

P. S. The manuscript of Max[8] I gave now to Hadorn, but I have no reply yet.

A good trip for you to the States! Please tell Max: Concerning Timoféeff there are now better news.[9] I could find out his address.

[1] Siehe den Kommentar zum Brief [3043].
[2] Vgl. Malory [1485]. – Pauli schrieb *Mallory*.
[3] Pauli hatte diesen von C. G. Jung herangezogenen Begriff der *revenues* bzw. *revenants* für das Wiederauftreten unterdrückter Begriffe in einem anderen Gewand auch schon bei früheren Gelegenheiten (in Band **IV**/1, S. 387 und 586 Band **IV**/2, S. 140, 524 und 576) erwähnt.
[4] Pauli las damals in Rudolf Baumgardts Buch [1949, S. 17] *Der Magier* von den Sarazenen, die dort abwertend als „arabische Seeleute" bezeichnet wurden, „die die Gewässer des Mittelmeers *verseuchten*." Pauli hat diese ihm unverständliche Bezeichnung am Rande des Buches mit einem Fragezeichen markiert.
[5] Vgl. den Brief [3075] und Delbrücks Antwort [3083].
[6] Es handelt sich um den historischen Neutrino-Aufsatz, den Pauli – „in veränderter Form aufgeschrieben" (vgl. die Briefe [3057, 3061, 3073 und 3082]) – am 21. November in Hamburg vorgetragen und Lise Meitner zum 80ten Geburtstag gewidmet hat.
[7] Siehe hierzu den Kommentar zum Brief [3110].
[8] Offenbar handelte es sich um Delbrücks Aufsatz (1957). Vgl. hierzu auch den Brief [3083].
[9] Siehe hierzu Timoféeffs Bericht (1987) in der Tamm-Festschrift und den historischen Aufsatz von D. B. Paul und Costas B. Krimbas (1992).

## [3046] Pauli an Giordani

Varenna, 4. August 1958
[Maschinenschrift]

Caro Professor Giordani!

Ho ricevuto con vivo piacere la sua lettera in cui mi si annuncia la mia nomina como Socio Straniero dell'Accademia Nazionale dei Lincei.[1] E'davvero un grande onore per me fare parte como Socio di tale Accademia, alla quale appartenne anche Galileo. Le prego di porgere i miei vivi ringraziamenti a tutta l'Accademia.

Vorrei pregarla di inviare tutte le comunicazioni e pubblicazioni al Eidgenössische Technische Hochschule, Physics Building, Gloriastraße 35, Zurich.

Cordialissimi saluti, Prof. Wolfgang Pauli

[1] Vgl. den Brief [3044].

## [3047] Pauli an Pallmann

Zürich, 8. August 1958[1]

Sehr geehrter Herr Schulpräsident!

Ich habe hier Herrn Goldhaber getroffen, so daß es leicht war, mit ihm unverbindlich über die Möglichkeit seiner Kandidatur für eine Professur in Zürich zu sprechen.[2] Er war nicht so entschieden ablehnend wie Deutsch, doch betonte er mehrmals, wie schwierig für ihn der Schritt wäre, Amerika zu verlassen, zumal seine Kinder Amerikaner seien.

Mein Eindruck war, daß die Chancen, ihn für Zürich zu gewinnen, nur gering seien und daß er mehr aus Höflichkeit sich nicht stärker ablehnend geäußert hat.

Ich werde Anfang September wieder in Zürich sein und hoffe, daß die Berufung der beiden Ordinarien sich nicht mehr allzu lange hinaus zögern wird.

Mit vorzüglicher Hochachtung W. Pauli

[1] Auch abgedruckt bei Enz, Glaus und Oberkofler [1997, S. 330].

[2] Offenbar hatte dieses Treffen bereits in Varenna stattgefunden, von wo Pauli gerade zurückgekehrt war (vgl. Paulis Schreiben [3051] vom 9. September an Enz). – Siehe hierzu auch den vorangehenden Brief [3041] an Pallmann und den Kommentar zum Brief [2972].

## [3048] Corson an Pauli

Newark, 9. August 1958
[Maschinenschrift]

Dear Professor Pauli!

I should like to express my very sincere thanks for your gracious letter of 22 July[1] pertaining to my planned visit to your Institute.

It now appears essentially assured that I shall have suitable support for my trip and be able to spend almost a year in Europe, both in Zürich and Munich (to which Prof. Heisenberg tells me the Max Planck Institut will remove in October). I shall write again in late Fall when details and schedules are quite definite.

Needless to say, I look forward with great pleasure to the opportunity of seeing you again and working in Zürich.

Respectfully yours, Edward M. Corson

[1] Vgl. den Brief [3042].

## [3049] Pauli an Delbrück

Massa Carrara,[1] 20. August 1958
[Postkarte]

Lieber Max!

Hier am Meer habe ich Zeit und habe sehr über Deinen (sehr positiven) *Traum* nachgedacht, den Du an jenem Abend erzählt hast.[2] Meine Reaktion darauf ist:

ich abstrahiere ganz von dessen politischer Fassade und beziehe ihn auf Dich. Ich möchte gerne darauf noch zurückkommen, aber vielleicht wirst Du mich auslachen. Im Herbst will ich Dir ohnehin schreiben.[3] Inzwischen alles Gute von 2 zu 4.

Stets Dein Wolfgang

[1] Ortsangabe nach Poststempel.
[2] Pauli war Anfang April 1958 während seines Besuches in Pasadena auch bei den Delbrücks gewesen (vgl. die Briefe [2968 und 3110]). Siehe hierzu die näheren Betrachtungen über diesen Traum im Brief [3075].
[3] Vgl. den genannten Brief [3075] vom 6. Oktober.

## [3050] Pauli an Enz

[Massa Carrara], 3. September 1958
[Postkarte]

Lieber Herr Enz!

Das Wetter ist noch sehr schön, und so werden wir erst Montag, den 8. nach Zürich fahren, und ich will Dienstag am 9. ins Institut kommen. Falls Sie dann noch einige Tage in Ferien sind, macht es auch nichts.

Alles Gute an Sie und Familie. In Varenna war es lustig,[1] aber wissenschaftlich unbefriedigend.

Auf Wiedersehen!

Stets Ihr W. Pauli

[1] Vgl. hierzu den Kommentar zum Brief [3043].

## [3051] Pauli an Enz

Zürich, 9. September 1958

Lieber Herr Enz!

Wie Sie nun sehen werden, bin ich selbst erst gestern wieder zurückgekommen und war heute wieder im Institut.[1] Hier fand ich Ihren Brief vom 2. September[2] und bin ein wenig über Ihren Lungenkatarrh erschrocken. Mit den kalten Alpenseen muß man sehr vorsichtig sein!

Dann telephonierte ich in Ihre Wohnung – denn seit Ihrem Brief war ja schon eine Woche Zeit vergangen, und Ihre Schwiegermama gab mir sehr freundlich Auskunft, daß Sie beabsichtigen, Freitag bereits wieder zurückzukommen (ich freue mich sehr, Sie wiederzusehen, aber *meinetwegen* könnten Sie ruhig noch länger oben bleiben!), und vor allem, daß es Ihnen gut zu gehen scheint.

Auf Ihrem Schreibtisch fand ich meine eigene Karte an Sie vor, die ich nun hier beilege.

Für Ihren Zettel über $\beta$-Zerfall vielen Dank, er ist ganz im Einklang damit, was mir Goldhaber in Varenna angegeben hat.[3] Es gibt bereits Experimente über $T$-Invarianz, die alle damit im Einklang sind, daß sie erfüllt ist.

Vor allem aber berichten die Zeitungen (wie ich in Italien sah und hörte) eine Sensation aus Genf: 5 Herren unter der Leitung von Bernardini haben mit der nun laufenden kleineren CERN Maschine[4] die Reaktion $\pi \to e + \nu$ nun tatsächlich gefunden.[5] Die Zahlenangaben über $\frac{\pi \to e+\nu}{\pi \to \mu+\nu}$ werden leider nicht klar, es scheint „einige“ (?) $10^{-5}$ zu sein. Ich nehme an, wir werden wohl bald mehr von CERN darüber hören. Ich beabsichtige, nunmehr den Neutrinovortrag (mit verändertem Schluß) niederzuschreiben.[6] Schade, daß es noch keine gute (quantitative) Theorie für $C_A/C_V$ gibt.

Von Glaser habe ich leider nichts gehört, ich weiß auch nicht, ob er wieder in Genf zurück ist.[7]

Nun habe ich mich eben erst durch den „Berg“ auf meinem Schreibtisch für's erste „durchgefressen“.

Viele Grüße und weiter gute Erholung (auch von meiner Frau und an Ihre Familie) Stets Ihr W. Pauli

[1] Pauli hatte seine verspätete Rückkunft aus Italien in seiner unten erwähnten Postkarte [3050] bereits angekündigt.
[2] Der Brief liegt nicht vor.
[3] Vgl. auch Goldhaber (1958).
[4] Es handelte sich um das 600-MeV-Synchrozyklotron von CERN, das 1956 fertiggestellt und im August 1957 zum ersten Mal mit voller Energie in Betrieb genommen worden war {vgl. hierzu den *Preliminary report* von Ferretti (1957c), den Bericht von Gentner (1960) und die Beschreibung bei Jungk [1969, S. 107f. und 121]}.
[5] In dem von Fazzini et al. (1958) durchgeführten Experiment wurde gezeigt, daß es neben dem normalen $\pi$-Mesonen-Zerfall in ein $\mu$-Meson und ein Neutrino auch noch den viel selteneren Zerfall in ein Elektron und ein Neutrino gibt. Der 1956 aus den USA zurückgekommene Gilberto Bernardini war 1958 zum Direktor der *Synchro-Cyclotron Division* beim CERN in Genf ernannt worden. Obwohl dieser Beschleuniger zunächst nur als Testmaschine für das geplante 25 GeV-Proton-Synchrotron {vgl. Adams (1959)} konzipiert war, konnte er sogleich mit großem Erfolg für einige interessante Muonen-Experimente eingesetzt werden.
[6] Pauli (1958k). Siehe auch die Bemerkungen in den Briefen [3045, 3057, 3061 und 3073].
[7] Pauli teilte am 22. Oktober Källén mit, daß Glaser wieder in Genf sei.

## [3052] Pauli an Fueter

Zürich, 9. September 1958
[Maschinenschrift]

Sehr geehrter Herr Dr. Fueter!

Ihren Brief habe ich erst heute nach Rückkehr von meinen Ferien erhalten.[1] Nachdem mein Vortrag „Albert Einstein in der Entwicklung der Physik“[2] bereits von der Universitas abgedruckt worden ist, habe ich im Prinzip nichts dagegen, daß noch andere Zeitschriften wie die „Physikalischen Blätter“ ihn abdrucken, doch ist es nötig, daß der Herausgeber die Einwilligung der Neuen Zürcher Zeitung einholt, da ja dieser Vortrag zuerst dort erschienen ist und sie das

Nachdrucksrecht besitzt. Ferner ist es mein Wunsch, daß im gegebenen Fall der Text meines Vortrages, so wie er in der Neuen Zürcher Zeitung erschienen ist, *ohne* irgendwelche Änderungen wiedergegeben wird.

Mit freundlichen Grüßen Ihr W. Pauli

[1] Pauli hatte an der Varenna-Tagung (vgl. den Kommentar zum Brief [3043]) teilgenommen und anschließend einen längeren Aufenthalt in dem Badeort Massa Carrara verbracht.
[2] Dieser Vortrag {vgl. Pauli (1958a)} war anläßlich der Übergabefeier der von dem Bildhauer Hermann Hubacher angefertigten Einstein-Büste gehalten und in der *Neuen Zürcher Zeitung* vom 12. Januar 1958 abgedruckt worden.

## [3053] Pallmann an Pauli

Zürich, 9. September 1958[1]

Sehr geehrter Herr Professor!

Für Ihre Briefe vom 21. Juli und vom 8. August 1958,[2] die ich nach meiner Rückkehr aus den Ferien erhalten habe, möchte ich Ihnen bestens danken. Ich nehme an, daß Sie dieser Tage aus Italien nach Zürich zurückkehren werden und so möchte ich Sie bitten, mir nächsthin aufläuten zu wollen, damit wir uns über die Wahlen der Physikordinarii unterhalten können.[3] Sehr gerne möchte ich dem Schulrat in der Sitzung vom 4. Oktober die Kandidaten der engern Wahl zur Diskussion und zur eventuellen Beschlußfassung unterbreiten.[4]

Falls Sie in Genf einen der Spitzenkandidaten treffen sollten (z. B. Boehm, Steffen oder gegebenenfalls auch Prof. Paul aus Bonn, etc.), dann bitte ich Sie, diese Herren aufzumuntern, einmal bei mir in Zürich vorzusprechen, damit ich sie persönlich kennen lernen kann. Ich würde bei dieser Gelegenheit die Planung der Physik an der ETH mit den Herren diskutieren und dabei wohl neue Anregungen bekommen können. Frauenfelder hat sich schon vor Wochen zu einem Besuch angemeldet; ich empfange ihn selbstverständlich sehr gerne. Das Datum ist aber noch nicht festgesetzt.

Wir können uns sehr gut auch an einem schönen Septemberabend bei mir im Garten zur Aussprache treffen, der Weg ist ja nicht weit von Ihrem Haus.

Mit freundlichem Gruß, auch an Frau Professor, verbleibe ich Ihr

Präsident des Schweizerischen Schulrates

[1] Auch abgedruckt bei Enz, Glaus und Oberkofler [1997, S. 332].
[2] Vgl. die Briefe [3041 und 3047].
[3] Siehe hierzu den Kommentar zum Brief [2972].
[4] Vgl. das bei Enz, Glaus und Oberkofler [1997, S. 337f.] abgedruckte Protokoll dieser Schulratssitzung.

## [3054] Pauli an Elsasser

[Zürich], 12. September 1958

Lieber Herr Elsasser!

Haben Sie vielen Dank für Ihr Buch „The physical foundation of biology“,[1] in dem ich mit viel Interesse gelesen habe. Das Problem der Existenz biologischer Gesetze, die einerseits observational den physikalisch-chemischen (klassisch + quantenmechanisch) *nicht* widersprechen, andererseits über diese hinausgehen, nicht aus diesen folgen – was sie ‚biotonic‘ nennen – liegt mir auch sehr am Herzen.

Dieses Problem beschäftigte auch Max Delbrück (er ist ebenfalls durch Bohr beeinflußt, ebenso wie bei Ihnen ist sein approach unabhängig von Evolutionsfragen), der es in einer Vorlesung am M.I.T. im November 1957 behandelte.* Er gab dort ein allerdings überaus *spezielles* Beispiel für ein mögliches ‚biotonisches‘ Gesetz: Dabei legt er das Watson-Crick-Modell für DNA mit den 2 ähnlichen Hälften** zugrunde. Er hält es nun für denkbar, daß *eine ein-eindeutige Zuordnung* von ‚chemical map‘ und ‚genetic map‘ *prinzipiell nicht mehr möglich ist*, wenn die Distanzen der betreffenden Atomgruppen klein werden.

Wenn ich Ihr Kapitel 3[2] richtig verstanden habe, scheint mir dies ein Spezialfall Ihres biotonic storage of information zu sein. Wenn Sie mir Näheres über die Beziehung Ihrer (allgemeineren) Ideen zu denen von Delbrück sagen (bzw. von ihm erfahren) könnten, würde mich dies sehr interessieren.[3]

Bei Ihrem Kapitel 4 habe ich eine große Denkschwierigkeit bei Ihrer Definition von *Klasse* (p. 150), die mir zu schlampig zu sein scheint.[4] Deshalb verstehe ich auch gar nicht Ihr ‚principle of finite classes‘. Damit Klassen für gewisse statistische Experimente benützbar sind, muß man doch annehmen, daß *alle Elemente einer Klasse für diese Experimente als gleich betrachtet werden dürfen*. (Sonst hilft die *Wiederholung* des Experimentes ja nichts!) Diese Bedingung kann der Feinheit der Messung eine *prinzipielle* Grenze setzen. Nun sind z. B. die Gene verschiedener Individuen derselben Spezies sicher verschieden. Ja, eine physikalisch-chemische Definition von species*** dürfte unübersehbar schwierig sein. Ich glaube also: für Ihren Laplaceschen Geist *gibt es gar keine Klassen*, alle Individuen sind für ihn verschieden, und er kann eine „Maximalbeobachtung“ (im Sinne der Quantenmechanik) an Organismen überhaupt nicht wiederholen.

Ihr ‚Prinzip der endlichen Klassen‘ in der Biologie scheint mir ein leeres Sophisma, hervorgerufen durch Schlamperei beim Begriff „Klasse“. Aber das ganze Problem, das zu Ihrem ‚Prinzip‘ Anlaß gegeben hat, macht mir keine sehr großen Sorgen. Es ist nur meines Erachtens nicht so, daß für den ‚Laplaceschen Geist‘ die ‚Klassen‘ *endlich* sind, sondern *daß für diesen der ganze Begriff ‚Klasse‘ sich in nichts auflöst*. Bei der Diskussion der prinzipiellen Probleme braucht man viel fester begründetere (nämlich *sowohl* genetisch-biologisch *als auch* physikalisch-chemisch gefaßte) Begriffe als ‚Klasse‘.

Man kann es vielleicht auch so sagen: die Kennzeichnung der in der Biologie praktisch bedeutungsvollen ensembles (Klassen) ist selbst schon biotonic und wird einem Laplace-Geist, der sich strikte an Physik + Chemie (Quanten-

und klassische Mechanik) hält, prinzipiell nicht gelingen: er wird aus seinen statistischen Daten das, was den verschiedenen Individuen einer biologischen Klasse gemeinsam ist, nicht aussondern können.

(So *muß* es z. B. sein, wenn Delbrück recht hat!) Kurz: ich glaube, der Laplace-Geist mißt so, daß für ihn 2 Pferde ebenso verschieden sind wie ein Pferd und ein Ochs.

---

Bei Bohr hat es mich immer gestört, daß er bei seiner verallgemeinerten Komplementarität so explizite den Begriff *‚Tod‘* oder ‚den Organismus *am Leben halten‘* benützt.[5] Das ‚Biotonische‘ muß, wenn es überhaupt existiert, schon immer bei komplexen Makromolekülen auftreten. Dies ist bei Ihnen befriedigender dargestellt.

Ich bin auch kein Biologe und kann Ihnen leider auch nicht sagen, wie es mit dem ‚biotonic‘ in der praktischen experimentellen Biologie zugeht. Aber daß ein biologischer Praktikus wie Delbrück auch schon in die gleiche Richtung schielt, scheint mir bedeutungsvoll!

Viele Grüße (auch an C. Eckart)[6] Ihr W. Pauli

[1] Dieses Buch [1958] von Elsasser befindet sich in Paulis Büchersammlung beim CERN in Genf.
* Ich sah ein preprint und hatte eine lange Diskussion mit ihm darüber im April in Pasadena. [Vgl. Delbrück (1957). Pauli war Ende März von Berkeley nach Pasadena gereist und hatte dort u. a. auch Delbrück besucht (vgl. auch den Kommentar zum Brief [2956]).]
** Die X-ray Struktur dieses Makromoleküls scheint bestätigt. *Wie* die Hälften bei der Vermehrung sich lösen und wiederfinden, ist wohl noch sehr dunkel.
[2] In diesem Kapitel 3 wird das Funktionieren biologischer Speicher- und Gedächtnis-Vorrichtungen behandelt.
[3] Siehe Elsassers Antwortschreiben [3064] vom 25. September.
[4] Dort strich Pauli in seinem Exemplar des Elsasserschen Buches folgenden Satz an: „In conventional scientific methodology we do not deal with individual systems so much as with *classes* of systems.“
*** Die biologische Definition von species beruht ja auf der Möglichkeit der Vermehrung, bzw.: die Kreuzungen zwischen Mitgliedern verschiedener species bleiben prinzipiell steril.
[5] Vgl. hierzu Bohrs Vorlesung (1957a) über „Die Physik und das Problem des Lebens“.
[6] Den amerikanischen Physiker Carl Eckart (1902–1973), der 1927/28 mit einem *Guggenheim Fellowship* auch in München, Berlin und Leipzig gewesen war, hatten die Paulis im Januar 1936 während eines Besuches in Chicago näher kennengelernt. Dessen Frau Edee-Lou, die Pauli scherzhaft auch mit „Edith-two“ betitelte, hatte sich besonders gut mit Franca verstanden.

## [3055] Pauli an Fierz

Zürich, 16. September 1958

Lieber Herr Fierz!

Dank für Ihren Brief.[1] Von dem Projekt, Sie als Nachfolger Ferrettis nach CERN zu holen, hatte ich von Bakker selbst gehört, als ich bei der Konferenz im Juli in Genf war.[2] (Damals wußte ich nicht, ob Sie überhaupt selbst etwas davon wissen – und hütete mich wohl, zu jemand anderem darüber zu reden.) Ich finde es ganz richtig, daß Sie hingehen, die Polis ist nicht alles, was sie sein sollte und worauf es ankommt, ist ja eben die Eigenschaft, die Sie haben,

nämlich „die Ideen anderer Leute besser zu verstehen als ihre Urheber“. Und ich glaube sogar, das genügt auch schon für die theoretische Leitung von CERN!

So werde ich also in diesem Stück *nicht* als Eremit auftreten, der empfiehlt, den Probeschuß nicht mehr stattfinden zu lassen. Daß CERN recht bürokratisch ist, das ist wohl wahr, doch ist es nicht so, daß dies gegen produktive Arbeit dort ganz prohibitiv wäre.[3]

Im Moment sind Glaser und wohl auch Ascoli dort, die ich sehr schätze. Die französischen Vertreter schätze ich weniger. Aber ob Janner dort sein wird (vorher werden Sie wohl nicht hingehen), weiß ich nicht.

Im Prinzip bin ich für CERN, d. h. recht hoffnungsvoll für dessen Zukunft und möchte eigentlich meine Relationen zu CERN etwas verstärken; in welcher Form, weiß ich selbst noch nicht, aber Sie werden mir bzw. CERN vielleicht gerade hierzu verhelfen können.[4] Der preprint[5] von $\pi \to e + \nu$ macht übrigens einen recht guten Eindruck.

Ich selbst kann nicht daran denken, ein ganzes Jahr lang von hier fortzugehen – besonders nicht jetzt, wo die Neu-Berufungen der 2 Ordinarien für Experimentalphysik erfolgen werden (sind für Anfang Oktober zu erwarten) und mein Betrieb durch Kredite aus dem Nationalfonds vergrößert werden wird.[6]

Über Josts Pläne weiß ich nichts Bestimmtes, habe ihn noch nicht gesehen, seit ich zurück bin. Ich rechne nicht mehr mit irgendeiner Hilfe von seiner Seite.[7] Er hat vollständige Freiheit hinsichtlich Wahl von Mitarbeitern und hinsichtlich seiner eigenen Arbeit (aber Belohnungen und Avancements, Urlaub etc. scheinen mir eine andere Frage).

Aber Genf ist nahe und ich hoffe, es wird sich irgendeine Art von Zusammenarbeit mit CERN entwickeln. (Habe das auch Bakker gesagt.)

Also herzlichen Glückwunsch und möge die Polis Ihre kommende Abwesenheit irgendwie überstehen!

Stets Ihr W. Pauli

[1] Dieser Brief ist verschollen.

[2] Fierz wurde ab April 1959 Ferrettis Nachfolger als Leiter der Abteilung *Theoretical Studies* beim CERN (vgl. hierzu den Bericht im *CERN Courier*, November 1959, S. 2). Wie aus einem Schreiben vom 12. Juni 1956 an Heisenberg hervorgeht, war auch Pauli um Vorschläge für diese Position gebeten worden (der Wortlaut dieses Briefes, auf dessen Existenz ich durch H. Rechenberg hingewiesen wurde, wird im Nachtrag wiedergegeben werden). Pauli hatte bei dieser Gelegenheit an erster Stelle Konrad Bleuler und an zweiter Felix Villars genannt. Heisenberg selbst hatte „von den Einzelheiten der Genfer Theoretikergruppe seit dem Herbst nichts mehr gehört, da ich längere Zeit krank war und mich nicht mehr um Genf kümmern konnte,“ wie er am 2. April 1957 dem ebenfalls an dieser Stellung interessierten Jauch mitteilte. „Ich nehme an, daß für dieses Jahr Ferretti die Leitung dieser Gruppe übernommen hat. Ob er auch nächstes Jahr bleiben will oder ob darüber beraten wird, wer im nächsten Jahr diese Gruppe führen soll, weiß ich nicht. Ich hoffe aber, mich in den nächsten Monaten auch wieder darum kümmern zu können.“ Jauch, der damals den CERN besuchte, berichtete seinerseits am 7. Dezember 1958 seinem in Iowa City zurückgebliebenen Kollegen Fritz Coester über den Stand der Dinge beim CERN: „Ferretti, who until now was chief of the theoretical division has resigned and he is returning to Bologna from where he was on leave of absence. The position has been offered to Fierz and he will be coming here for a trial year startig in April of next year. Fierz does not know yet whether he will accept permanently, he wants to see first whether, in his words, it is not too much work. The people in Basel are of course not very happy about this development.“ Am 18. April 1959, kurz nachdem Fierz seine Direktorenstelle angetreten hatte, übermittelte Jauch seinem Kollegen Rohrlich seine ersten Eindrücke: „It is very nice to have [Fierz]

around, he is not only a good physicist but also an educated person, which is relatively rare among physicists." – Siehe auch den Kommentar zum Brief [3024].

[3] In dem gleichen Schreiben teilte Jauch auch die unerwarteten Beobachtungen mit, die er bei den CERN-Physikern gemacht hatte: „Generalizing from my past experiences with many of my American colleagues, I did not expect that I would find much in common with the other theoreticians in the CERN group in my endeavour to put theoretical physics of today on a firmer mathematical basis. To my surprise the situation is considerably different from my expectations. There is a substantial proportion of people here who have been worrying about the very same things that have been bothering me. In a first approximation the group could be devided in two classes, the pragmatists and the fundamentalists. The pragmatists are those whose main interest in life is to produce a number which can be checked with an experiment, regardless whether the mathematics which led to this number makes any sense or not. The fundamentalists on the other hand are those who are concerned with the fundamental concepts which go into the foundation of the theory and its precise formulation in terms of mathematical concepts." Und dann zu den Personen überleitend, die er beim CERN kennen gelernt hatte, stellte er fest: „Among the theoreticians at CERN who are interested in more fundamental approach are Glaser, Ferretti, Hagedorn, Tolhoek, Fronsdal, and many of the young people. Those whom I would count as pragmatists are Fubini, d'Espagnat, Prentki, and most of the summer visitors, such as Drell, Lévy and Gasiorowicz. Yamaguchi and Thirring are somewhat on the fence."

[4] Vgl. hierzu den im Kommentar zum Brief [3024] wiedergegebenen Bericht von Jauch.

[5] Vgl. den Hinweis auf das Experiment von Bernardini et al. im Brief [3051].

[6] Siehe hierzu den Kommentar zum Brief [2972].

[7] Jost hatte sich in einem Schreiben vom 2. September 1958 bei Pallmann über sein gespanntes Verhältnis mit Pauli beklagt und in einem weiteren Schreiben vom 7. Oktober um eine Beurlaubung für das kommende Sommersemester gebeten (vgl. Enz, Glaus und Oberkofler [1997, S. 331f. und 338]).

## [3056] Pauli an Pallmann

Zürich, 16. September 1958[1]

Sehr geehrter Herr Präsident!

Bezugnehmend auf unsere mündliche Unterhaltung[2] möchte ich hiermit beantragen, den Gehalt meines Assistenten *Dr. C. Enz* um Fr. 4 000 pro Jahr zu erhöhen.

Mit vorzüglicher Hochachtung W. Pauli

[1] Auch abgedruckt bei Enz, Glaus und Oberkofler [1997, S. 333].

[2] Pallmann hatte Pauli in seinem vorangehenden Schreiben [3053] ein Treffen zur Aussprache „bei mir im Garten" vorgeschlagen.

## [3057] Pauli an Symanzik

Zürich, 19. September 1958

Lieber Herr Symanzik!

Ich habe nunmehr meine Vorlesung über die Geschichte des Neutrinos in veränderter Form aufgeschrieben[1] und ging dabei nochmals die ganzen Probleme der schwachen Wechselwirkung durch. Insbesondere las ich genauer die Arbeit

von Gell-Mann, Physical Review **111**, 362, 1958,[2] wo er die empirische Form der Wechselwirkungsenergie

$$b[\bar{p}\gamma_\mu(1+\lambda\gamma_5)n]\left[\bar{e}\gamma_\mu\frac{1+\gamma_5}{\sqrt{2}}\nu\right]+\text{hermitesch conjugiert}$$

– nach Goldhabers Bericht in Genf[3] ist $\lambda = 1{,}25 \pm 0{,}04$ ersetzt durch

$$b\left[\bar{p}\gamma_\mu(1+\gamma_5)n+\left(\pi_0\frac{\partial\pi}{\partial x_\mu}-\pi\frac{\partial\pi_0}{\partial x_\mu}\right)\right]\left[\bar{e}\gamma_\mu\frac{1+\gamma_5}{\sqrt{2}}\nu\right].$$

$\pi^0$ und $\pi$ neutrales und geladenes $\pi$-Meson.

Nun kommt es darauf an, ob eine theoretische Bestimmung von $\lambda$ auf dieser Basis möglich ist, d. h. Aufstellung einer Relation zwischen $\lambda$ und anderen aus der Pion-Nukleon Wechselwirkung empirisch bestimmbaren Daten.

Leider kenne ich gar nicht die Technik der Dispersionsrelation (ich kannte auch kein mich interessierendes Beispiel, um sie zu lernen). Nun sagten Sie in Varenna etwas zu mir über die Anwendung von *Dispersionsrelationen* auf *schwache Wechselwirkungen*.[4] Jetzt möchte ich gerne wissen: *Können Dispersionsrelationen im Prinzip zu einer theoretischen Bestimmung von $\lambda$ auf der Gell-Mannschen Basis führen?*

Wenn ja, beginnen mich diese zu interessieren, wenn nein, verschiebe ich weiter eine Beschäftigung mit diesen. (N. B. Arbeiten von Bogoljubov über Dispersionsrelationen und schwache Wechselwirkungen kenne ich,[5] aber dieser hat ja *nicht* die $\pi$-Mesonen in direkter Wechselwirkung mit $e$ und $\nu$ dabei!)

Dabei kommt es mir *nicht* darauf an, daß die benützten Dispersionsrelationen (auch abgesehen von Störungstheorie) „bewiesen" sind. Ich habe nichts gegen plausible Annahmen oder Hypothesen. Aber es scheint mir, daß ein Begriff wie „Renormierung der Kopplungskonstanten" (Feynman, Gell-Mann)[6] ganz in der Luft hängt, wenn er nicht durch Theorien für den Wert von $\lambda$ abgeleitet aus den Grundannahmen, gedeckt ist. Können hier nun Dispersionsrelationen (über deren Tragweite ich leider so wenig weiß), die Störungstheorie verbessernd, einsetzen?

Sollte Ihre Antwort negativ sein, schreiben Sie mir, bitte, *keinen langen* Brief.[7] („Man spricht vergebens viel um zu versagen; der andere hört von allem nur das Nein".)[8] Ein solcher wäre mir höchstens erwünscht, falls Sie etwas Positives zu sagen haben.

In Erinnerung an unsere Gespräche in Varenna und mit vielen Entschuldigungen für meine Unwissenheit

Stets Ihr W. Pauli

[1] Vgl. Pauli (1958k).
[2] Gell-Mann (1958a,b).
[3] Vgl. Goldhaber (1958). – Im *Pauli-Nachlaß* 2/473 beim CERN in Genf befinden sich auch Aufzeichnungen von Pauli mit der Überschrift „Result for weak interaction (according to Goldhaber's report at the Geneva-Conference (July 1958)".

[4] Siehe auch Paulis Briefe [3053 und 3054] an Fierz und an Jensen.
[5] Vgl. Bogoljubov et al. (1957 und 1958).
[6] Vgl. Feynman und Gell-Mann (1958).
[7] Vgl. Symanziks Antwortschreiben [3071].
[8] Zitiert nach den Worten des Thoas aus der zweiten Fassung von Goethes Schauspiel *Iphigenie auf Tauris*, I. Akt, 3. Auftritt.

## [3058] Pauli an Trendelenburg

[Zürich], 19. September 1958
[Maschinenschriftliche Durchschrift]

Sehr geehrter Herr Trendelenburg!

Leider ist es mir, wie ich schon früher befürchtet habe, wegen anderer Verpflichtungen nun doch nicht möglich, zur Tagung nach Essen zu kommen.[1] Noch in diesem Herbst habe ich jedoch bereits eine andere Reise nach Deutschland fest zugesagt,[2] die mit einem Vortrag von mir verbunden sein wird, und ich hoffe, bei dieser Gelegenheit auch die Max Planck Medaille in Empfang nehmen zu können.

Vielleicht könnten Sie diesen Absatz meines Briefes in Essen verlesen. Privat möchte ich noch hinzufügen, daß ich Herrn K. H. Siemers, Vorsitzender der Hamburgischen Wissenschaftlichen Stiftung (Adresse: Hamburg, Hermannstraße 40 III), für das Datum meines Vortrages in Hamburg das Zeitintervall zwischen 17. November und 6. Dezember vorgeschlagen habe.[3] Ich wäre froh, wenn Sie sich mit Herrn Siemers bald in Verbindung setzen könnten, damit Zeitpunkt und Programm für Hamburg nun genau festgelegt werden können.

Mit den besten Grüßen
Ihr sehr ergebener [W. Pauli]

[1] Vgl. hierzu den Brief [3037].
[2] Pauli bezieht sich auf seine Reise vom 20.–22. November nach Hamburg (vgl. die Briefe [3067 und 3078]).
[3] Den 21. November als das endgültige Datum seines Vortrages teilte Pauli in seinem Schreiben [3067] an Trendelenburg mit.

## [3059] Pauli an Frauenfelder

[Zürich], 20. September 1958
Betrifft: RaE

Lieber Herr Frauenfelder!

Jensen von Heidelberg hat mit mir eben telephoniert, bei welcher Gelegenheit wir auch auf die Polarisation der $\beta$-Elektronen von RaE zu sprechen kamen.

Diese ist

1. in Heidelberg schon gemessen und definitiv kleiner als $v/c$.
2. gibt es darüber theoretische Berechnungen von *Stech*.[1]

Dieser weiß aber nichts von der russischen Behauptung[2] eines gegen T-Invarianz empfindlichen Termes.

Ich würde Ihnen jedenfalls raten, sich mit Stech in Heidelberg über dieses Problem in Verbindung zu setzen. Die russische Behauptung müßte Stech erst einmal nachprüfen.[3]

Viele Grüße Ihr W. Pauli

[1] Vgl. Boehm, Soergel und Stech (1958) sowie auch die japanischen Messungen von Fujita et al. (1957).
[2] Im Brief [3085] ist – im Zusammenhang mit einer Verletzung der $T$-Invarianz beim $\beta$-Spektrum von RaE – von „drei russische Autoren“ die Rede, auf die sich diese Bemerkung offenbar bezieht.
[3] Vgl. hierzu auch den Brief [3062].

## [3060] Fierz an Pauli

[Basel], 23. September 1958

Lieber Herr Pauli!

Besten Dank für Ihren freundlichen Brief.[1] Haben Sie gesehen, daß einer den Casimirschen Druck, den das Nullpunkt-Strahlungsfeld auf zwei benachbarte Metallplatten ausübt, gemessen hat?[2] Das steht in der neuesten Nummer der „Physica“. Für Chrom und Stahlplatten stimmt die Messung sehr gut mit der Casimirschen Formel für diesen Druck überein, und es ist bemerkenswert, daß diese sehr kleinen Kräfte gemessen werden konnten. Damit ist nun auch die Nullpunktsenergie der Strahlung direkt nachgewiesen. Man kann, ohne die Eulersche Summenformel, Casimirs Ergebnis[3] wie folgt herleiten:

Sei

$$E(\alpha, a) = \frac{1}{2} \sum_n \int_0^\infty dx dy \sqrt{\left(\frac{n}{a}\right)^2 + x^2 + y^2}\, e^{-\alpha \sqrt{(\frac{n}{a})^2 + x^2 + y^2}},$$

so berechne man

$$\lim_{\alpha=0} \{E(\alpha, a) + E(\alpha, A - \alpha) - 2E(\alpha, A/2)\} = P.^4$$

Es ist

$$E(\alpha, a) = -\frac{\partial}{\partial \alpha} \frac{\pi}{8} \sum_n \int_0^\infty dr^2 e^{-\alpha \sqrt{(\frac{n}{a})^2 + r^2}}$$

$$= \frac{\partial}{\partial \alpha} \frac{\pi}{8} \sum_{n=1}^\infty \frac{n^2}{a^2} \int_0^\infty e^{-\alpha \frac{n}{a} \sqrt{x+1}}$$

$$= -\frac{\partial^3}{\partial \alpha^3} \frac{\pi}{8} \sum_{n=1}^\infty \int_0^\infty \frac{dx}{x+1} e^{-\frac{n}{a} \alpha \sqrt{x+1}}.$$

Man summiere, und mit $\frac{\alpha}{a}\sqrt{x+1} = y$ erhält man

$$E(\alpha, a) = -\frac{\pi}{4}\frac{\partial^3}{\partial\alpha^3}\int_{\alpha/a}^{\infty}\frac{dy}{y}\frac{1}{e^y - 1}.$$ [5]

Jetzt kann man einmal differenzieren und mit

$$\frac{y}{e^y - 1} = \sum \frac{B_\nu}{\nu!}xy^\nu$$

erhält man

$$E(\alpha, a) = \frac{\pi}{4a}\frac{\partial^2}{\partial\alpha^2}\sum_{\nu=0}^{\infty}\frac{B_\nu}{\nu!}\left(\frac{\alpha}{a}\right)^{\nu-2}.$$

In

$$E(\alpha, a) + E(\alpha, A - a) - 2E\left(\alpha, \frac{A}{2}\right)$$

fallen schon vor der Differentiation die Terme mit $\nu = 0$ und $\nu = 1$ heraus. Man kann darum hier $\alpha = 0$ setzen. So kommt

$$P = \frac{\pi}{2}\frac{B_4}{4!}\left(\frac{1}{a^3} + \frac{1}{(A-a)^3} - \frac{16}{A^3}\right),$$

d. i. Casimirs Ergebnis.

Mit besten Grüßen Ihr M. Fierz

[1] Vgl. den Brief [3055].

[2] M. J. Sparnaays Mitteilung (1958) war schon am 20. Mai 1958 bei der Redaktion der Zeitschrift *Physica* eingegangen.

[3] Ein solcher infolge der Nullpunktfluktuationen des Vakuums zwischen zwei Metallplatten auftretender Effekt war bereits 1948 von Casimir vorhergesagt worden. Vgl. hierzu auch den Vortrag von Symanzik (1981) anläßlich der Entgegennahme der Max-Planck-Medaille und die von M. Bordag herausgegebenen Berichte des 1998 in Leipzig abgehaltenen Workshops über Quantenfeldtheorie.

[4] Zusatz von Pauli: „$n = 0$ fällt in $\{\ldots\}$ heraus."

[5] Zusatz von Pauli: „$= +\frac{\pi}{4}\frac{1}{a}\frac{\partial^2}{\partial\alpha^2}\frac{a}{\alpha}\frac{1}{e^{\alpha/a}-1}$."

## [3061] Pauli an Fierz

Zürich, 24. September 1958

Lieber Herr Fierz!

*1*. Dank für Ihren Brief von gestern mit der Rechnung zu Casimir.[1]

Die neueste Nummer der „Physica"[2] habe ich noch nicht gesehen und bin für Ihren Hinweis auf die neuen Experimente sehr dankbar; er wird uns für das Physik-Kolloquium in Zürich sehr nützlich sein.

*2*. Mit meinem Programm, das ich auf meiner letzten Karte entwickelt habe, bin ich inzwischen schon ein Stück weit gekommen. Die erweiterte Fassung meines Neutrinovortrages (er soll in einem Buch erscheinen, das verschiedene andere bereits gedruckte Aufsätze von mir gesammelt enthalten soll) habe ich nun aufgeschrieben; es sind etwa 40 geschriebene Seiten geworden.[3]

Das phänomenologische Ergebnis der schwachen Wechselwirkung ist nun recht übersichtlich. Für den Nukleonen-$\beta$-Zerfall enthält es noch *einen* Quotienten zweier Kopplungskonstanten, nämlich $\lambda = -\frac{C_A}{C_V} = 1{,}25 \pm 0{,}04$ ($A$ = Axialvektor, $V$ = Vektor), der noch seiner theoretischen Bestimmung harrt.[4]

Über diese haben ja nun Feynman und Gell-Mann die Idee, diesen Quotienten wieder auf 1 zurückzuführen, wenn man zu dem Vektorteil der Nukleonen noch die entsprechende Komponente des *Isospinstroms* der $\pi$-Mesonen addiert.[5] Wie oft bei Gell-Mann finde ich eine gewisse Schönheit in dieser Idee, die ja wohl auch sonst experimentell prüfbare Konsequenzen haben wird.

Nur: die *Theorie für* $\lambda$ liegt sehr im argen, da sie sich in die Dunkelheiten des Begriffes „Renormalisation von Kopplungskonstanten“ verliert. So ist es wenigstens heute.

In Varenna hat mir Symanzik – wohl um für die Dispersionsrelationen im allgemeinen Reklame zu machen – [zugeraten][6] und zugeredet, man würde seiner Meinung nach „mit diesen modernen Methoden“ gerade auch bei der schwachen Wechselwirkung sehr viel weiterkommen können.[7] (Ich erinnere mich, daß er Sie früher als „unmodern“ bezeichnet hat; von mir ganz zu schweigen.) Ich sehe aber nicht, *wie* diese „modernen“ Methoden zu einer theoretischen Bestimmung von $\lambda$ führen können (z. B. Herstellung einer Relation zwischen $\lambda$ und sonst bekannten Eigenschaften der Pion-Nukleon-Wechselwirkung).

Nun, ich glaube vorläufig berechtigt zu sein, solche Äußerungen als *Experten-Geflunker* zu betrachten. Sollte doch etwas daran sein, wird es sich ja bald herausstellen (da ist ja noch Chew und Feynman und Gell-Mann selbst).

Wenn Sie zu CERN kommen, werden Sie sich ja auch mit solchen Strömungen auseinandersetzen müssen (Gott sei Dank sind Sie kein „Experte“!). Abgesehen von diesem Problem der $\lambda$ ist aber die schwache Wechselwirkung phänomenologisch nun recht abgerundet.

*3*. Ich bin nun noch weiter meinem Programm gefolgt, ohne nach Varenna[8] und Oberwolfach[9] (dort ist zur Zeit Jost) (steht hier an Stelle des Hades, in den die von den Experten geraubte Dame Physik entführt wurde) zurückzublicken, meine Vorlesung über Mehrkörperprobleme vorzubereiten.[10] Im Moment schwitze ich bereits über *van Hove*.[11] Da ist wohl Thellung hier kompetent (jetzt ist auch dessen englischer Mitarbeiter Chester hier).[12] Ich möchte aber *Ihre* Ansicht *auch* gerne kennenlernen (da Sie uns ja einmal über van Hoves Arbeiten vorgetragen haben).[13]

Ich unterscheide hier eine Arbeit „*A*“, nämlich Physica 21, 517, 1955,[14] in der er sich auf die erste Näherung der Störungsrechnung beschränkt; und eine weitere Arbeit „*B*“, Physica 23, 441, 1957,[15] die für beliebig große Wechselwirkungsenergien gelten soll.[16]

Während ich die Arbeit *A* im wesentlichen verstanden habe (vielleicht dank Ihrem Vortrag), geht mir bei der Arbeit *B* vieles nicht ein: Es scheint mir [scheußlich] – deshalb, weil ich keine unmittelbare physikalische Bedeutung sehe – daß in der „master equation" (4. 31), p. 460, Größen vorkommen, die noch von $E$ (außer $t$) abhängen, wie $P_E(t|\alpha\alpha_0)$, $w_E(t|\alpha\alpha')$ etc.[17] *Was ist dieses E physikalisch?* Es ist ja immer unschön, wenn eine Größe von $E$ *und* von $t$ abhängt. Ursprünglich waren es zwei Energien $E + l$ und $E - l$ genannt und *eine*, nämlich $l$, hat man dann mit Fourierintegral in $t$ verwandelt. Aber: Warum nicht *beide*, warum nicht – *keine*.

Physikalische Bedeutung hat ja nur (4.27, p. 459)[18]

$$\int_{-\infty}^{+\infty} dE\, P_E(t|\alpha\alpha_0). \tag{4.27}$$

Wenn man das $E$ *auch noch* mit Fourierintegral in eine zweite Zeit, sagen wir $\tau$, verwandelt – wissen wir dann eine physikalische Bedeutung *von t und* $\tau$? Das $\int dE$ in (4.27) ist dann der Wert der Funktion für $\tau = 0$.

Doch: wenn man schon nicht mit einer Funktion *einer* Variablen auskommt, warum kommt man dann mit einer Funktion von *zwei* Variablen aus? Warum braucht man nicht auch noch Funktionen von mehr als 2 Variablen?

Ich habe wohl zur Kenntnis genommen, daß gemäß (5.7), S. 463 die Funktion $P_E(t|\alpha\alpha_0)$ in

$$\delta[\varepsilon(\alpha) - E]\delta[\varepsilon(\alpha_0) - E]P(t|\alpha\alpha_0)$$

übergeht.

*Aber ich weiß nicht recht, was E physikalisch ist.*

Können Sie mir helfen??

Übrigens sagte mir Herr Chester, daß *van Kampen* an einem Kongreß Einwände gegen diese Arbeit B von van Hove gemacht habe[19] (*nicht* gegen A): diese sei bei weitem nicht so allgemein, als van Hove glaube, was die Annahmen über random phases des Anfangszustandes betrifft {auf denen (4. 31) beruht}: Weglassen des $I(t|\alpha''\alpha\alpha')$. Vielleicht kann ich an Beispielen von Hugenholtz[20] besser verstehen, was die Methode van Hoves in B eigentlich bedeutet. Aber ich hoffe, Sie wissen etwas darüber (als Anwendungsbeispiel Ihrer allgemeineren Fähigkeit, Ideen anderer besser zu verstehen als die Autoren selbst).

Viele Grüße Ihr W. Pauli

[1] Vgl. den Brief [3060].
[2] Sparnaay (1958).
[3] Vgl. Pauli (1958k).
[4] Vgl. auch den Brief [3057].
[5] Vgl. Feynman und Gell-Mann (1958) und Gell-Mann (1958a).
[6] Unleserliche Textstelle.
[7] Siehe auch den Brief [3057].
[8] Siehe den Kommentar zum Brief [3043].
[9] Der aus G. Höhler, G. Lüders und H. Steinwedel bestehende Organisationsausschuß hatte am 18. Juli 1958 auch Heisenberg angeschrieben und zu „unserem Ferienseminar über Hochenergiephysik, das vom 23.–29. September 1958 im *Mathematischen Forschungsinstitut Oberwolfach* stattfindet,"

eingeladen. „Das vorläufige Programm umfaßt folgende Vorlesungen: G. Bernardini: Starke Wechselwirkungen; R. Gatto: Schwache Wechselwirkungen; G. Lüders: Anwendungen des TCP-Theorems; K. Symanzik: Neuere Anwendungen von Dispersionsrelationen; G. Höhler: Theorie des Teilchenzerfalls."

[10] Daß er sich nun diesem Thema zuwenden wollte, hatte Pauli auch schon in seinen Briefen [2967 und 3000] angekündigt.

[11] Der „H-Theorem-Komplex" sei bereits „durch van Hove etwas abgedämpft", hatte Pauli in seinem Brief [2518] geschrieben.

[12] Der britische Physiker G. V. Chester, den A. Thellung in Birmingham kennengelernt hatte, hielt sich vom 2. September bis zum 3. Oktober 1958 in Zürich auf.

[13] Vgl. den Hinweis zum Brief [2469].

[14] Van Hove (1955a).

[15] Van Hove (1957a).

[16] Die für kleine Störungen gültige Transportgleichung war ursprünglich 1928 durch Pauli (in seinem Beitrag zur Sommerfeld-Festschrift) abgeleitet worden.

[17] Siehe hierzu auch van Hoves Bericht (1957b) über die neuesten Fortschritte in der statistischen Mechanik.

[18] Van Hove (1957a, Gleichung 4. 27).

[19] Vgl. auch van Kampen (1956).

[20] Vgl. Hugenholtz (1957).

## [3062] Pauli an Jensen

Forch, 24. September 1958
[Postkarte]
(Altweibersommer)[1]

Treuer Giselher!

1. Symanziks Idee, man könne mit Dispersionsrelationen bei der schwachen Wechselwirkung weiterkommen,[2] ist wohl nicht besser als das Essen in Oberwolfach. (Wird er mich über erstere eines Besseren belehren?)

2. Die Bestrebungen, das RaE mit der $T$-Invarianz in engere Verbindung zu bringen, dürften Kohl sein.[3]

Armer Frauenfelder!

Grüße an Alder und Bleuler.

Stets Ihr W. Pauli

[1] Auf der Postkarte ist eine Ansicht des Zürichsees mit Segelbooten und Schwänen im Vordergrund abgebildet.

[2] Vgl. hierzu den Brief [3057].

[3] Siehe hierzu den Brief [3059] an Frauenfelder und die anschließende Korrespondenz [3085] mit B. Stech.

## [3063] Pauli an Fierz

Zürich, 25. September 1958
*Nachtrag zu van Hove*

Lieber Herr Fierz!

Ich habe nun auch §7 der Arbeit „B" von van Hove (1957)[1] gelesen, was eine weitere Erschütterung meines Vertrauens in diese Arbeit zur Folge hatte.

Er spricht (p. 471ff.) über das Prinzip der mikroskopischen Reversibilität ≡ Prinzip der ‚detailed balance' so, als ob es nicht nur für kleine Störungen $V$, sondern allgemein gelten würde.[2] Jeder sollte doch nun wissen, daß dies nicht der Fall ist (Literatur: Heitler,[3] Hamilton,[4] Stückelberg,[5] Wanders und – last not least: *Boltzmann*[6]) und daß dies auch keineswegs notwendig ist, damit sich das mikrokanonische ensemble einstellt.

Aber auf p. 472 sagt van Hove:[7]

For our discussion of the approach toward equilibrium to general order in the perturbation $\lambda V$, we adopt the property (7.5)

id est[8]

$$W_{ll'}(\alpha'\alpha) = W_{l'l}(\alpha\alpha') \tag{7.5}$$

„as the basic *assumption* generalizing (7.1)",

daß

$$W^0(\alpha'\alpha) = W^0(\alpha\alpha').$$

Das ist schon richtig für kleine Störungen, ich weiß aber bestimmt, daß für beliebige $V$'s *keine Größe, die linear in irgendeine* „master equation" (wie 4.31) *eingeht,*[9] *eine solche Eigenschaft haben* kann. (Daß man mit Hilfe des CPT-Theorems bzw. bei unrelativistischen Theorien mit PT wieder ein Theorem bekommt, *wenn man die Richtungen der Spins umkehrt*, ist eine andere Sache, auf die ich hier nicht einzugehen brauche.)

Ich behaupte das, was immer die etwas mysteriösen *zwei* Energien ($ll'$ oder äquivalent damit) sein mögen.

Für *Annahmen* über allgemeine Symmetrie-Eigenschaften von Größen ist ja übrigens sowieso kein Platz; diese müssen ja aus etwas folgen. Und für beliebige $V$ muß hier eine *Unitaritäts*- und keine Hermitizitätsbedingung gelten.

Ja, das sieht trübe aus! Gewiß werde ich auch mit Thellung über das Problem reden. Da Sie ja aber selbst ein Meister darin sind, wie man aus dem größten Unsinn noch etwas retten kann, würde ich gerne wissen, ob Sie es der Mühe wert finden, Ihre Künste auf die Arbeit B van Hoves (ich wiederhole: Physica **23**, 441, 1957) anzuwenden und, wenn ja, was das Resultat hiervon ist.

Nicht in gerade guter Stimmung: viele Grüße und besten Dank im voraus

Ihr W. Pauli

[1] L. van Hove (1957a, S. 470–477: The approach to statistical equilibrium).

[2] Das allgemeine Problem über das H-Theorem und das Prinzip der mikroskopischen Reversibilität wurde auch schon durch Tolman [1938, S. 119] diskutiert. Vgl. auch D. ter Haar (1955, S. 334f.) und M. J. Klein (1955).

[3] Heitler (1956).

[4] Vgl. Hamilton und Peng (1944).

[5] Stückelberg (1952) und Stückelberg und Wanders (1954).

[6] Boltzmann [1898, S. 235–240]. Siehe auch die Hinweise im Kommentar zum Brief [3124]. – D. ter Haar weist in seinem Artikel auch auf eine Untersuchung von Lorentz in den *Wiener Berichten* **95**, 115 (1877) hin, in der ein irreversibler Stoßvorgang bei mehratomigen Molekülen diskutiert wurde.

[7] Zusatz von Pauli: „Definition von $W_{ll'}(\alpha\alpha')$ in (4.16), p. 458."

[8] Zusatz von Pauli: „von mir unterstrichen!"

[9] Diese *master equation* wurde schon im Brief [3061] erwähnt.

## [3064] Elsasser an Pauli

La Jolla, 25. September 1958
[Maschinenschrift]

Dear Pauli!

Thank you very much for your long letter[1] and the package of reprints which just arrived! I hope you do not mind my writing to you in English. This way, I can dictate my letter, which is more efficient. You know, we Americans are very great at efficiency. Let me start the answer to your comments from the end of your letter.

I am very glad that you agree with me that Bohr's principle is not a biological principle at all but a *physical* principle. It applies to a maximum measurement on a rain drop just as well as to such a measurement on an organism. The rain drop also ceases to exist after the maximum measurement. I think that this should remove the uneasy feelings that you and I seem to have experienced when Bohr talks about life and death of an organism.

Now I come to your main comments about the concept of „class", etc. I am very sorry to say (and you might not like this) that *I am totally unable to disagree with you*; in fact, I agree with almost everything that you say fully, except for some minor misunderstandings on semantics, as follows:

You seem to imply that a Laplacian Spirit not only *can* always make a maximum measurement but *must* do so. I think the latter assumption is unjustifiable. {In my scheme, the Laplacian Spirit is merely a very clever observer (see pp. 193 and 209 of book).[2] He has no metaphysical connotations of a demiurg.} There is in the older literature on quantum mechanics a good deal of misunderstanding which I think has come right down from Boltzmann or others before him. It seems to be implied that a system „*is*" always in a „pure state" and that it is just „accidental" whether one has measured this state or not. This is an assumption which one cannot maintain. Already Gibbs has pointed out rather clearly in his older language that there exists no such thing as a one-to-one correspondence between the „pure states" which make up the components of the ensemble (rho-matrix) and the real, individual samples of physical systems which are represented by the ensemble. I think this idea forms much of the philosophical basis of my book. It means that the microscopic structure of a sample is not defined except in terms of preceding interactions of the system with other systems, and this leaves a great deal of indeterminacy. It is, therefore, quite arbitrary where the observer stops his measurements. This applies also to the Laplacian Spirit. I therefore think that your idea that the Laplacian Spirit cannot discriminate classes is merely an undue stretching of the functions of this personage. This seems to me entirely a matter of semantics.

My „principle of finite classes" is really nothing new at all, but is a quantitative formulation of empirical facts. It merely says the following: Suppose you have found a biological class by *empirical* characteristics. There are then certain parameters which, within margins of error, are common to the members of that class. Assume that we are able to assemble $N$ actual individual samples representative of that biological class. What the principle says is that there exists always a number of measurements, immensely large compared to $N$,

such that each individual member of the class produces a *different* set of results under these measurements. It is never possible to make $N$ so large that this condition does not prevail. (The latter is only possible in *physics*, by maximum measurements which reduce the samples of the set to „pure states“.) This is merely a necessary not, of course, a sufficient condition for biotonic phenomena. I find it hard to see how anybody can disagree with this, and I think you will find that if you look at my principle again, it says essentially the same thing that you say in your letter, except for the semantics. See also p. 19 of book.

I have recently found that the whole line of reasoning is not new, but has been used in a slightly different context by an earlier predecessor of yours, one G. F. W. Leibniz, who invented it to „prove“ that atoms cannot exist:[3] He says that if atoms exist, then any blade of grass consists of a finite number of atoms, and hence there can only be a *finite* number of blades of grass that are different from each other in shape. But this contradicts a general philosophical principle, well-verified by all experience, namely, that *any two* blades of grass are somewhat different from each other.

Hence if this general principle is correct, atoms cannot exist, says Leibniz (sic) in a letter to Clarke, ∼ 1714.

Finally, I come to the first point of your letter, namely, the relationship of my ideas to those of Delbrück. In my book I have only used the most elementary facts of biology. After a few abortive attempts some years ago, I have carefully refrained from getting myself involved in extensive discussion with the professionals of biology. I think that, as of now, it is a wise policy for me to wait until they have read my book, and let them come to me and tell me what they think about it. I feel very honoured that you want me to compare my ideas with those of Delbrück; but I would be more grateful to you if you dropped a line to Delbrück telling him that I have written such a book (which he might not know) and ask him what he thinks about my ideas, rather than conversely![4]

Thanks again very much for your comments. With best wishes,

Yours sincerely, Walter M. Elsasser

P. S. I have in the meantime read some of your articles and see that at some place you complain about there not being a constructive statistical analysis of Neo-Darwinian theory.[5] If I am correctly informed, Ronald Fisher and his school have done a vast amount of work in this problem;[6] apparently they have not come up with a simple result that verifies Darwinism: otherwise it would no doubt be well known.

But the situation is really very much simpler: In my book I state the „second law“ of information theory, which indeed is already quite explicitly stated by Brillouin, in his book.[7] I grant you that the concept of information (order, functional relationship) is here rather „sloppy“, as you would call it, but I believe this is not too serious; one should without too much difficulty be able to make it precise in all relevant special cases. I do not see how anybody can reasonably doubt the correctness of this generalized „second law“. It says that in a mechanical-statistical system, information cannot be generated *de novo*; – but this is excactly what Neo-Darwinism says does happen. Hence it seems to me

that Neo-Darwinism is incompatible with modern theoretical science, – *quite apart from any assumptions whatever about the nature of organisms.*

I have been very careful not to put this into my book apart from a few hints (pp. 174–176)[8] since I do not believe in the philosophy of „Viel Feind, Viel Ehr."[9] But the really clever people will no doubt find it out just the same.

[1] Vgl. den Brief [3054].
[2] Elsasser [1958]. Auf S. 193 heißt es: „The Laplacian Spirit is a mental device thats permits to us to overcome these human inadequacies in our reasoning. It is a construct based on the idea that any interaction can be interpreted as a measurement, the Laplacian Spirit being the measurer. Philosophically speaking, this view is equally far removed from that attitude in which atoms and molecules are uncritically treated as perfectly well defined objects similar to the billard balls, and from the alternate extreme where objects are considered to exist only when there is a human subject to observe them." Und auf S. 209 erklärt Elsasser die Rolle des Laplaceschen Geistes bei einem Meßprozeß: „This gives concreteness to the concept of the ideal observer, the Laplacian Spirit. He is now very far indeed from that ethereal being conceived by Laplace and his contemporaries who would measure with infinite precision the positions and velocities of all particles at the beginning of Time. Instead he is merely an idealization of the interaction of a physical object with other physical objects. Such freedom as we may give him refers merely to designing the interacting objects, the measuring instruments, in such a way that their disturbing effects upon the object to be measured is minimized, although in quantum theory it cannot be eliminated altogether."
[3] In seinem vierten Schreiben an den englischen Kaplan Samuel Clarke (1675–1729) begründete Leibniz sein *principium identitatis indiscernibilium* (Prinzip der Identität des Ununterscheidbaren), welches Hermann Weyl einmal irrigerweise als einen historischen Vorläufer des Pauli-Verbots bezeichnet hatte (vgl. Band **III**/ S. 700ff.), folgendermaßen {Leibniz [1966, S. 145f.]}: „Es ist gleichgültig, in welche Ordnung man drei gleiche und vollständig ähnliche Körper bringt. Eine bestimmte Anordnung unter ihnen wird daher niemals von dem getroffen werden, der stets vollkommen weise handelt. Da er aber auch der Urheber der Dinge ist, so wird er derartige Körper garnicht hervorbringen und die Natur wird nichts dergleichen enthalten." Weiter argumentierte Leibniz, daß es keine zwei ununterscheidbare Einzeldinge wie „zwei vollkommen ähnliche Blätter" geben könne und folgerte daraus auch die Unmöglichkeit der Atome. Vgl. hierzu auch Michael Otte (1993).
[4] Pauli hat das in seinem folgenden Brief [3075] an Delbrück getan.
[5] Diese Kritik an den Modellen der biologischen Evolutionstheorien hatte Pauli insbesondere in seinem Beitrag (1954b) über „Naturwissenschaftliche und erkenntnistheoretische Aspekte der Ideen vom Unbewußten" zur *Jung-Festschrift* geäußert.
[6] Vgl. Fisher [1930, 1947]. – Siehe hierzu auch den Band **IV**/ 2, S. 498 und 835.
[7] Brillouin [1956].
[8] Vgl. Elsasser [1958, S. 174–176: Appendix: Role of the environment].
[9] Der Ausspruch „Viel Feind, viel Ehr" wird dem unerschrockenen Feldhauptmann und Söldnerführer Georg von Frundsberg (1473–1528) zugeschrieben, dem Karl V. den Oberbefehl über die kaiserlichen Truppen im Kriege gegen Frankreich übertragen hatte {vgl. z. B. Gregorovius [1926, Band 2, S. 1299]}.

## [3065] Heisenberg an Pauli

München,[1] 25. September 1958
[Maschinenschriftliche Durchschrift]

Lieber Pauli!

In Varenna sprachen wir am letzten Tag mit Gårding über die Frage, ob die Fortpflanzungsfunktionen der nichtlinearen Wellengleichung $\delta$-Funktionen

auf dem Lichtkegel enthalten dürfen, und Gårding empfahl, dieses Problem durch eine genauere Untersuchung der Randbedingungen an der Stelle $s = 0$ zu klären.[2] Ich habe daraufhin meine alten Rechnungen aus der Zeit vor fünf Jahren wieder vorgenommen und die Ergebnisse in einem kleinen Manuskript zusammengeschrieben, das ich beilege,[3] das aber in dieser Form noch nicht zur Veröffentlichung bestimmt ist. Ich schicke das Manuskript gleichzeitig an Gårding, um auch die Kritik der mathematischen Experten zu hören. Es würde mich natürlich auch interessieren, ob Du mit diesen Rechnungen einverstanden bist.

Mit vielen herzlichen Grüßen Dein W. Heisenberg

[1] Heisenberg war inzwischen von Göttingen nach München in die Rheinlandstraße 1 umgezogen.
[2] Vgl. hierzu auch den Brief von Heisenberg an Feynman vom 29. September 1958: „You remember that we discussed in Geneva at a lunch together with Pauli the question whether the propagator of a non-linear spinor equation should have $\delta$-functions at the light cone or not. … In the meantime Pauli and I met at the summer school in Varenna and discussed this question with Gårding who is especially interested in the theory of distributions. Gårding did not agree with Pauli's view … ."
[3] Vgl. hierzu Heisenbergs (im *Pauli-Nachlaß* 1/33-40 aufbewahrtes) Manuskript über „Zur Frage der Fortpflanzungsfunktionen nichtlinearer Wellengleichungen".

## [3066] Fierz an Pauli

[Basel], 27. September 1958

Lieber Herr Pauli!

Ich muß gestehen, daß ich nur die Arbeit „A" wirklich studiert habe; diese habe ich auch im Seminar vorgetragen,[1] da „B" – zum Glück – damals noch gar nicht erschienen war.[2] „B" ist eine Orgie der Gelehrsamkeit und so kompliziert, daß ich mich nie getraut habe, diese Arbeit zu verstehen. Ich war und bin auch ganz zufrieden, wenn es für kleine $\lambda$ möglich ist, etwas herzuleiten. Denn für große Störungen ist z. B. schon die Bedeutung der Observablen $(A\lambda)$ sehr undurchsichtig.

Was nun die Bedeutung von $P_E(t; \alpha'\alpha)$ betrifft, so sucht van Hove diese auf S. 461 zu erklären.[3] Aber auch hier kann ich mit seinen Ausführungen nur dann einen Sinn verbinden, wenn $\lambda$ klein ist. Dann nämlich ist $A$ mit $F(E)$ annähernd vertauschbar, weshalb $[AF]_s$ für ein $F(E) = \frac{1}{\Delta E}$, wenn $E_1 < E < E_1 + \Delta E$; sonst $F(E) = 0$ ein „makroskopischer Operator auf der Energieschale" vorstellt. $P'(t; \alpha'\alpha)$ sollte in diesem Falle nur dann merklich von 0 verschieden sein, wenn $\varepsilon_\alpha$, $\varepsilon_{\alpha'}$ – das sind die Energiewerte von $H$ in $H' = H + \lambda V$ – beide ebenfalls in $\Delta E$ liegen. Die Meinung ist dabei die, daß ein stationärer Zustand $\varphi_E$ nur Komponenten $\varphi_\alpha$ enthält, deren $\varepsilon_\alpha$ annähernd in $\Delta E$ liegen; d. h. $\Delta E$ ist, wenn $(\alpha|V|\alpha) = 0$, durch einen Mittelwert von

$$\frac{|(\alpha|V|\beta)|^2}{\varepsilon_\alpha - \varepsilon_\beta}$$

gegeben.

Sie werden erkennen, daß die Philosophie hier ähnlich derjenigen ist, die ich in meiner Ergoden-Arbeit[4] skizziert habe – am Schluß. Wenn $\lambda V$ nicht klein ist, dann kann man gar nicht wissen, wie $[AF]_s$ aussieht; also bleibt die Bedeutung von (4.36), und damit von $P_E(t;\alpha\alpha')$ gänzlich dunkel. $P_E$ ist dann eben, wie mir scheint, eine ganz formale Größe ohne direkten Sinn, die ihren Ursprung in der Darstellung (4.13) bzw. (4.15) von $U^{-1}AU$ bzw. $P(t;\alpha'\alpha)$ mit Hilfe eines doppelten komplexen Integrals hat.

Da, bei kleinem $\lambda$, man annehmen darf, daß $P(t;\alpha\alpha')$ nur dann $\neq 0$ ist, wenn $\varepsilon_\alpha$ von $\varepsilon_{\alpha'}$ nicht allzu verschieden ist, so ist hier $F(E)$ sowohl wie das Einführen von $P_E$ überflüssig. Kurz, ich verstehe nur die Arbeit „A“. Das muß freilich nicht heißen, daß „B“ keinen Sinn hat.

Nun kam noch ein zweiter Brief,[5] in dem Sie die Hypothese (7.5) anfechten.[6] Das ist schrecklich, weil ich mir gar nicht vorstellen kann, was diese $W_{ll'}(\alpha\alpha')$ eigentlich sind. Sie sind zwar in (4.16) definiert als Koeffizienten eines Funktionals von $A(\alpha')$. Aber aus dieser Definition folgt keine Symmetrie-Eigenschaft. Nach dem, was van Hove zur Begründung von (7.5) sagt, muß man schließen, daß diese Relation nur nach gewissen *Grenzübergängen* gelten sollte, die darauf herauslaufen, daß das System $\infty$ groß sein soll und eine endliche *Energiedichte* besitzt. „For detailed verification in an actual case, …“ eben, eben, die fehlt.

Und damit komme ich zum Schluß: Ich kann mir nicht vorstellen, daß in einem „aktuellen Fall“ für große $\lambda$ irgend etwas verifiziert werden kann. Darum plädiere ich für „A“; denn das ist eine interessante Arbeit. Und dort wäre, wie mir scheint, noch folgendes zu tun:

Betrachte in „B“ die Gleichung (3.11). Man soll einsehen, daß für eine Variable $A$, für welche – mit

$$\langle\varphi(t)|A|\varphi(t)\rangle = A(t)$$

$$\overline{(A(t))^2} - \overline{A(t)}^2 \ll \overline{A(t)}^2 - \overline{A} = \text{Zeitmittel} - \qquad (*)$$

der Interferenzterm für fast alle Phasen der $c(\alpha)$ klein ist. Das sollte eine Frage sein, die für kleine $\lambda$ zugänglich ist. Die Gleichung $(*)$ definiert eine makroskopische Variable. Die Idee ist diese: Wenn der Interferenzterm fast immer klein ist, so betrachte man einen Zustand $\varphi_0$, für den

$$A(0) = \langle\varphi_0|A|\varphi_0\rangle$$

stark von $\overline{A(t)}$ abweicht. Da es für den Wert $A(0)$ nicht auf die Phasen der $c(\alpha)$ ankommt und da wir annehmen, der Interferenzterm sei fast für alle Phasen klein gegen den $P$-Term, so folgt daraus, daß $A(t)$ durch den $P$-Term allein bestimmt ist. Das ist natürlich viel mehr als die Aussage, daß der $J$-Term im Mittel über alle Phasen verschwindet. Denn der könnte ja seinem Betrage nach im Mittel beliebig groß sein. Es ist klar, daß $J(t|\alpha''\alpha\alpha')$ selber nicht klein gegen $P(t;\alpha\alpha')$ sein wird. Denn es gibt gewiß Variable $A(\alpha)$, die beliebig stark schwanken; das sind dann aber keine makroskopischen Variablen. $J(t|\alpha''\alpha\alpha')$ wird gewiß nur klein, wenn man das über ein gewisses Gebiet der $\alpha''$ mittelt.

Aus physikalischen Gründen erwarte ich, daß das der Fall sein wird.

Könnte man das Gesagte beweisen – unter Umständen unter Zugrundelegung eines bestimmten Modells, z. B. eines Quantengases, das nur wenig vom idealen Zustand abweicht, so wäre für den Physiker der Ergodensatz bewiesen.

Mit besten Grüßen Ihr M. Fierz,
der gegenüber van Hove „B“ völlig versagt.

[1] Siehe im Brief [3061] den Hinweis auf diesen Seminarvortrag.
[2] Es handelt sich um die beiden Veröffentlichungen van Hoves (1955a, 1957a), die Pauli in seinen vorangehenden Schreiben [3061 und 3063] als A und B bezeichnet hatte.
[3] Vgl. van Hove (1957a, S. 461).
[4] Vgl. Fierz (1955b).
[5] Vgl. den Brief [3063].
[6] Vgl. van Hove (1957a, S. 472).

## [3067] Pauli an Elsasser

Zürich, 30. September 1958
[1. Brief]

Lieber Herr Elsasser!

Dank für Ihren Brief vom 25. September,[1] der mir vieles geklärt hat.

Über die Sprache müssen Sie sich keine Sorge machen, ich lese ebenso gerne englisch wie deutsch. Es gibt da eine berühmte Episode zwischen van der Waerden und Neugebauer aus der bösen alten Zeit, in welcher ersterer eine etwas dumme Rolle spielt und die damit endete, daß Neugebauer ihm antwortete, er schreibe nicht in der Sprache seiner Mutter, sondern in der seiner Sekretärin. Bei mir ist es so, daß ich den Sekretärinnen, einschließlich ihrer Sprache, ganz unprejudiziert durch die Mutter gegenüberstehe. Es ist nur so, daß ich in keiner Sprache gerne diktiere und in allen gerne mit eigener Hand schreibe.

Nun zur Sache: Die Formulierung auf p. 2 Ihres Briefes:

> Here exists always a number of measurements, immensely large compared to N, such that each individual number of the class produces a *different* set of results under these measurements,

gefällt mir ausgezeichnet. Nur schade, daß es nicht in Ihrem Buch explizite steht.

Ich habe über Gemisch und reinen Fall noch einen Kommentar innerhalb der Physik zu machen (also unabhängig von Biologie).

Otto Stern hatte die Idee, das Prinzip der Unerreichbarkeit des absoluten Nullpunktes der Temperatur (Nernstsches Theorem) zu einem „*Prinzip der Unerreichbarkeit des reinen Falles*“ (d. h. des Wertes 0 der Entropie im allgemeinen, Sie sehen den Zusammenhang mit Informationstheorie) – versteht sich: in endlich vielen Schritten zu erweitern.[2] Dies gilt nicht in der unrelativistischen Wellenmechanik, aber ich habe seit einigen Jahren die Idee, daß das Sternsche Postulat in der Feldquantisierung, wo die Zahl der Freiheitsgrade $\infty$ ist, noch eine wichtige Zukunft haben könnte.* D. h., es könnte gerade der reine Fall sein,

dessen Unnatur sich dort durch Divergenzen rächt. Doch bin ich noch sehr weit davon entfernt, hieraus einen positiven Ansatz zu gewinnen.

Den Unterschied des Laplace-Spirit vom gnostischen (oder platonischen?) Demiurg haben Sie mir sehr schön auseinandergesetzt.[3]

Ich werde versuchen, Delbrück die Existenz Ihres Buches schonend beizubringen.[4] Meine Ausführungen über Neo-Darwinismus hatten ihn ganz wild gemacht. Er sprach von einem „plot of unemployed theoretical physicists against biology“,[5] wovon er später nur das Wort „unemployed“ fallenließ. Es kam mir aber gerade darauf an, an einem neuen Beispiel wiederum den fundamentalen Unterschied von „-ismus“ und „-logie“ aufzuzeigen. Eine „-logie“ wäre erst vorhanden, wenn Abschätzungen einer *Zeitskala* existieren würden!

Viele Grüße Ihr W. Pauli

[1] Vgl. den Brief [3064].
[2] Vgl. hierzu auch die Diskussionen mit Stern im Band **IV**/3, S. 604f.
* Die „Maximalbeobachtung“ müßte hier $\infty$ viele Eigenschwingungen mit beliebig hohen Energien umfassen, ist daher eine leere Fiktion.
[3] Nach gnostischer Auffassung emaniert der unfaßbare und unendlich erhabene oberste Gott eine Reihe verschiedener Wesen (Äonen), welche in absteigender Stufenfolge die übersinnliche Welt bevölkern. Der unterste dieser Äonen sinkt infolge seiner Begierlichkeit in die von dem Demiurgen (einem zuerst von Plato eingeführten und hier als eine Art niederer Gottheit aufgefaßten Weltschöpfer) beherrschte Sinnenwelt hinab, wo er sich zersplittert und gefangen wird. So entsteht die Gefangenschaft des höheren Prinzips in der Welt der Materie (hyle), aus der nur wahre Erkenntnis (gnosis) befreien kann. Vgl. hierzu das auch von Pauli häufig konsultierte Werk über die *Gnosis* [1924] von Hans Leisegang sowie die beim Artemis Verlag erschienene und von Werner Foerster [1969, 1971] herausgegebenen Quellensammlungen.
[4] Vgl. den Brief [3075].
[5] Vgl. Band **IV**//2, S. 766.

## [3068] Pauli an Elsasser

### Brief Nr. 2 oder P. S. contra P. S.[1]

Zürich, 30. September 1958
[2. Brief]

Lieber Herr Elsasser!

Inzwischen habe ich zu Nacht gegessen, habe länger und länger über Ihr P. S. nachgedacht, und schließlich bin ich dagegen. Ich schreibe das Folgende nicht so sehr als endgültige Meinung, als vielmehr in der Hoffnung, von Ihnen eines Besseren belehrt zu werden.

Was ist das Prinzip „in a mechanical-statistical system, information cannot be generated de novo“?

Antithese: entweder a) dieses Prinzip ist mit dem 2. Hauptsatz der Thermodynamik identisch, dann ist es überflüssig; oder b) nicht, dann ist es falsch. (N. B. Das hat schon einmal ein Moslem von allen übrigen Büchern in bezug auf den Koran gesagt. Bin also in schlechter Gesellschaft!)

Die Interpretation von Entropie als Maß unserer Information kenne ich von 2 Arbeiten von Szilard in Zeitschrift für Physik[2] (davon die zweite

über den Maxwellschen Dämon): Je größer die Kenntnis, desto kleiner die Entropie, maximale Kenntnis entspricht Entropie Null, die Information, die der Maxwellsche Dämon braucht, verbraucht *außen* Entropie; Information (Entropie-Verminderung) an einem System kann erzeugt (gewonnen) werden, wenn als Kompensation außerhalb des Systems Information verlorengeht (die Entropie wächst).

Das sind alte Geschichten aus den zwanziger Jahren.

These:

1. Außer dem so interpretierbaren 2. Hauptsatz der Thermodynamik *gibt es kein weiteres allgemeines Prinzip* über Information.

2. Brillouin hat überhaupt nichts gemacht, außer (für Industrielle, Ingenieure und sonstige Nichtwissenschaftler) Beispiele zu Szilard mehr schlecht als recht durchgerechnet.[3] (So ist es wenigstens in den wenigen papers von ihm, die ich kenne; den Rest habe ich nicht mehr zu lesen für nötig befunden.)

3. Da der Neo-Darwinismus dem 2. Hauptsatz nicht widerspricht, ist es unmöglich, ohne näher auf die Natur der Organismen einzugehen, über diesen etwas auszusagen.

Das sind also meine Gegenthesen gegen Sie. Ich lasse mich aber, wie gesagt, gerne eines Besseren belehren.

Warum kann nicht in einem Organismus Information de novo erzeugt werden, wenn außerhalb desselben (durch Metabolismus und sonst) noch mehr Information verlorengeht? Überhaupt „Information“ = – Entropie.

Das ist für die Logik. Das P. S. Ihres Briefes[4] schadet meines Erachtens nur der guten Sache gegen den Neo-Darwinismus. Z. B. „the survival of the feathers“ reduziert sich auf die *Definition der „feathers“*, diejenigen, welche die größte Chance hatten, zu überleben. Einer muß es ja sein, und diese Eigenschaft läßt sich *allgemein* in keiner Weise durch eine andere ersetzen.

Gegen p. 174–176 Ihres Buches[5] habe ich keinen Einwand.

Nochmals viele Grüße Ihr W. Pauli

[1] Pauli bezieht sich hiermit auf das Postskriptum (P. S.) zu Elsassers Brief [3064].
[2] Vgl. Szilard (1925, 1929).
[3] Vgl. Brillouin [1956].
[4] Vgl. den Brief [3064].
[5] Vgl. Elsasser [1958].

## [3069] Pauli an Heisenberg

[Zürich], 30. September 1958
[Maschinenschriftliche Durchschrift]

Lieber Heisenberg!

Dank für Dein Manuskript.[1] Natürlich habe ich nicht im einzelnen alles nachgerechnet (Gårding wird das ja ohnehin tun), habe aber keine Einwände, was die spezielle Diskussion der klassisch aufgefaßten Gleichung (1) betrifft.

Erstens habe ich jedoch den dringenden Wunsch, diese Diskussion möge ergänzt werden durch eine analoge für die neuere Wellengleichung mit dem $\gamma_5$-Term, welche die volle Isogruppe gestattet.

Zweitens ist es noch eine besondere Frage, ob man bei den nicht-linearen Theorien wirklich annehmen soll, daß sich die als Propagatoren bezeichneten Vakuumerwartungswerte (V.-E.) wie Lösungen der klassischen Gleichungen verhalten. Obwohl ich den logischen Zusammenhang dieser Annahme innerhalb des Argumentes mit meinen Genfer Einwänden wohl verstehe, glaube ich das eigentlich nicht. Es scheint mir natürlicher anzunehmen, daß die Vakuum-Erwartungswerte sich immer wie Distributionen verhalten, auch dann, wenn die klassischen Lösungen es nicht tun.

Wie geht es dem „Hamiltonoid" für das Lee-Modell?[2] Sobald ich von Glaser über die indefinite Metrik wieder etwas höre, was bis jetzt nicht der Fall ist, werde ich Dich auf dem Laufenden halten.

Viele Grüße stets Dein [W. Pauli]

[1] Heisenberg hatte in einem kleinen Manuskript seine alten Rechnungen über die Eigenschaften der Fortpflanzungsfunktionen der nichtlinearen Wellengleichung auf dem Lichtkegel zusammengeschrieben. (vgl. den Brief [3065]).

[2] Siehe hierzu auch Heisenbergs Antwortschreiben [3074].

## [3070] Pauli an Huber

[Zürich], 30. September 1958
[Maschinenschriftliche Durchschrift]

Lieber Herr Kollege Huber!

Beiliegend sende ich Ihnen die Kopie eines Briefes an Prof. Jaspers,[1] dessen Inhalt sich eng an ein Thema anschließt, über das wir bereits korrespondiert und diskutiert haben.[2]

In dem Brief an Jaspers wollte ich ohne Umschweife nur die Hauptsache herausschälen. Für Sie möchte ich aber gerne noch weitere Erläuterungen hinzufügen. Jaspers' Unterscheidung von Verstand und Vernunft ist mir keineswegs entgangen.[3] Da deutsche Philosophen die deutsche Sprache oft einseitig benützen, ist es mir oft nützlich, deren Termini in andere Sprachen zu übersetzen. Bei Verstand schwebt mir vor: lateinisch ratiocinatio (= diskursives Denken oder Schließen) oder intellectus, englisch: mind. Bei Vernunft: lateinisch ratio, englisch reason, vielleicht griechisch logos. Sie können mir vielleicht sagen, ob dies etwa die Jasperssche Konzeption betrifft.

Seine Unterscheidung ist lehrreich, läßt aber bei mir den in dem Brief an ihn formulierten Einwand fortbestehen. Die in Frage stehenden komplementären (im Bohrschen oder taoistischen Sinne) Gegensatzpaare sind für mich:

| | | |
|---|---|---|
| Bewußtsein | — | Unbewußtes |
| Denken | — | Fühlen |
| Vernunft | — | Instinkt |
| Logos | — | Eros |

Die sprachliche Fixierung zugunsten der einen Hälfte eines solchen Gegensatzpaares ist mir, gerade bei einem Philosophen, ein sicheres Symptom, daß bei ihm die menschliche Ganzheit psychologisch nicht erreicht, oder sogar blockiert ist. Nur aus der eigenen Ganzheit läßt sich ein Modell der Ganzheit finden, und nur symbolisch läßt sie sich darstellen!

Befriedigender ist mir Jaspers' religionsphilosophische Stellung. Insbesondere ist es mir sehr wichtig, daß er (l. c., p. 356)[4] unter dem, was „heute vergeblich von Theologen festgehalten wird", auch anführt:

der Anspruch einer spezifisch christlichen, von indischer und chinesischer wesensverschiedenen und über sie den Vorrang heischenden Offenbarung.

Damit stimme ich ganz überein. Läßt man diesen Anspruch fallen, so ergibt sich von selbst das Verlangen nach einem Gottesbegriff oder Gottesbild („Chiffre" = Bild), das oberhalb der Unterschiede des christlichen Gottes, des chinesischen Tao und des buddhistischen „Pfades der Erlösung"[5] steht.

Vielleicht sehen wir uns einmal, doch wäre ich auch für eine schriftliche Antwort sehr dankbar. Der Tod Kröners[6] war für mich ein harter Schlag, reißt er doch bei mir eine Lücke, die nicht ausgefüllt werden kann.

Inzwischen viele Grüße Ihr [W. Pauli]

[1] Vgl. den folgenden Brief [3071].

[2] Vgl. die Briefe [2665 und 2667]. – Gerhard Huber hatte nach eigener Angabe am 14. Oktober 1958 nochmals im Physikalischen Institut ein Gespräch mit Pauli geführt (siehe hierzu auch die Briefe [2665 und 2667]). Als Grundlage dieser Diskussion diente Jaspers gerade beim Piper Verlag erschienenes Buch *Die Atombombe und die Zukunft des Menschen*, von dem er Pauli ein Exemplar hatte zusenden lassen.

[3] Pauli bezieht sich auf das ihm von Jaspers zugesandte Buch *Die Atombombe und die Zukunft des Menschen*, in dem Jaspers diese Unterscheidung von Verstand und Vernunft vorgenommen hatte.

[4] Jaspers [1958, S. 356]. Pauli hat diese Stelle in seinem Exemplar ebenfalls angestrichen

[5] Siehe hierzu Band **IV**/2, S. XXX und insbesondere die ausgezeichnete Darstellung der indischen Heilslehre bei H. von Glasenapp [1958, S. 176f.].

[6] Paulis philosophischer Gesprächspartner Franz Kröner war nach einem längeren Krankenhausaufenthalt (vgl. den Brief [2454]) am 24. April 1958 gestorben. Siehe hierzu auch die biographischen Angaben über Kröner im Band **IV**/2, S. 111.

## [3071] Pauli an Jaspers[1]

[Zürich], 30. September 1958
[Maschinenschriftliche Durchschrift]

Sehr geehrter Herr Kollege!

Sie können sich denken, daß Ihr Buch „Die Atombombe und die Zukunft des Menschen",[2] das Sie mir so freundlicherweise als Geschenk senden ließen, auf das größte Interesse bei mir gestoßen ist. Nachdem ich es nunmehr zum größten Teil gelesen habe, darf ich wohl wagen, mich bei Ihnen hierfür zu bedanken.

Zwischen der allgemeinen Einstellung des Philosophen und der des Naturforschers gibt es wohl charakteristische Unterschiede, die Sie selbst auch deutlich gefühlt haben. Da Sie meinen eigenen kleinen Beitrag, meinen Mainzer Vortrag

von 1955,[3] für genügend wichtig hielten, um ihn zu zitieren (p. 280),[4] möchte ich hier den Versuch machen, das Gemeinsame und den Unterschied unserer Einstellungen zu dem Allgemeinen, durch die zugespitzte Lage der Gesamtkultur unserer Zeit aufgeworfenen Probleme noch weiter zu klären.

Gemeinsam scheint mir neben wichtigem Religionsphilosophischem (p. 356)[5] vor allem eine auf die Wandlung des Menschen gerichtete Tendenz. Was ferner das Mystische betrifft, so bin ich mir darüber klar, daß für den alten Typus des Mystikers (wie z. B. Meister Eckhart) auch dem geistigen Erleben des naturwissenschaftlichen Zeitalters (seit dem 17. Jahrhundert) kaum noch eine Möglichkeit in unserer Kultur vorhanden ist.

Gerade als heutiger Naturwissenschaftler kann ich aber, außerhalb eines mehr oder weniger eng begrenzten Gebietes, für Vernunft und Denken *nicht dasjenige Primat annehmen, das Sie, als Philosoph, diesen grundsätzlich zusprechen.* Wohl trete auch ich für ein unbegrenztes Kontrollrecht der Vernunft über Gedankensysteme ein; doch spreche ich von einer *extrarationalen Erkenntnis*, nämlich derjenigen, die durch andere Mittel als Vernunft erlangt ist. Diese extrarationale Erkenntnis halte ich für primär und wesentlich. Da ist ja nicht nur das Denken, sondern auch Instinkt, Gefühl, Intuition etc., und diese anderen psychologischen Funktionen scheinen mir dort, wo die Ganzheit des Menschen ergriffen wird (wie bei einer Wandlung, die auch Sie im Auge haben), als von größerer Wichtigkeit. Wenn das Denken allerdings diese anderen Funktionen objektiv beobachtet, ohne sie zu stören, wird es, sobald eine Wandlung sich vollzieht, von ihr ebenfalls mitergriffen, und eine „neue Denkweise“ kann entstehen.

Ist dieser Unterschied des Philosophen und des Naturwissenschaftlers nur ein äußerlicher der Terminologie, oder ist ein tieferer Unterschied der Einstellung zu deren Ganzem der Möglichkeiten einer jeden Philosophie dahinter?

Nochmals für Ihr ungemein anregendes Buch herzlichst dankend, bin ich

Ihr sehr ergebener [W. Pauli]

[1] Wahrscheinlich hatte Pauli in seinen Gesprächen mit Gerhard Huber (vgl. die Briefe [2665, 2667 und 3070]), der in Basel promoviert hatte, auch über dessen Lehrer Karl Jaspers und seine Weltanschauungen gesprochen. Der von der Psychopathologie herkommende und seit 1948 in Basel wirkende Philosoph vertrat in seinen zahlreichen Schriften einen existenzialphilosophischen Standpunkt und nahm auch zu den politischen und religiösen Fragen seiner Zeit kritische Stellung.

[2] Jaspers [1958]. Siehe auch den Brief [2590]. – Das Problem der Atombombe wurde damals im Zusammenhang mit der Frage einer nuklearen Aufrüstung der deutschen Bundeswehr heftig in der Öffentlichkeit diskutiert. Am 12. April 1957 hatten Carl Friedrich von Weizsäcker, Otto Hahn, Walther Gerlach, Wolfgang Riezler und andere Teilnehmer der in Bonn veranstalteten *Atomkonferenz* eine Erklärung gegen die nukleare Aufrüstung der Bundesrepublik aufgesetzt, die als *Manifest der Göttinger Achtzehn* bekannt geworden war. Vgl. hierzu insbesondere Wein [1988, S. 448ff.].

[3] Pauli (1955g).

[4] Während Jaspers dort das „ins Ästhetische, ins *Kultivierte*,“ ausweichende Gerede Oppenheimers anläßlich der Gefahren eines Atomkrieges kritisierte, sah er auch in Paulis Aufzeigen des *inneren Heilsweges* zur Überwindung der Gegensätze von rationalem Verstehen und mystischen Erleben keine „existentielle Wandlung“, sondern „eher ein Ausweichen ins Mystische.“ Deshalb versucht Pauli weiter unten seine Einstellung näher zu begründen.

[5] Auf diese Passage hatte Pauli auch in seinem vorangehenden Brief [3070] an Huber verwiesen.

## [3072] Pauli an Fierz

Zürich, 1. Oktober 1958

Lieber Herr Fierz!

Dank für Ihren Brief,[1] den ich heute auch Thellung und Chester gegeben habe.[2] Sie verstehen auch nichts von dem strong-coupling case (Größe 1), den ich also als hoffnungslos aufgebe. Dagegen fanden wir alle das Problem am Schluß Ihres Briefes für schwache Kopplung durchaus aussichtsreich, und wir wollen das weiter überlegen. Vielleicht komme ich darauf zurück, die schwache Kopplung ist ja *auch* etwas Positives!

Jost sah ich gestern zum ersten Mal kurz nach den Ferien, d. h. seit Mitte Juni. Betreffend Dispersionsrelationen und schwache Wechselwirkung war er viel weniger optimistisch als Symanzik.[3]

Wir sehen uns wohl bei der Hochzeit von David Speiser.[4]

Bis dahin viele Grüße und nochmals herzlichen Dank (trotz Ihres Versagens bei „B“. Es zeigte mir, daß mein Nichtverstehen nicht auf meine Altersverdummung zurückzuführen ist.) Ihr W. Pauli

[1] Vgl. den Brief [3066].
[2] Vgl. hierzu auch den Hinweis im Brief [3061].
[3] Vgl. hierzu auch die Briefe [3057 und 3061].
[4] Am 10. Oktober 1958 verheiratete sich David Speiser mit Ruth, der Tochter des 1940 verstorbenen Züricher Physikers Richard Bär. Im Anschluß an die Heiratszeremonie fand im Zunfthaus *Zur Meise* eine Feier statt, an der auch Pauli und zahlreiche andere Physiker teilnahmen (vgl. Enz [2002, S. 535]).

## [3073] Pauli an Meitner

Zürich, 3. Oktober 1958

Liebe Frau Meitner!

Mit vielen anderen Physikern sehe ich mit Freude Ihrem 80. Geburtstag am 7. November dieses Jahres entgegen. Noch ist es wohl zu früh, Ihnen zu gratulieren, doch dürfte es nicht zu früh sein, Ihnen schon jetzt ein Geschenk zu machen. Es war mir nicht möglich, zu diesem Termin etwas fertig zum Druck zu haben. Doch konnte ich rechtzeitig ein getyptes Manuskript einer erweiterten Fassung meines Vortrages über die Geschichte des Neutrinos fertigstellen, das ich hier für Sie persönlich beilege.[1] (Natürlich ist es die Idee, daß Sie es behalten mögen.)

Sie sind die erste, die dieses Manuskript erhält und ich bin sehr gespannt, ob Sie an meiner Darstellung, insbesondere der älteren Geschichte, etwas auszusetzen haben. Ich habe wesentlich mehr gelesen als das, was im Manuskript zitiert ist. Doch scheint mir das Angeführte für die heutigen Leser genügend. Auch die ältere Geschichte findet heute vielfach Interesse, insbesondere hat Herr Reines (Los Alamos) mich um eine Kopie gebeten.[2] Sobald eine englische Übersetzung vorliegen wird, werde ich sie ihm schicken.

Haben Sie nochmals meinen wärmsten Dank für die Überlassung der Kopie meines eigenen Briefes[3] an die Tübinger Tagung von 1930. Wie Sie sehen werden, habe ich diesen Brief in Gänze aufgenommen.

Bohr hat mich ja noch lange nach Aufstellung der Wellenmechanik reichlich geplagt mit seiner Idee, daß beim $\beta$-Zerfall der Energiesatz nur statistisch gelten solle. Dieses habe ich auch hervorgehoben, doch habe ich eine Unterscheidung eingeführt zwischen dieser spezielleren Idee von ihm und seiner *allgemeineren* These, man müsse auf diesem Gebiet „auf Überraschungen gefaßt" sein.

Nun bin ich also sehr neugierig auf Ihr Urteil und Ihre Kritik. Dieser Vortrag soll in eine Sammlung verschiedener, verstreut bereits veröffentlichter Vorträge von mir aufgenommen werden, die auf englisch (Interscience Publishers) und auf deutsch (Vieweg) als Buch erscheinen soll.[4]

Dort wird auch mein Artikel in „Experientia"[5] aufgenommen, auf den ich im Neutrino-Vortrag Bezug nehme und von dem ich gerne einen Sonderdruck für Sie hier beilege.

Mit vielen herzlichen Grüßen und allen guten Wünschen für Ihr Wohlergehen

Ihr alter W. Pauli

[1] Vgl. Pauli (1958k).

[2] Reines hatte Pauli am 12. September 1958 in seinem Züricher Arbeitszimmer besucht, wie er später (am 23. Februar 1961) Franca Pauli mitteilte. Bei dieser Gelegenheit erzählte ihm Pauli Einzelheiten aus der Geschichte des Neutrinos, die er auf einem Zettel festhielt. Eine Kopie dieses Zettels hat Reines der Witwe überlassen.

[3] Siehe den Brief [259] vom 4. Dezember 1930. Vgl. hierzu auch den Brief [2410].

[4] Zunächst sollte von diesen *Aufsätzen und Vorträgen über Physik und Erkenntnistheorie* infolge seines vorzeitigen Todes nur eine deutsche Ausgabe erscheinen (vgl. hierzu insbesondere Enz' Einleitung zur englischen Ausgabe [1994] sowie Lise Meitners Schreiben vom 22. Juni 1959 an Franca Pauli).

[5] Pauli (1958d).

## [3074] Heisenberg an Pauli

München, 5. Oktober 1958[1]

Lieber Pauli!

Vielen Dank für Deinen Brief![2] Mit dem Inhalt bin ich aber nur halb zufrieden, da mir der Satz „Es scheint mir natürlicher anzunehmen, daß sich die Vakuum-Erwartungswerte immer wie Distributionen verhalten" eine ganz unzulässige mathematische Leichtfertigkeit darzustellen scheint. Ich möchte daher mit einer Gegenfrage antworten:

Man betrachte den Operator

$$\chi_\alpha(xx') = e^{i[\bar\psi_\nu(x')a_\nu + \bar a_\nu \psi_\nu(x')]}\psi_\alpha(x)e^{-i[\ldots]},$$

der bekanntlich die Wellengleichung befriedigen muß. (Dabei sei an die Entwicklungsreihe:

$$e^O \psi e^{-O} = \psi + [O\psi] + \frac{1}{2}[O[O\psi]] + \frac{1}{6}[O[O[O\psi]]] + \ldots$$

erinnert, die gerade am Lichtkegel besonders schnell konvergieren sollte, wenn $\{\bar\psi\psi\}$ dort nahezu eine $c$-Zahl wird. Konvergieren sollte sie aber immer, auch unabhängig von dieser Annahme.)

Meine Frage lautet nun: *Welches Verhalten des Operators* $\chi_\alpha(xx')$, *bzw. seines Erwartungswertes am Lichtkegel scheint Dir „natürlich“??* Es gibt da offenbar, solange man die klassische Logik verwendet, zwei Möglichkeiten:

a) Der Erwartungswert von $\chi$ enthält $\delta$ bzw. $\delta'$-Funktionen auf dem Lichtkegel.

b) Der Erwartungswert von $\chi$ enthält *keine* $\delta$ oder $\delta'$-Funktionen auf dem Lichtkegel.

Wenn Du a) für das „Natürliche“ hältst, so lautet meine zweite Frage: *Wie verträgt sich diese Annahme mit der Tatsache, daß* $\chi$ *der Wellengleichung genügt??* Du stehst hier vor der wenig beneidenswerten Aufgabe, mir erklären zu müssen, was die 3. Potenz einer $\delta$-Funktion bedeutet und wie damit die Differentialgleichung befriedigt werden kann.

Wenn Du aber b) für das „Natürliche“ hältst, so lautet meine zweite Frage: *Wie verträgt sich b) mit Deiner Annahme, daß* $\{\bar{\psi}\psi\}$ *die* $\delta$*-Funktion enthalten soll?*

Also ich wäre Dir für eine Beantwortung dieser Fragen sehr dankbar, da sie zur Klärung unserer verschiedenen ‚Stimmungen‘ der Feldtheorie gegenüber viel beitragen kann.

Über die isoinvariante Gleichung glaube ich zwar qualitativ jetzt Bescheid zu wissen, aber ich kann die Lösungen noch nicht quantitativ angeben. Es gibt hier zunächst eine Gruppe von trivialen, zweikomponentigen Neutrinolösungen, in denen die Wechselwirkung gar nicht vorkommt. Diese Lösungen sind durch $\gamma_5\psi = \psi$ oder $\gamma_5\psi = -\psi$ charakterisiert; diese Lösungen können natürlich auch $\delta$-Funktionen enthalten (sie *müssen* es sogar, wenn sie raumartig verschwinden sollen). Daneben gibt es die viel allgemeinere Gruppe der Lösungen, die die Wechselwirkung enthalten (d. h., bei denen das Glied dritter Ordnung nicht überall verschwindet). Es sieht so aus (aber da bin ich noch nicht sicher), als könne die Lösung selbst nicht gleichzeitig invariant gegen die homogene Lorentzgruppe und die Isogruppe sein. (Das könnte mit der Symmetrieverminderung zu tun haben!) Jedenfalls aber gibt es bei den Lösungen mit Wechselwirkung *keine* $\delta$-Funktion auf dem Lichtkegel.

An dem „Hamiltonoid“ habe ich noch nicht weitergearbeitet, weil ich noch keine Zeit hatte. Ich halte es aber für ein wichtiges Thema.

Zur Frage der Vertauschungs-Relationen möchte ich noch allgemein bemerken: die richtige Quantisierungsvorschrift für jede beliebige kausale Quantenfeldtheorie muß natürlich einfach lauten: „Der Kommutator verschwindet für raumartige Abstände, verschwindet aber nicht überall für zeitartige Abstände“. *Alles übrige* muß aus der Wellengleichung folgen (z. B. die $\delta$-Funktion bei linearen Theorien, die indefinite Metrik und die Oszillationen bei nichtlinearen). Unbestimmt bleiben dabei nur triviale Maßstabsfaktoren, z. B. der Faktor der $\delta$-Funktion.

Aber beantworte mir bitte meine Fragen über das „natürliche“ Verhalten von $\chi_\alpha(xx')$!

Viele herzliche Grüße! Dein W. Heisenberg

[1] Zusatz von Pauli: „Beantwortet 8. Oktober.“

[2] Vgl. den Brief [3069].

## [3075] Pauli an Delbrück

Zürich, 6. Oktober 1958

Lieber Max!

Es hat sich mir inzwischen einiges Material, teils von außen kommend, angesammelt, über das ich Dir schreiben will. Das tue ich herzlich gerne nach jenem denkwürdigen Abend im April in Deinem Hause in Pasadena, wo wir 3 einander menschlich nahekamen.[1] Insbesondere kann ich aber die liebe, auf alte Zeiten zurückgehende Weise nicht vergessen, wie Du Dich am Tag darauf von mir verabschiedet hast. Ich habe das Gefühl, daß da zwischen uns etwas erneuert worden ist und daß es wichtig war.

Nun ist das Problem, etwas Ordnung in den ein wenig heterogenen Stoff dieses Briefes zu bringen, der in Gefahr ist, viel zu lang zu werden. Was allem gemeinsam ist, das ist das Motiv von Stücken der Vergangenheit, die zurückkommen, weil sie wieder von aktueller Bedeutung sind. Ich glaube ja nun (aufgrund persönlicher Erfahrungen), man soll von Leuten, denen man einmal mehr als oberflächlich begegnet ist – sei es nun Mann oder Frau – unbedingt wissen, was aus ihnen später geworden ist. Und durch dies Zurückkommende zieht sich, in unserer Beziehung in mannigfaltiger Weise verwoben, das Problem der Beziehung von Physik und Biologie, das nach Deinem letzten Manuskript[2] (wann und wo erscheint es nun?) wohl einen Schritt weiterkam, aber – worin wir übereinstimmen – als noch unerledigt gelten muß. Doch das kommt später. Beginnen wir so:

### *1. Lise Meitner und das Neutrino*

Sie hat am 7. November dieses Jahres ihren 80. Geburtstag. Da ich weiß, daß zwischen Dir und ihr neben der wissenschaftlichen auch eine menschlich-freundschaftliche Beziehung bestand, dürfte es um so mehr angemessen sein, wenn Du ihr ein paar Zeilen mit Glückwünschen zum 80. Geburtstag schreibst.[3] Ihre Adresse ist: *Stockholm*, Bragevägen 12. Sie wird sich sicher sehr freuen, bei dieser festlichen Gelegenheit auch von Dir zu hören. Ihre Gesundheit ist recht gut, sie macht viele Reisen, auch nach Deutschland und nach Wien.[4] Ihr Gedächtnis läßt allerdings nun etwas nach.

Es war dieser Termin (7. November), der mich bestimmte, mit diesem Brief an Dich nicht länger zu warten. Der gleiche Termin bestimmte mich, die erweiterte Fassung eines Vortrages von mir: „Zur älteren und neueren Geschichte des Neutrino“[5] nunmehr fertig aufzuschreiben. (Soll in einer Sammlung von Aufsätzen von mir in einem Buch erscheinen, englisch und deutsch.) Damit bin ich nun fertig, es wurden etwa 40 getypte Seiten, und die erste Kopie davon ging, eben als Geburtstagsgeschenk, an „die Lise“ ab.[6]

Die Geschichte dieses närrischen Kindes meiner Lebenskrise (1930/31) – das sich auch weiter recht närrisch aufgeführt hat – beginnt ja mit jenen heftigen Diskussionen zwischen ihr und Ellis über das kontinuierliche $\beta$-Spektrum,[7] die gleich mein Interesse geweckt haben. (N. B. Was ist aus Ellis geworden,[8] einem Mann etwa in meinem Alter? Antwort: er hat die Wissenschaft ganz aufgegeben und hat sich aufs Geldverdienen verlegt; und zwar im englisch-amerikanischen

Kohle- und Tabakhandel – wobei ich immer vergesse, was bei ihm früher, was später kam: die Kohle oder der Tabak?)

Hier nur kurz persönliche Erinnerungen zur Geschichte des Neutrino[9] aus dem Jahr 1931, die für Dich interessant sein dürften. Du wirst sie in meinem Aufsatz *nicht* finden. Denn schließlich wollen wir unser Handeln so einrichten, daß einiges allzu Menschliche auch mit uns verschwinden kann, wenn wir einmal sterben.

Über das Neutrino habe ich ja 1931 in *Pasadena* zum ersten Mal öffentlich vorgetragen – the english language comes natural by talking of the Pasadena of 1931.[10] Unfortunately, I may say, I had to live in the house of Millikan for some while.[11] An abbreviate description of the atmosphere in his house – at least of my impression of it – is this: he wanted implicitely to convince the visitor that he (Millikan) could every morning transform the blood of Christ into orange juice (and on Sundays, in the afternoon, too).[12] I was glad, when I moved out into the Athenaeum[13] where Epstein – whom I saw again at my last visit and found him unchanged, apart from the beard – often fetched me for some excursion. In his home the atmosphere was very different, namely with some Freudian touch.

Complementary to the Millikan-house, but causally related to it, by the prohibition, were my experiences in the speakeasies of Chicago at the same trip. But this I have to omit from this already too long letter. Here I only want to mention for you, that once a very remarkable personality with a dark beard (very rare in the States at that time) passed by (he wanted to get some money out of Millikan, who was then president of the Caltech.): it was *Morgan* of the drosophila.[14] It was very briefly, that I saw him, but I shall not forget him, he was so full of energy and vitality.

In the fall of the same year 1931 I went to the Nuclear physics meeting in Rome, where – as you know – I also met you.[15] (Before, I saw the holy Compton drinking a glass of wine in Amalfi, as I can swear before every judge or public notary.)

It is strange, how far away this time seems to be for the younger American generation of today. For them it is now literature – and far away, like for us the middle ages. America has changed so quickly.

Now to Rome: you know it. So I don't need to describe the Congress, nor Bohr with his spiritual somersaults of an only statistical validity of the energy law for the $\beta$-decay – and this long after the establishment of wave-mechanics. And on the other side Fermi. But this will you find again in my lecture.

You will not find, however, my remembrances on the dancing party in Rome with you, Gamow, Ellis, Blackett etc. and the ladies. This may go under in peace, when we die. But for me personally the history of the neutrino is unseparably connected with your – very *un*successful – flirtation with Eve Curie at that party.[16] She had a sincere veneration for her old mother, whom she accompanied at the Rome meeting, but otherwise this icy woman had nothing in her mind than publicity, newspapers with her name in, etc. Why she should have had any interest in you, if there was no chance for her to increase her publicity with your help?

I have never seen Eve again since these days. I heard once, that she is married now – but without you, I have no interest for her.

So much about the neutrino.

*2. Timoféeff-Ressovsky*

Das wird für mich ein ganz kurzer Abschnitt, ich kannte ihn ja nicht persönlich. Aber 2 Blätter aus einem Brief von Dr. P. Rosbaud – jetzt in London, während des Krieges in Berlin; ein guter Bekannter von mir aus dem Buchgeschäft. Du kennst ihn wohl auch – über Timoféeff liegen bei.[17] Ich brauche sie nicht zurück.

Timoféeff-Ressovsky ist ja auch ein Stück aus Deiner Berliner Vergangenheit. Nun scheint seine deutsch-russische Leidensgeschichte – allerdings nach Verlust seines Sohnes – ein wenigstens relatives happy end zu haben.[18] Vielleicht kannst Du ihm einmal Sonderdrucke schicken nach der Adresse, die auf dem beiliegenden Blatt steht.

Ich weiß nicht, wie weit das, was Rosbaud berichtet, Dir neu ist; vielleicht weißt Du das alles ohnehin schon.

Mit Timoféeff-Ressovsky haben wir uns aber nun dem Thema Physik und Biologie genähert.

*3. Über Physik/Biologie, Bohr und auch über Deinen quasipolitischen Traum*[19]

Wenn ich mit dem letzteren beginne, weil dies das andere nach sich ziehen wird, muß ich etwas weiter ausholen. „Traumdeutung“ ist keine in unserem Sinne wissenschaftliche Angelegenheit.[20] Ich bin sehr viel bescheidener und spreche nur von „meiner Reaktion“ auf den Traum. Letzten Endes ist nur wichtig, was der Träumer (in diesem Falle also Du) selber dazu fühlt, denkt und sagen kann. Ein anderer kann nur Hinweise geben auf mögliche Betrachtungsweisen des Trauminhaltes (ich glaube gar *nicht*, daß „Deutung“ da *eindeutig* ist) und kann dann wieder beim Träumer Reaktionen *auslösen*. Es entsteht dann eine Art von Konversation, die aber, wenn ernst gemeint, keineswegs harmlos ist. Vielmehr können da leicht Intimitäten des Gefühlslebens angerührt werden. Sogar die geistige Produktivität des Mannes ist viel mehr mit solchen verknüpft, als man gewöhnlich annimmt (siehe meinen Kepler-Artikel).[21]

Ich wollte deshalb *nicht* an jenem Abend in Anwesenheit der beiden anderen Gäste ein solches Gespräch in Gang bringen, sondern blieb mit meinem poker-face sitzen. Wahrscheinlich meinten alle, ich hätte die ganze Sache entweder überhört oder sie hätte mich nicht interessiert. Aber das Gegenteil ist richtig: ich hatte schon deshalb ein sehr reges Interesse, weil ich in den letzten Jahren oft von Dir geträumt habe.[22] Diese Träume von mir hatte ich immer mit dem Physik/Biologie-Problem in Verbindung gebracht. Seit unserer letzten Begegnung hatte ich übrigens nicht mehr solche Träume, vielleicht weil das Problem nun in ein neues Stadium getreten ist.

Jedenfalls war also mein Interesse wach, war es doch das erste Mal, daß ich Dich über einen Traum von Dir in meiner Gegenwart sprechen hörte. Natürlich will ich ja niemandem dieses besondere Thema aufdrängen, die Tatsache aber,

daß Du nun damit selbst angefangen hast (sie ist nicht harmlos), ändert für mich die Sachlage.

In einem Brief ist die Diskussion in gewisser Hinsicht einfacher: niemand hört zu und Du brauchst gar nicht zu antworten darauf. Vielleicht spricht das, was ich sage, Dich an – oder vielleicht auch nicht.

Zunächst eine prinzipielle Bemerkung: es ist sehr leicht, einen Traum im Sinne einer das Erlebnis des Träumers *entwertenden* Weise zu „deuten" (das tat auch einer der Anwesenden, nachdem Du den Traum erzählt hattest, der Dir offenbar ein starkes Erlebnis war) – z. B. in Anlehnung an Freud – daß Träume „nichts als" Wunscherfüllungen sind.[23] Damit kann ich mich aber gar nicht zufrieden geben, weder geistig noch menschlich. Denn ich möchte annehmen, daß ein Traum doch etwas an das Bewußtsein des Träumers heranbringt, was vorher nicht als Inhalt in diesem enthalten war. Wie schön es aber wäre, wenn ein Wunsch in Erfüllung ginge, weiß der Träumer doch schon vorher.

Ein anderes Extrem wäre, den Traum konkret, at its face value, zu nehmen unter dem Gesichtspunkt, daß es prophetische Träume gibt. Ich will dies nicht prinzipiell abstreiten, aber ich kenne kein Kriterium, wann ein Traum prophetisch ist und wann nicht: Dieser Aspekt des Traumes ist nicht derjenige, der mich interessiert. Auf keinen Fall würde ich je Deinen Traum von der Einstellung der bomb-test und deren Verkündigung durch Autoritäten wie Eisenhower (ich glaube, es war noch eine zweite russische Autorität im Traum, aber ich kann mich leider nicht mehr genau erinnern) dazu verwenden, um politische Prognosen zu machen.

Aber mit Ausschluß dieser beiden Extreme wird der Traum für mich erst wirklich interessant. Denn nun ist meine Aufmerksamkeit, vom Konkretismus abgewandt, auf die mehr *abstrakte Struktur des Traumes* gerichtet: da sind zwei Parteien, sie bekämpfen einander, schmieden Waffen gegeneinander – also: *ein Konflikt, ein Gegensatzpaar*.[24] Dieser *Konflikt* wird durch einen Machtspruch von zwei „großen Herren" wenigstens *temporär stillgelegt*.

So sehe ich nun also *Dich*, Deine *innere* Situation und Dein *Erlebnis*, als der Traum stattfand.

Was für ein stark *positiver* Traum!

Es gibt viele Gegensatzpaare, die in Betracht kommen:[25]

bewußt — unbewußt
Denken — Gefühl
Mann — Frau

und

Physik — Biologie.

Beim modernen Menschen des 20. Jahrhunderts wird gewöhnlich das Unbewußte abgesperrt *hinter* einem „eisernen Vorhang" gehalten, und *vor* diesem ist sein Bewußtsein. Dafür steht im Traum:

Rußland — Amerika.

Ich möchte nun weiter die Autoritäten (Eisenhower etc.) des Traumes als Bilder für unsichtbare, anordnende Instanzen der Kollektivpsyche nehmen.

Wenn diese auf ein Bewußtsein treffen, entstehen die Bilder überragender oder übermächtiger Personen. Dies wären die „Archetypen“ im Jungschen Sinne. (Vgl. darüber meinen Kepler-Aufsatz sowie meinen Artikel in „Dialectica“ 1955,[26] von dem ich einen Sonderdruck an Dich senden lasse. Dort eine *kritische* Auseinandersetzung mit dem Begriff „Archetypus“. Ich hänge nicht an dem Wort. – Kepler verwendet es *nur* für mathematische Ideen.)

Nun ist die *Vereinigung der Gegensätze* tatsächlich eine „typische“, „archetypische“ Situation. Es ist die Conjunctio von Sol und Luna der Alchemisten. {Vgl. hierzu Tafel II und III von Robert Fludd, nach p. 118 meines Keplerartikels. Die Entstehung des „Sonnenkindes“ (infans solaris) ist eine Spezialität von Fludd. Bei den Alchemisten ist die Conjunctio von Sol und Luna die „chymische Hochzeit“.}[27] *Die „typische“ Situation Deines Traumes scheint mir demnach der ‚Conjunctio‘ zu entsprechen*. Zu betonen ist aber, daß bei Deinem Traum nur ein *temporäres* „Einstellen des Rüstens“ in dem Konflikt erfolgt.

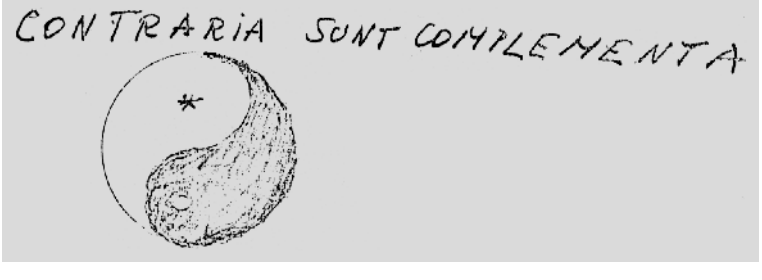
Es gehören hierher auch die chinesischen polaren Prinzipien von Yin (weiblich, dunkel) und Yang (männlich, licht). Das chinesische Zeichen *Tai-Gi* = der Ursprung (wörtlich: der Firstbalken), auf das ich sogleich zurückkomme, stellt ebenfalls eine Conjunctio dar.[28]

Es ist mir wahrscheinlich, daß der Traum eine *Gesamtsituation* bei Dir darstellt, die sich *sowohl* im persönlichen Privatleben *als auch* objektiv-geistig äußern kann.

Nun habe ich unter den Gegensatzpaaren auch Physik-Biologie mit Absicht angeführt. In der Tat fiel mir stark auf (als ich in Italien begann, über Deinen Traum nachzudenken),[29] daß die *Situation in Deinem Manuskript über Physik-Biologie eben dieselbe* ist: Zwischen zwei Parteien findet, wenigstens vorläufig, eine Stillegung des Konfliktes – im Sinne der Bohrschen Komplementarität – statt.

Nun hat Bohr selbst seine Komplementarität bei einer merkwürdigen Gelegenheit sozusagen „archetypisch“ eingereiht: Als der dänische Elephantenorden nach dem Krieg an Bohr verliehen wurde, mußte er – wie jeder Träger dieses Ordens – ein Wappen für sich aussuchen. Dieses wird dann an dem Orden auch äußerlich angefertigt und findet sich an verschiedenen Bild-Darstellungen.[30]

Zu meinem Erstaunen fand ich, daß Bohr *eben jenes chinesische Zeichen ‚Tai-Gi‘* (ich kannte es sehr wohl aus den Schriften von R. Wilhelm über das Buch der Wandlungen[31] und über Konfuzius:[32] ein schwarzer Punkt in einem weißen, ein weißer in einem schwarzen Feld[33] – denn wenn *ein* Prinzip seinen Höhepunkt erreicht hat, wird in seinem Inneren insgeheim das zu diesem Polare geboren) *sich als Wappen gewählt hat*. Dieses sieht nun so aus



Die Überschrift ist von Bohr, das Zeichen das chinesische – das ganze ist Bohrs selbstgewähltes Wappen. Er sagte mir darüber nur, das chinesische Symbol hätte ihm sehr gefallen, als er es gesehen hat, und da habe er es aufgenommen.

So scheint Bohrs Komplementarität eine besondere Form der allgemeineren Idee der Gegensatzvereinigung, der ‚Conjunctio' zu sein. Ich hatte schon lange die Idee, daß unser p und q eine westlich-modernisierte Form des altchinesischen Yin-Yang sei.

Das Bewußtsein muß wissenschaftlich modern sein, aber der Traum bleibt „archaisch".

Bei Deinem Traum ist eine Besonderheit: die beiden Autoritäten, die den Stillstand der Rüstung anordnen, sind Herren dieser Welt, denen es um *Macht* zu tun ist. (Es hätte im Traum ja auch ein „alter Weiser" oder sonst ein Geistiger, z. B. Bohr, diese Rolle spielen können.) Auf Dich bezogen, würde das also heißen, daß eine Machtpsychologie, ein Machtstreben, ein „*Wille zur Macht*" vorhanden ist und daß innerhalb derselben eine Zweiteilung, ein Konflikt vorhanden ist.* Und dort ist im Traum temporär eine Einstellung der Feindseligkeiten, ein Waffen*stillstand* verkündet.

Weiter kann ich ohne Dich nicht kommen. Ich kann nur sagen: ‚so sehe *ich* es' oder ‚so ist *mein* Bild davon'.

Spricht es Dich an?

Manchmal scheint es mir, daß jener Abend bei Dir, d. h. bei Euch, diesem Bild auch irgendwie entsprach – aber jenes *Manuskript* von Dir,[34] das Dich emotional ja stark bewegte, war für mich *auch* ein wesentlicher Teil der Situation.

Zum Thema Physik-Biologie selber: ich bin froh, daß das Problem aus der speziellen Domäne der Evolution von Dir in einen viel allgemeineren Rahmen gestellt worden ist. Ich bin auch überzeugt, daß die Evolution von selbst in Ordnung käme, wenn das *allgemeinere* Problem der Beziehung Physik/Biologie besser geklärt wäre.**

Nun hat *W. M. Elsasser* (La Jolla) ein Buch geschrieben ‚The physical foundation of Biology'.[35] (Eben erschienen.) Evolution kommt darin ausdrücklich *nicht* vor. Er vertritt – sehr allgemein – ebenfalls die Möglichkeit von biologischen Gesetzen, die sich *nicht* auf Physik zurückführen lassen. (Aber für Dich ist die Abwesenheit der Evolution im Argument vielleicht eine notwendige, aber noch keine hinreichende Bedingung, um ein Argument für richtig zu halten.) Es ist sehr gewagt, wenn ein Physiker – so gut er auch wie Elsasser in Magneto-Hydrodynamik[36] und Informationstheorie Bescheid wissen mag – allein ein Buch über Biologie schreibt. Ich würde ganz gerne wissen, was Du davon hältst.

Das ist nun das Ende dieses langen, allzu langen Briefes. Aber es ist vielleicht fruchtbarer, ich schreibe solche Briefe, als ich schreibe zu viel Physik, die dann nicht mehr gut ist. In diesem Jahr 1958 versuchte ich in Physik bisher nur Sachen, die nicht gehen wollten. Nun muß ich einmal davon Abstand gewinnen und pausieren. *Du* sollst aber nicht Deine kostbare Zeit verlieren mit einer Antwort.[37] Hoffentlich macht es Dir Vergnügen, den Brief zu lesen – vielleicht einmal, wenn du mit Phycomyces gerade nicht vorwärtskommst. Jedenfalls wirst

Du noch sehen, daß ich an Dir recht warmen Anteil nehme. Ich werde Dir auch gar *nicht* so *oft* schreiben!

Alles Gute Euch beiden für diesen Winter. Franca war leider bei unserem letzten Treffen noch außerhalb geblieben. Wenn ich aber heute auf Frauen recht anders reagiere als zur Zeit meiner Lebenskrise, so ist das ihr Verdienst. Nächstes Frühjahr haben wir unsere silberne Hochzeit (25 Jahre) und wollen eine Reise nach Griechenland machen – ans Mittelmeer, das auch für Manny so wichtig geworden ist. Sage ihr, bitte, meine persönlichen Grüße in diesem Sinne. Die *konventionelle* Form liebt sie ja nicht, aber: „in der Beschränkung zeigt sich erst der Meister – und das Gesetz nur kann uns Freiheit geben“.[38]

Im Sinne Deines letzten Abschiedes herzlichst stets Dein Wolfgang

Herzliche Grüße auch an Weigle.

[1] Diesen Besuch bei den Delbrücks hatte Pauli auch schon in anderen Briefen erwähnt (vgl. u. a. den Brief [2968]).
[2] Vgl. Delbrück (1957).
[3] Vgl. hierzu auch die Meitner-Biographie [1996, S. 364] von Ruth Sime.
[4] Während der Berliner Max-Planck-Feier hatte Lise Meitner auch einen der Festvorträge gehalten.
[5] Vgl. Pauli (1958k).
[6] Siehe auch die Bemerkung zu dem Brief [3073] an Lise Meitner.
[7] Siehe hierzu die Bemerkungen über diese Kontroverse im Band **IV**/3, S. 751, 786 und 794.
[8] Weitere Angaben über Ellis' Lebenslauf findet man in Band **IV**/3, S. XIIIf. und bei Mackintosh (1995).
[9] Eine Darstellung der frühen Geschichte des Neutrinos ist in der Einleitung zu Band **IV**/3, S. VII–LXV des vorliegenden Briefwechsels enthalten.
[10] Vgl. hierzu Band **IV**/3, S. XLff.
[11] Vgl. hierzu auch Millikans 1950 erschienene Autobiographie, in der der erste amerikanische Nobelpreisträger auch in einseitiger Weise seine Verdienste gegenüber denen seiner Konkurrenten in den Vordergrund stellte.
[12] Walter Elsasser, der sich von 1936–1941 unter Millikans Leitung am *California Institute of Technology* in Pasadena mit Problemen der Meteorologie beschäftigte, berichtet in seiner Autobiographie [1978, S. 205ff.] über Millikans Eigenheiten: „When one came to know him better, one could recognize two contradictory trends in his make-up. On the one hand, he tended to be genuinely modest, no doubt due to his being the son of a clergyman with strict views. For instance, when in 1921 he was offered the presidency of the then novel Caltech, he insisted that his title be changed to Chairman of the Executive Council. But then, once he was at the head of a privately financed institution, he realized the necessity of successful propaganda to keep money flowing in. This corresponded to another side of his personality. He was forever giving speeches about science and the exploration of nature, sonorous and somewhat lyrical. Science and Religion was one of his preferred subjects, presented before wealthy audiences, . . . . Once, when a new building was being errected on the campus, someone had painted on the wooden fence surrounding the site: Jesus saves. Two days later the students had elaborated on this; it said underneath: But Millikan gets the credit.“
[13] Das von dem berühmten kalifornischen Astronomen und Direktor des *Mount Wilson Observatory* George Ellery Hale nach Vorbild des gleichnamigen Londoner Clubs im italienischen Renaissance Stil empfundene *Athenaeum* am *California Institute of Technology*, „as a social rendezvouz where members and friends may hear discussions of topics of interest … by those best prepared to tell of the fascinating developments in science and art, literature, history and government,“ war gerade im Oktober 1930 fertiggestellt worden. Zu den ersten Gästen gehörte auch Albert Einstein, der Anfang 1931 drei Monate eine Suite im dritten Stock des Athenaeums bewohnte (vgl. Goodstein [1991, S. 100f.]).
[14] Den Genetiker Thomas Hunt Morgan (1866–1945) hatte Pauli auch schon in seinen Briefen [1710 und 1720] erwähnt. Vgl. hierzu die Biographien von Allen [1978] und von Jaffe (1980).

[15] Obwohl Delbrück nicht in der Teilnehmerliste des *Convegno di fisica nucleare* aufgeführt ist (vgl. hierzu Band **IV**/3, S. XLIIf.), befinden sich in den Kongreß-Berichten [1931, S. 165 und 168] zwei Hinweise, die seine Anwesenheit bezeugen.
[16] Pauli erwähnte diese Begebenheit auch schon in seinem Brief [2356] an Rasetti (vgl. Band **IV**/3, S. 692). – Eve Curie verfaßte 1938 auch die Biographie ihrer von ihr sehr verehrten Mutter.
[17] Diese Beilage ist leider nicht erhalten.
[18] Der russische Genetiker Nikolai Vladimirovich Timoféeff-Ressovsky (1900–1981) hatte zusammen mit Karl G. Zimmer und Delbrück während der 30er Jahre am Berliner *Kaiser-Wilhelm-Institut für Hirnforschung* die sog. Treffertheorie für strahlungsinduzierte Mutationen entwickelt. Weil er sich geweigert hatte, in seine Heimat zurückzukehren, kam er nach dem Zweiten Weltkrieg zuerst in eines der berüchtigten sowjetischen Gefangenenlager und anschließend in ein geheimes bei Swerdlowsk im Ural gelegenes biologisches Strahlungslabor. Erst zwei Jahre nach Stalins Tod, nachdem Lysenkos Einfluß in der Sowjetunion abzunehmen begann (vgl. Band **IV**/3, S. 47f.), wurde er durch einen Amnestie-Erlaß aus dem Jahre 1955 wieder freigelassen. Vgl. hierzu den Aufsatz von Paul und Krimbas (1992).
[19] Siehe hierzu die Bemerkung über Delbrücks mitgeteilten Traum in Paulis vorangehenden Brief [3049].
[20] Pauli stützt sich hier vollständig auf die uns bereits aus anderen Briefen geläufigen Jungschen Auffassungen.
[21] Vgl. Pauli (1952a).
[22] Vgl. hierzu die Bemerkungen in dem (in der Anlage zum Brief [2586] wiedergegebenen) Gespräch mit Hans Bender und die Briefe [2588 und 2728].
[23] Gemäß der Freudschen Theorie gewähren die Träume Einblicke in meist peinlich unangenehme und deshalb verdrängte Erlebnisse, die von dem Unbewußten nur im Schlaf, sobald die Zensur durch das Bewußtsein nachläßt, freigegeben werden und durch deren Bewußtmachen psychische Störungen beseitigt werden können (vgl. Freud [1900/1977, S. 448ff.]). Nach Jungs Auffassung dagegen steigen in den Träumen unbewußte, z. T. bereits ererbte Seeleninhalte auf, die zuweilen auch mit tiefgreifenden Änderungen der Persönlichkeitsstruktur des Träumers einhergehen und deren Verständnis dem Träumer eine Bereicherung bescheren. Vgl. hierzu Liliane Freys Aufsatz (1955, S. 69ff.) über die Anfänge der Tiefenpsychologie sowie Jungs eigene Bemerkungen [1954] in seinem Buch *Von den Wurzeln des Bewußtseins*.
[24] Siehe hierzu den Kommentar über die geistesgeschichtliche Bedeutung der Gegensatzproblematik im Band **IV**/1, S. 373f.
[25] Weitere Beispiele solcher Gegensatzpaare und ihrer quantentheoretischen Fortsetzung hat Pauli ausführlich in seinem Schreiben [1526] an Jung (vgl. Band **IV**/2, S. 48 und 53) zusammengestellt.
[26] Pauli (1952a und 1954b). – Der letztere Beitrag war für das am 26. Juli 1955 veranstaltete Jubiläum des 80. Geburtstag von C. G. Jung bestimmt. Obwohl das Heft 4 von Band **8** der Zeitschrift *Dialectica* auf seinem Titelblatt das Datum 15. Dezember 1954 trägt, muß es erst zu einem späteren Zeitpunkt ausgeliefert worden sein. Während Pauli noch an seinem Aufsatz arbeitete, teilte er Marie-Louise von Franz in einem Schreiben [1988] vom 23. Januar 1955 mit, der Beitrag soll „gemäß Termin der Redaktion – bis Ende Februar abgeliefert werden"! – Zur Entstehung dieses Festschrifts-Beitrags siehe auch den Kommentar im Band **IV**/3, S. 710ff.
[27] Paulis großes Interesse an derartigen Fragen offenbarte sich auch bei seiner Lektüre, wie z. B. des Anno 1459 erschienenen Werkes *Chymische Hochzeit* von Christian Rosencreutz, von dem er einen Nachdruck aus dem Jahre 1922 besaß.
[28] In dem von dem Sinologen Richard Wilhelm verdeutschten und erläuterten Orakelbuch *I Ging* [1924, 1. und 2. Buch, S. VIII], das Pauli weiter unten zitiert, heißt es: „Der Grundgedanke des Ganzen ist der Gedanke der Wandlung. … Der Blick richtet sich für den, der die Wandlung erkannt hat, nicht mehr auf die vorüberfließenden Einzeldinge, sondern auf das unwandelbare ewige Gesetz, das in allem Wandel wirkt. Dieses Gesetz ist der *Sinn* des Laotse, der Lauf, das Eine in allem Vielen. Um sich zu verwirklichen, bedarf es einer Entscheidung, einer Setzung. Diese Grundsetzung ist der große Uranfang alles dessen was ist: Tai Gi, eigentlich: der Firstbalken. Die spätere Philosophie hat sich mit diesem Uranfang viel beschäftigt. Man hat den Wu Gi, den Uranfang, als Kreis gezeichnet, und Tai Gi war dann der in Licht und Dunkel, Yin und Yang, geteilte Kreis, der auch in Indien und Europa eine Rolle spielte."
[29] Vgl. das erwähnte Schreiben [3049].
[30] Siehe hierzu auch die Erklärungen in Band **IV**/3, S. 663.

[31] Vgl. Wilhelm [1924].
[32] Richard Wilhelms Buch [1948] *Lao-tse und der Taoismus* hatte Pauli im Oktober 1950 Niels Bohr zum 65. Geburtstag geschenkt (vgl. Band **IV**/1, S. 169ff.).
[33] Siehe hierzu insbesondere Richard Wilhelms Erklärung zum 1. Abschnitt *Verkörperung des Sinns* seiner Übertragung des *Tao Te King* von Laotse [1921, S.89f.], wo sich auch eine solche Abbildung der hier von Pauli gezeichneten symbolischen Figur befindet.
* Siehe hierzu: Francis Bacon's ‚knowledge is power' – Machtwille hinter den Naturwissenschaften.
[34] Auch dieses Delbrücksche Manuskript einer Vorlesung vom November 1957 hatte Pauli schon mehrfach in seinen anderen Briefen [2968 und 3054] angesprochen.
** Es scheint, daß ich da rigoroser bin als Du in der Unterscheidung von „. . .ismus" und „. . .logie". (Siehe ‚Dialectica' 1957, Sonderdruck.) {Vgl. Pauli (1957f).}
[35] Elsasser [1958].
[36] Vgl. Elsasser (1939 und 1941). Über diese Aktivitäten berichtete Elsasser auch in seiner Autobiographie [1978, Chapter 9: Earth science].
[37] Delbrück beantwortete diesen Brief dennoch schon am 10. Oktober (vgl. den Brief [3083]).
[38] Zitat aus Goethes Schauspiel *Was wir bringen*, Ende des 19. Auftritts.

## [3076] Pauli an Trendelenburg

[Zürich], 6. Oktober 1958
[Maschinenschriftliche Durchschrift]

Sehr geehrter Herr Trendelenburg!

Ich habe soeben mit Prof. Heckmann (Hamburger Sternwarte) verabredet, daß ich am 20., 21. und 22. November in Hamburg sein werde.[1] Mein Vortrag soll am Freitag, den 21. November, nachmittags, stattfinden.

Es würde mich sehr freuen, wenn die Überreichung der Max Planck Medaille bei dieser Gelegenheit vor sich gehen könnte.

Mit den besten Grüßen Ihr sehr ergebener [W. Pauli]

[1] Vgl. hierzu den Brief [3037] und den Kommentar zum Brief [3110].

## [3077] Wu an Pauli

New York, 6. Oktober 1958
[Maschinenschriftliche Durchschrift]

Dear Professor Pauli!

I finally came back to the States last week after spending nearly two months in Geneva. Physically I guess I am not cut out to enjoy the travelling or even vacationing in mountains, so I limited my activities to the vicinity of Geneva. I regret I couldn't visit you and Mrs. Pauli near Florence in August.[1]

Dr. Frisch wrote me that Miss Meitner, Otto Hahn and von Laue are going to be 80 years old soon. A volume of essays on the development of nuclear physics is planned to commemorate this felicitous occasion.[2] I was asked to contribute a paper on the history of $\beta$-decay. Since Miss Meitner has contributed so much in straightening out the complications of the $\beta$-decay phenomena in the early period of perplexity, I am going to write a story to emphasize her contribution.

However, the central figure of $\beta$-decay is the elusive particle which you created more than twenty years ago. I wonder if you would be so kind as to write down a few lines to tell me what led you to this neutrino hypothesis? What was your feeling towards your creation? I suppose there must have been many grave doubts expressed about your creation at that time. Any incidents pertaining to your neutrino hypothesis would be very interesting, and I would greatly appreciate it if you could send them to me immediately as the paper is due around the middle of October.

My warmest greetings to you and Mrs. Pauli.

Sincerely yours, C. S. Wu

[1] Pauli hatte dort an der Varenna-Tagung teilgenommen (vgl. den Kommentar zum Brief [3043]).
[2] Vgl. die von Frisch, Paneth und Laves 1959 herausgegebene Festschrift mit *Beiträgen zur Physik und Chemie des 20. Jahrhunderts*.

## [3078] Pauli an Jaffé

Zürich, 7. Oktober 1958

Liebe Frau Jaffé!

Ich bin sehr froh über unsere letzte Unterredung.

An Delbrück habe ich nun geschrieben (konnte es aus anderen Gründen nicht verschieben) über den Traum,[1] so daß er sieht, ich nehme Anteil an ihm (warum erzählt er sonst den Traum; das bedeutet doch, er *will*, daß man darauf reagiert), daß er aber gar nicht zu antworten braucht. Mein Brief wurde recht lang, es kamen aber noch sehr viele andere Sachen darin vor als nur sein Traum.

Ich habe noch über Bohrs Wappen festgestellt: was er oberhalb des Zeichens Tai-Gi schreiben ließ, sind die lateinischen Worte: contraria sunt complementa.[2] Womit also Bohrs Komplementarität ihren Archetypus (Typus: Conjunctio) gefunden hat.

Ich glaube, das könnte Prof. Jung interessieren. Ohne Kontext des Träumers (den ich überdies nur 2mal kurz sah bei längerer Trennung vorher und nachher) kann man bestimmt nicht weiterkommen.

Heute bin ich *nicht* in guter Stimmung, was mir manchmal passiert, wenn ich Sachen schließlich erledigt habe, die mich schon lange beschäftigt haben: diesmal ist das a) mein Vortrag über die Geschichte des Neutrino,[3] b) der Brief an Delbrück. Überdies bin ich ganz ‚stuck' mit meiner Physik ... „Kleiner Mann, was nun?"[4]

Viele Grüße Ihr W. Pauli

[1] Vgl. den Brief [3075].
[2] Siehe hierzu die näheren Ausführungen in Paulis Brief [3075] an Delbrück.
[3] Pauli (1958k).
[4] Zitiert nach einem Buch von Fallada.

## [3079] Jaffé an Pauli

[Zürich], 7. Oktober 1958
[Maschinenschriftliche Durchschrift]

Lieber Herr Pauli!

Ich habe Prof. Jung nach der Bedeutung der beiden politischen Größen in dem bewußten Traume gefragt[1] und er antwortete, dies wiese darauf hin, daß wahrscheinlich (man müßte natürlich den Träumer und seine Assoziationen kennen) die innere Tragweite des Problems nicht erkannt wurde, daß die Psychologie des Träumers stark beeinflußt ist durch die Kollektivität. Das Problem wäre wahrscheinlich stark veräußerlicht. Jemand, der um die eigene innere Gegensätzlichkeit wüßte, würde – wahrscheinlich – keine solchen Symbolträger träumen.

Dies deckt sich ja ungefähr mit dem Inhalt unseres Gespräches. Aber, wie gesagt: ohne den Träumer zu kennen, sind solche Hinweise immer sehr gewagt.

Mit besten Grüßen Ihre Aniela Jaffé

[1] Eine der beiden Personen in Delbrücks Traum war Eisenhower (vgl. das vorangehende Schreiben [3078] und den Brief [3075] an Delbrück).

## [3080] Pauli an Heisenberg

Zürich, 8. Oktober 1958

Lieber Heisenberg!

Es ist nicht schwierig für mich, Deine Fragen im Brief vom 5.[1] zu beantworten. Es ist für mich gar keine Frage, daß von Deinen zwei Möglichkeiten a) und b) die *zweite*, nämlich „b) Der Erwartungs-Wert von $\chi$ enthält *keine* $\delta$ oder $\delta'$ Funktionen auf dem Lichtkegel“ die „natürliche“ ist. Ich möchte aber *außerdem noch* verlangen, daß die Vakuum-Erwartungswerte sich immer wie Distributionen verhalten (was die Möglichkeit der vollen Regularität auf dem Lichtkegel *ein*schließt).

„Wie verträgt sich diese Annahme“ – nun sage ich keineswegs mit der „Tatsache“, sondern ich sage: „mit der *weiteren Annahme* (sie wird *erst* p. 2 Mitte Deines Briefes eingeführt!), daß $\chi$ der Wellengleichung genügt?“ Da möchte ich eben antworten: falls hier ein Widerspruch vorliegt, *soll die Wellengleichung fallengelassen werden.*

Man muß dann in Analogie zum Lee-Modell (wo im Punkt $t = t'$ alle meine Postulate erfüllt sind – einen Lichtkegel gibt es in der unrelativistischen Theorie natürlich *nicht*) nach einem „Hamiltonoid“ weitermachen.

Aber den Fall der isoinvarianten Gleichung halte ich für wichtiger als den Deiner älteren Wellengleichung.

Du sagst „alles übrige muß aus der Wellengleichung folgen“, aber eben *diese* scheint mir so zweifelhaft!

Viele herzliche Grüße Dein W. Pauli

[1] Vgl. den Brief [3074].

## [3081] Symanzik an Pauli

München, 8. Oktober 1958
[Maschinenschriftliche Durchschrift]

Sehr verehrter Herr Professor!

Vielen Dank für Ihren interessanten Brief.[1] Das Problem, die Achsialvektorrenormierungskonstante abzuschätzen, ist mir schon eine Weile durch den Kopf gegangen, doch habe ich es mir erst jetzt nach der Rückkehr aus Oberwolfach[2] näher angesehen. Die *Annahme, daß diese eindeutig bestimmt ist*, führt ziemlich zwingend zu einer Formel, aus der durchaus etwas Endliches herauskommen kann, doch kommen darin Matrixelemente (oder deren analytische Fortsetzung) von an sich beobachtbaren Prozessen vor, über welche wir jedoch zur Zeit experimentell und theoretisch noch überhaupt nichts Verwertbares wissen. Daher hat diese Formel, die ich jetzt herleiten will, nur *prinzipielles Interesse.*

Mit

$$V_\mu(x) \equiv \underbrace{G_V\Big[Z_2}_{G_0}\bar\psi_p(x)\gamma_\mu\psi_n(x) + Z_3\left(\pi^0(x)\frac{\partial}{\partial x^\mu}\pi^-(x) - \pi^-(x)\frac{\partial}{\partial x^\mu}\pi^0(x)\right) + \text{c. c.}\Big]$$

und

$$A_\mu(x) \equiv G[Z_2\bar\psi_p(x)\mathrm{i}\gamma_5\gamma_\mu\psi_n(x) + \text{c. c., ev. weitere Terme}],$$

wobei $\psi$, $\pi$ die renormierten Feldoperatoren sind, gilt allgemein

$$\langle p|V_\mu(0)|n\rangle = \bar u(p)\{c\gamma_\mu - \mathrm{i}d\sigma_{\mu\nu}\,(p-n)\,\nu\}u(n)$$

$$\langle p|A_\mu(0)|n\rangle = \bar u(p)\{a\mathrm{i}\gamma_5\gamma_\mu - b\,(p-n)\,\mu\gamma_5\}u(n)$$

aus Ladungssymmetrie und Zeitumkehr, wobei $a$, $b$, $c$, $d$ reelle Funktionen von $(p-n)^2$ sind {vergleiche Goldberger und Treiman, Physical Review **111**, 354 (1958)}.[3]

Die Situation ist nun genau wie beim $\pi$-$n$-Vertex: wäre $\mu > (\sqrt{2}-1)M$, dann wäre beweisbar, daß $a$, $b$, $c$, $d$ analytisch in der aufgeschlitzten $(p-n)^2$-Ebene sind. Es ist sehr vertretbar, dies auch jetzt anzunehmen.

Nach Definition ist $c(0) = g_V$, $a(0) = g_A$. Gesucht ist $\lambda \equiv \frac{g_A}{g_V}$. Die Reduktionsformel gibt:

$$\langle p|V_\mu(0)|n\rangle = \int\langle p|[V_\mu(0), \bar\psi_n(x)]\theta(-x)|\rangle \boldsymbol{D}_{\mathrm{i}x}u(n)e^{-\mathrm{i}nx}dx$$

$$= G\bar u(p)\gamma_\mu u(n) + \int\langle p|[V_\mu(0), \bar O_n(x)]\theta(-x)|\rangle u(n)e^{-\mathrm{i}nx}dx$$

und ebenso

$$\langle p|A_\mu(0)|n\rangle = G\bar u(p)\mathrm{i}\gamma_5\gamma_\mu u(n) + \int\langle p|[A_\mu(0), \bar O_n(x)]\theta(-x)|\rangle u(n)e^{-\mathrm{i}nx}dx.$$

Hierbei sind, entgegen den sonstigen Feldvereinsgepflogenheiten, die Differentiationen durchgezogen worden, um die kanonischen Vertauschungsrelationen verwenden zu können. Der wichtige Punkt ist nun: Man muß zeigen,

daß die Integrale mit den $\theta$-Funktionen bei $(p-n)^2 \to \infty$ verschwinden. Dies entspricht genau der Källén-Regel, daß bei $(p-n)^2 \to \infty$ die *unrenormierte* Bornsche Näherung das asymptotische Verhalten bestimmt {das heißt: dann ist $z_2\bar{\psi}(0)\gamma_\mu\psi(0)$ durch $\bar{\psi}_{in}(0)\gamma_\mu\bar{\psi}_{in}(0)$ zu ersetzen}. Hierzu können wir uns beim Vektorteil genau der Källénschen Argumentation* bedienen: Man schreibt das Integral im Impulsraum zunächst formal als Hilberttransformierte der (existenten) Fouriertransformation von

$$\langle p|[V_\mu(0), \bar{O}_n(x)]|\rangle\,.$$

Dann zeigt man, daß bei $(p-n)^2 \to \infty\, 0$ Null herauskommt und schließt daraus, daß die Hilberttransformierte Sinn hat und folglich bei $(p-n)^2 \to \infty$ verschwindet. (Das ist keine schöne, aber wirksame Schlußweise; Källén jedenfalls sieht sie als Beweis an.) Es ist nämlich

$$\int\langle p|[V_\mu(0), \bar{O}_n(x)]|\rangle u(n)\theta(-x)e^{-\mathrm{i}nx}dx$$

$$= \int\langle p|[V_\mu(x), \bar{O}_n(0)]|\rangle u(n)\theta(x)e^{-\mathrm{i}(p-n)x}dx\,.$$

Wählt man hier $\mu = 0$, was aus Invarianzgründen ausreicht, und setzt zunächst $\boldsymbol{p} = \boldsymbol{n}$, doch noch $p_0 \neq n_0$, dann ist

$$\int_0^\infty \langle p|[\int V_0(\boldsymbol{x}, x_0)d\boldsymbol{x}, \bar{O}_n(0)]|\rangle u(n)e^{-\mathrm{i}(p_0-n_0)x_0}dx_0$$

$$= \int_0^\infty \langle p|[I^+, \bar{O}_n(0)]|\rangle u(n)e^{-\mathrm{i}(p_0-n_0)x}dx_0\,.$$

Hier ist $I^+$ die $+$-Komponente des Isotopenspins, also eine Konstante der Bewegung. Wir können sie bei $x_0 = 0$ anschreiben und dann folgt

$$\langle p|[I^+, \bar{O}_n(0)]|\rangle = \langle p|[I^+, \bar{\psi}_n(x)]|\rangle \boldsymbol{D}_{ix}|_{x=0}$$

$$= \langle p|[\int_{y_0=x_0} (z_2\bar{\psi}_P(y)\gamma_0\psi_n(y) + \ldots)d(\boldsymbol{y}), \bar{\psi}_n(x)]|\rangle \boldsymbol{D}_{ix}|_{x=0}$$

$$= \langle p|\bar{\psi}_P(x)|\rangle \boldsymbol{D}_{ix}|_{x=0} = \langle p|\bar{O}_P(0)|\rangle = 0.$$

Beim Achsialvektorteil kann man nur sagen, daß bei $(p-n)^2 \to 0$ etwas Endliches, da beobachtbar, herauskommen muß und „schließt" dann ebenso wie im Vektorfall. Genauer muß man sagen: Falls die erwähnten Hilberttransformierten nicht konvergieren würden, sondern ein „Abzug" nötig wäre, so hieße das: die Ortsraumintegranden sind zu singulär, und $g_A$ ist unter Benutzung der Feldgleichungen allein nicht bestimmbar, vielmehr durch Renormierung an ein Experiment anzuschließen. Dies aber sollte gerade durch die anfängliche *Annahme* ausgeschlossen werden. (Eine Verschärfung dieser Schlußweise scheint Källén nicht einmal in der Quantenelektrodynamik gelungen zu sein.)

Nun aber folgt sofort:

$$\lambda = \frac{g_A}{g_V} = \frac{a(0)}{c(0)} = 1 + \frac{a(0) - c(0)}{g_V} = 1 + \frac{1}{\pi g_V} \lim_{k^2 \to \infty} \int_{4\mu^2}^{k^2} \frac{\operatorname{Im}[a(x) - c(x)]}{x} dx.$$

Es ist aber $a(x) \sim g_A$ und $c(x) \sim g_V$ mit Koeffizienten, die nur von den starken Wechselwirkungen abhängen, so daß wir mit

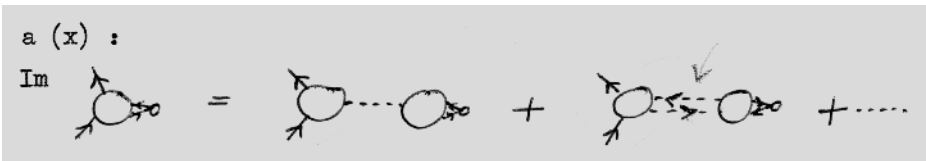
$$\frac{1}{g_A} \frac{1}{\pi} \int_{9\mu^2}^{k^2} \frac{\operatorname{Im} a(x)}{x} dx \equiv A(k^2), \qquad \frac{1}{g_V} \frac{1}{\pi} \int_{4\mu^2}^{k^2} \frac{\operatorname{Im} c(x)}{x} dx \equiv V(k^2)$$

erhalten

$$\lambda = 1 + \lim_{k^2 \to \infty} \left(\lambda A(k^2) - V(k^2)\right) = \lim_{k^2 \to \infty} \frac{1 - V(k^2)}{1 - A(k^2)}.$$

Der lim ist nötig, falls nach Aufspaltung die Integrale nicht mehr einzeln konvergieren. Nach der obigen Betrachtung sollten sie das aber tun. Immerhin gilt die letzte Formel für $\lambda$ auch, falls nur $a(\infty) - c(\infty) = 0$ vorausgesetzt wird; ich sehe aber keine Möglichkeit, dies letzte plausibel zu machen, ohne daß gleichzeitig sogar die Konvergenz der Imaginärteilintegrale folgt.

$\operatorname{Im} a(x)$ und $\operatorname{Im} c(x)$ werden nun, wie bei Goldberger und Treiman, durch die Unitarität (d. h. vollständiges Zwischenzustandssystem) bilinear ausgedrückt:




wobei der erste Term nur zu $b(x)$,** nicht zu $a(x)$ beiträgt. Vernachlässigt man mit Goldberger und Treiman die nichtangeschriebenen Terme (was allerdings sogar physikalisch nicht zu rechtfertigen ist!), so erhält man eine homogene Integralgleichung für $a(x)$, die unter Analytizitätsbenutzung bei angenommener ${}^3P_1$-Streuamplitude (und unter weiteren Annahmen wie Nullstellenfreiheit) gelöst werden kann, wobei $g_A = a(0)$ benutzt werden muß.

Aufgrund der Konvergenzargumentation darf $V(\infty) = 0$ gesetzt werden, sonst, im allgemeineren Fall, wäre es ebenfalls durch Unitaritätsbenutzung zu analysieren. Übrigens ist $a(x) = \frac{g_V}{e} F_1^v(x)$ mit $F_1^v(x)$ die Isovektor-Ladungsverteilungsfunktion des Nukleons.

Schaut man sich dieses Ergebnis an, so kommt es zunächst auf die ${}^3P_1$ Nukleon-Antinukleon-Streuamplitude an. Setzt man hierfür die Bornsche Näherung ein, so erhält man für $a(x)$ eine Art Leiternäherung (sie ist jedoch von der üblichen, z. B. von Edwards, Physical Review **90**, 284 (1953)[4] behandelten Leiternäherung verschieden, vergleiche auch den Anhang zu Goldberger und

Treiman „Nucleon Structure“). Doch ist diese quantitativ sicher ganz und gar irreführend, wie Goldberger und Treiman selber in dieser Arbeit betonen.

Ob

$$\lambda = \frac{1}{1 - A(\infty)} \quad \text{nun} > 1 \text{ oder} < 1 \text{ oder gar} < 0$$

wird, läßt sich also gar nicht sagen; nicht einmal das Vorzeichen von $A(K)$ bei $K$ klein, nämlich (von Absorption abgesehen) das Vorzeichen der ${}^3P_1$-Streulänge, ist bekannt!

Vergleicht man diese Überlegung mit der Situation bei der Ladungsverteilung, so schließt man dort genau so:

$$F_1^v(x) = \frac{e}{2} + \frac{1}{\pi} \int_{4\mu^2}^{\infty} \frac{\operatorname{Im} F_1^v(x')}{x' - x} dx',$$

während der Chew-Vorschlag (preprint) lautet

$$F_1^v(x) = \frac{1}{\pi} \int_{4\mu^2}^{\infty} \frac{\operatorname{Im} F_1^v(x')}{x' - x} dx'.$$

Das Integral hat Chew zu $\approx 0.67e$ abgeschätzt; Goldberger und Treiman haben diese Abschätzung zu recht stark angegriffen und $\approx 0.0$ herausbekommen,[5] was gerade die erste Formel mit $x = 0$ bestätigen würde. Das ist ganz lustig, hat aber sicher nichts weiter zu bedeuten. Natürlich heißt das auch nicht, daß die nackte Ladung gleich der beobachteten wäre; die erste wird ja im Elektronstreuversuch durch den $z_3^{-1}$-Faktor beherrscht.

Ich werde vielleicht aus dieser Sache einen Letter ans Nuovo Cimento machen.[6]

Mit den besten Grüßen

Ihr, Herr Professor, sehr ergebener K. Symanzik

P. S. Das Argument auf Seite 2 Mitte und Seite 3 oben sollte noch etwas erläutert werden. Wie auf S. 2 unten gezeigt, verschwindet (für $\mu = 0$) der $dx_0$-Integrand nach $d\boldsymbol{x}$-Integration bereits identisch, sofern nur $\boldsymbol{n} - \boldsymbol{p} = 0$ gilt. Insbesondere verschwindet er bei $x_0 = 0$ in jedem Fall, da dort nur eine $\delta(\boldsymbol{x})$-Funktion als $d\boldsymbol{x}$-Integrand infrage kommt und dafür $\boldsymbol{n} - \boldsymbol{p}$ durch Null ersetzt werden kann. Dies scheint mir zu zeigen, daß eine Singularität der Form $\delta(x_0)$, die natürlich alles zerstören würde, nicht vorkommen kann.

Im Achsialvektorfall ist es leider viel unangenehmer. Rechnet man hier bei $x_0 = 0$ den $dx_0$-Integranden durch Kommutieren wirklich aus, so erhält man

$$\langle p | g\sqrt{2}\bar{\psi}_n(0)\pi^-(0)z_1 z_2^{-1} | \rangle u(n),$$

also einen sehr unfreundlich aussehenden Ausdruck, der zunächst nicht verrät, ob er nicht doch zu einer $\delta(x_0)$-Funktion oder etwas ähnlich Schlimmen

gehört. Hier muß man sich wirklich auf die anfängliche Annahme berufen: Da wir am Vektorteil gesehen haben, daß $G = g_V$ endlich sein muß, ist mit $G\bar{u}(p)\mathrm{i}\gamma_5\gamma_\mu u(n)$ etwas Endliches abgespalten; der Rest muß also auch endlich und eindeutig sein. Ein Ausdruck $\theta(x_0)\delta(x_0)$ und dergleichen aber wäre *nicht* eindeutig, so daß tatsächlich eine Unbestimmtheit vorliegen würde, die nach gegenwärtiger Kenntnis nur durch Renormierung, also Einführung einer neuen unabhängigen Konstanten zu beheben wäre, und gerade das sollte durch die anfängliche Annahme ausgeschlossen sein.

Am liebsten wäre es mir, man fände einen Achsialvektorterm, der zu $\bar{\psi}_p\mathrm{i}\gamma_5\gamma_\mu\psi_n$ addiert den Kommutator mit $\bar{O}_n$ bei $\Delta x_0 = 0$ endlich machen würde (nach $d\boldsymbol{x}$-Integration). Ich würde dieses Vorgehen sogar für das einzig Sinnvolle halten, da ja das „wirkliche“ Aussehen der Kopplungsterme völlig Nebensache ist und es nur darauf ankommt, daß die schließlichen Aussagen *wohlbestimmt und endlich* sind.

Ein solcherart modifizierter „Kopplungsterm“ wäre z. B. genau dann widerlegt, wenn sich die Formel $\lambda = \{1 - A(\infty)^{-1}\}$ als falsch erweist. Leider fällt mir kein geeigneter Kopplungsterm ein.

Für den Vektorfall, also auch das am Briefende erwähnte Strukturfunktionsphänomen, scheint aber alles in Ordnung zu sein.

[1] Vgl. den Brief [3057].
[2] Dieses Ferienseminar über hochenergetische Kernphysik hatte vom 22.–30. September in Oberwolfach stattgefunden (vgl. den Hinweis zum Brief [3061]).
[3] Goldberger und Treiman (1958d).
[*] Siehe hierzu auch die Nachschrift!
[**] Dies ist wichtig, da auf diese Weise eine vielleicht nötige neue Renormierungskonstante, die $\pi^{\pm}$-Lebensdauer, nicht herein[kommt.]
[4] Edwards (1953).
[5] Vgl. Goldberger und Treiman (1958d).
[6] Vgl. Symanzik (1959).

## [3082] Pauli an Wu

[Zürich], 9. Oktober 1958
[Maschinenschriftliche Durchschrift]

Dear C. S. Wu!

After Luke[1] wrote to us from Geneva after your departure I got now your own letter.[2]

Regarding Miss Meitner and the neutrino there is partly a competition between us and partly not. I have written a paper „On the older and newer history of the neutrino“, but first in *German language*, (as I need it for German lectures too), about 40 typed pages.[3] It will later also be translated into english and is supposed to appear in a book (both english and german), containing also other selected papers of mine.[4]

The German language of the at present existing copy is the reason, why I do not send it to you. I heard about the Meitner-Hahn-von Laue volume

under preparation,[5] but for many technical reasons my paper will *not* be in this volume.[6]

However, as particularly Miss Meitner's *older* contributions to the $\beta$-decay problems are treated in my paper, *I have sent already a typewritten German copy of my paper to Lise Meitner, as a kind of birthday present for her.*[7]

Now, your paper for the Meitner-Hahn-von Laue-volume[8] can be a very good supplement to mine. I did not go at all into the technical experimental development of $\beta$-decay between 1933 and the Cowan-Reines experiment, nor I mentioned any of Miss Meitner's contributions later than about 1931 (mostly because my article was getting rather long anyhow). I suggest therefore, that you should fill this gap in your article.[9]

Regarding your questions on the neutrino-story it is difficult for me just now to condense my long article in a few lines. But I will try to stretch a few slogans and quotations.

*J. Chadwick* Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft **16**, 383, 1914[10] discovers the continuous $\beta$-ray spectrum (Chadwick was a prisoner of war in Germany during the first world war, so was C. D. Ellis).

*C. D. Ellis* Proceedings of the Royal Society **101**, 1, 1922[11] developes the idea that the continuous $\beta$-spectrum is the primary one, directly going out of the nucleus.

*L. Meitner*, Zeitschrift für Physik **9**, 101, 1922,[12] in complete disagreement with this point of view, tries to give another competitive explanation.

*Ellis*, Zeitschrift für Physik **10**, 303, 1922[13] replies sharply. This was the situation, I was getting very interested in during my young years.

Trying in vain to be diplomatic with L. Meitner, I finally confessed to her „I believe that Ellis is right." She got a red head and we had a long discussion. The polemics Ellis-Meitner was continuing (see for instance different columns of the Proceedings of the Cambridge Philosophical Society of this period), but fortunately, the polemics end with an experiment: the absolute measurement of the heat produced by the total absorption of the $\beta$-electrons.

*C. D. Ellis and W. A. Wooster*, Proceedings of the Royal Society (A), **117**, 109, 1927.[14]

Our good Lise said about the result of it „I don't believe that I shall make this experiment much better" and she did it actually with a much better apparatus.

*L. Meitner and W. Orthmann*, Zeitschrift für Physik **60**, 143, 1930.[15] I still think this paper was her experimental master piece: *the result was the same as the one of Ellis and Wooster.*

But besides it, Lise Meitner had a new important result to announce in the same paper: Ellis had guessed that some continuous $\gamma$-ray spectrum could save the energy law, because such a spectrum would not be absorbed in the calorimeter. But, independent of the heat measurement, Meitner showed with help of particular counters that such a continuous $\gamma$-spectrum does not exist.

Im my article I followed the work of Meitner only until to this point. For me it was very decisive, that under the influence of wave-mechanics the empirical data on spin and statistics of nuclei (first example nitrogen 1928 and 1929) enforced the abandonment of the idea, that the nuclei are built by protons and electrons

(Rutherford had described 1920 the „neutron“, as he called it, as a hypothetical compound of one proton and one electron with nuclear dimensions).[16] So it was not only the conservation of energy, but also the conservation of spin and statistics which had to be saved. *Both of it I tried to achieve by the idea of a new very penetrating neutral particle* (letter to Geiger and L. Meitner in Tübingen, December 1930;[17] public lecture at the American physics meeting in Pasadena, June 1931).[18] My great opponent was Bohr, who – even after wave-mechanics, maintained the view, that in $\beta$-decay the energy law holds only statistically (see his Faraday lecture, Journal of the Chemical Society, London, 1932, p. 349–384, see p. 383).[19] At the nuclear physics meeting in Rome, in October 1931,[20] I met besides Bohr also Fermi, who shared my objections against Bohr's view and was very interested in my idea.

But the whole situation clarified only after the experimental discovery of the neutron (Chadwick 1932)[21] after which the idea, that protons and neutrons are the elements of the nuclei was rather obvious. At the Solvay-congress on nuclei (Brussels 1933) where Bohr and Fermi were again present, I held my earlier precautions to be not anylonger necessary and my contribution is printed in the congress-Volume (discussion after Heisenberg's report, p. 324).[22] Bohr's opposition was getting very much weaker (p. 327), indead he only said „one must be prepared to surprises“, without anylonger insisting on the break of the energy law.[23] Soon after the Solvay meeting Fermi published his theory[24] and independently F. Perrin published the correct statistical weight factor of the states and also concluded, that the neutrino rest mass must be small or zero.[25]

This is all what I can say briefly in a letter, for the rest you must wait for my paper.

I am glad, that you are well again. The theory of elementary particles did not make any real progress during this year, contrary to my expectations one year ago. In the weak interactions the main theoretical problem left seems to me the value of $C_A/C_V$ in $\beta$-decay.[26]

All good wishes from both of us, sincerely yours [W. Pauli]

[1] Chien-Shiung Wu war im August und September bei ihrem Mann Luke Yuan in Genf zu Besuch gewesen (vgl. den Brief [3077]). Dieser wirkte dort am CERN mit einem Fellowship der *Guggenheim Foundation* bei der *Proton Synchrotron Division* mit.

[2] Vgl. den Brief [3077].

[3] Vgl. Pauli (1958k).

[4] Pauli [1961/84]

[5] Die von O. R. Frisch, F. A. Paneth und F. Laves herausgegebene Festschrift [1959] enthält auch den Beitrag (1959) von C. S. Wu.

[6] Zu diesen technischen Gründen gehörte wohl auch der Umstand, daß Pauli über dieses Thema am 21. November zur Verleihung der Max-Planck-Medaille in Hamburg erst noch vortragen wollte, bevor er das Manuskript aus den Händen gab.

[7] Siehe hierzu das Schreiben [3073].

[8] Vgl. Wu (1959a).

[9] Weitere historische Einzelheiten zur Frühgeschichte des Neutrinos findet man auch in der Einleitung zum Band **IV**/3, S. VII–LXV.

[10] Chadwick (1914).

[11] Ellis (1922b).

[12] Meitner (1922a). Lise Meitner korrigierte in ihrem folgenden Schreiben [3091] die hier angegebene falsche Seitenzahl 101 durch die korrekte 131.
[13] Ellis (1922c).
[14] Ellis und Wooster (1928).
[15] Meitner und Orthmann (1930).
[16] Vgl. Rutherford (1920).
[17] Vgl. Band **I**, Brief [259] und Band **IV**/3, S. XLI.
[18] Vgl. Band **IV**/3, S. XL und (Brief [276]).
[19] Bohr (1932).
[20] Vgl. *Convegngo di fisica nucleare* [1931].
[21] Vgl. Chadwick (1932).
[22] Pauli (1933b).
[23] Bohr (1933).
[24] Vgl. Fermi (1933b und 1934). Siehe hierzu auch die historische Bewertung dieser Arbeiten durch Amaldi (1987).
[25] Vgl. Perrin (1933).
[26] Vgl. hierzu auch die Bemerkungen in den Briefen [3051, 3087 und 3088].

## [3083] Delbrück an Pauli

[Pasadena], 10. Oktober 1958

Lieber Wolfgang!

Nur ein kurzer Gruß und Dank für Deinen Brief.[1] Vieles wäre zu sagen, in vielem hast Du mich angesprochen, aber das Unbewußte ist doch zu abgesperrt, ich kann mich mit ihm, und deshalb mit Dir, nicht so frei unterhalten wie Du erst auch. Den Traum, den Du erwähnst, hatte ich auch vergessen, wußte lange nicht, von welchem Traum Du redetest. Kann auch zu Deiner Deutung nicht Stellung nehmen, vielleicht wird Manny es tun, wenn ich ihr den Brief vorlese.[2]

An Lise Meitner schrieb ich schon vor zwei Wochen. James Franck hatte mir von ihrem Geburtstag erzählt, und da versuchte ich mich schnell an die Spitze der Gratulanten zu stellen, nachdem ich ihr 10 Jahre lang nicht geschrieben hatte. Mein menschliches Verhältnis zu ihr ist damals kein tiefes gewesen, und von mir aus auch nie ein *besonders* warmes, obwohl *rück*blickend ich sie jetzt bewundere und liebe. *Ein* Grund dafür ist mir jetzt ganz klar, andere lassen sich finden, aber nicht mit solcher Sicherheit aussprechen. Der eine Grund ist, daß ich damals eigentlich noch keine blasse Ahnung von Wissenschaft hatte und was Qualität und Originalität in der Wissenschaft bedeutet, besonders in der experimentellen. Das habe ich eben inzwischen gelernt.

Über Timoféeff hatte ich das meiste gehört, was Rosbaud schreibt.[3] Mein Freund Ephrussi in Paris[4] hatte kürzlich sogar einen direkten Brief von ihm und hoffte, ihn im September in Moskau oder Leningrad zu sehen. Nach diesen anderen Berichten war sein Sehen immer noch minimal und wurde allgemein auf Avitaminose während der ersten zwei Jahre (in Sibirien) zurückgeführt.

Was mich trotzdem enorm an Rosbauds Brief interessiert, ist der Mann selber (ich glaube, ich habe ihn nie kennengelernt, er erwähnt auch nie, daß er meinen Vortrag im Harnackhaus 1947 oder 48 gehört hat).[5] Welch schöne, hingebende Schilderung der Szenen im Buch während der Kriegsjahre. Auch ich sah Frau Timoféeff in Berlin 1947 während ihrer letzten Tage dort. Ich werde Timoféeff jedenfalls Sonderdrucke schicken und Rosbaud für seinen Brief danken.

Meine Arbeit über Physik-Biologie ist noch nicht zum Druck gegeben.[6] Ich möchte nicht, daß sie vor Bohrs Compton lectures[7] erscheint und warte deshalb, bis ich höre, daß diese zum Druck gegeben sind. Es macht mir nichts aus, daß ich da vielleicht noch ein oder zwei Jahre warten muß. Mir scheint, daß es keinen Zweck hat, mit meinem Kommentar vor die breitere Öffentlichkeit zu treten, ehe Bohr sich gründlich ausgesprochen hat, und das hat er nach meinem Gefühl noch nie getan.

Noch einmal zurück zu Timoféeff. Du weißt, wir schrieben damals (1935) zusammen eine Arbeit, zu der Timoféeff die Experimente, Zimmer die physikalischen Dosismessungen und ich den Senf beisteuerte.[8] Diese Arbeit ist dann später von Schrödinger in peinlicher Weise popularisiert worden[9] (woran wir insofern mitschuldig waren, als wir die Arbeit schon etwas reißerisch geschrieben hatten). Tatsächlich hatten wir damals, wie mir jetzt scheint, sehr naive Hoffnungen, daß dieser Weg weiterführen würde. Ich gab das sehr bald auf, nämlich, als ich hierher kam, zwei Jahre später, und mit den Phagen anfing. Timoféeff hat es nie aufgegeben und meiner Ansicht nach mit starrer Verbissenheit mit *seinem* team (von denen keiner eigene Initiative hatte) weitergemacht. 1945 veröffentlichte er ein Buch über das „Trefferprinzip in der Biologie“ mit Zimmer,[10] das meiner Ansicht nach inhaltlich armselig, der Form nach verbos und anspruchsvoll ist. Menschlich hatte er natürlich *höchst* sympathische und bewundernswerte Züge, wie Du aus Rosbauds Brief gesehen hast, aber Du verstehst, daß meine Einstellung zu ihm ambivalent ist.

Jetzt muß ich für heute Schluß machen, Phycomyces ruft. Wahrscheinlich kommt es zu einer zweiten Reaktion nach der zweiten Lesung. Dein Max

[1] Vgl. den Brief [3075].

[2] Siehe hierzu auch Paulis Kommentar in seinem Schreiben [3090] an Aniela Jaffé.

[3] Pauli hatte seinem Freund Delbrück zwei Blätter von diesem Brief geschickt, wie aus seinem vorangebenden Schreiben [3075] hervorgeht. – Vgl. hierzu den Aufsatz über Timoféeff-Ressowski von Diane B. Paul und Costas B. Krimbas (1992) im Februarheft 1992 von *Scientific American* sowie auch die Studie über Bohrs und Delbrücks unterschiedliche Standpunkte von Nils Roll-Hansen (2000).

[4] Der Pariser Genetiker Boris Ephrussi war Anfang 1934 mit einem *Rockefeller Fellowship* nach Pasadena gekommen, um dort am *Caltech* bei T. H. Morgans Drosophila-Gruppe mitzuarbeiten. Daraus entwickelte sich eine langfristige und enge Zusammenarbeit zwischen den französischen und amerikanischen Genetikern. Vgl. hierzu die historische Untersuchung von Robert E. Kohler (1991).

[5] Max Delbrück war im Sommer 1947 nach Berlin gefahren, um dort nach seinen Verwandten zu sehen und die durch den Krieg abgebrochenen Beziehungen mit seinen Kollegen wieder aufzunehmen. Mit Hilfe von Otto Warburg veranstaltete er ein Seminar in dem von den Bombeneinwirkungen unversehrt gebliebenen Harnackhaus, das die Amerikaner inzwischen in ein Offizierskasino umgewandelt hatten (vgl. Fischer [1985, S. 213ff.]).

[6] M. Delbrück sollte im Anschluß an Bohrs allgemeinere Ausführungen über Komplementarität und Biologie während seiner Bostoner Vorträge diese Ideen an konkreteren Beispielen erläutern. Er wählte als Vortragsthema „Die Physik 1910 und die Molekularbiologie 1957.“

[7] Niels Bohr hatte im November 1957 in Boston im Rahmen der *Karl Taylor Compton Lectures* sechs Vorträge über die philosophische Lektion der Atomtheorie gehalten, deren Veröffentlichung nicht mehr zustande kam.

[8] Vgl. M. Delbrück, Nikolai V. Timoféeff-Ressowski und Karl G. Zimmer (1935): „Über die Natur der Genmutation und der Genstruktur.“ *Göttinger Nachrichten* **13**, 190–245 (1935).
[9] Vgl. Schrödinger [1944].
[10] Vgl. Timoféeff-Ressowski und Zimmer [1947].

## [3084] Schweizerischer Schulrat an Pauli

Zürich, 10. Oktober 1958[1]
[Maschinenschrift]

Sehr geehrter Herr Professor!

Wir beehren uns, Ihnen mitzuteilen, daß wir in unserer letzten Sitzung vom 4. Oktober 1958[2] beschlossen haben, Ihnen vom 1. Januar 1959 an aus dem Schoch-Fonds der ETH eine jährliche Besoldungszulage von Fr. 5’000 zu bewilligen, auf der jedoch keine Teuerungszulage ausgerichtet wird. Mit dieser Besoldungserhöhung möchten wir unserer großen Wertschätzung für den hervorragenden Vertreter der theoretischen Physik an unserer Hochschule Ausdruck verleihen. Gerne benützen wir die Gelegenheit, um Ihnen auch für die Ablehnung des ehrenvollen Rufes an die University of California in Berkeley verbindlich zu danken.[3] Wir freuen uns außerordentlich, daß Sie Ihre Arbeitskraft in Lehre und Forschung weiterhin unserer Eidgenössischen Technischen Hochschule widmen.

Mit besten Wünschen und Grüßen verbleiben wir, sehr geehrter Herr Professor, mit dem Ausdruck unserer vorzüglichen Hochachtung.

Im Namen des Schweizerischen Schulrates: Der Präsident
Der Sekretär

[1] Vgl. hierzu auch die gleichzeitig von dem Schulratspräsidenten eingeleiteten Verhandlungen wegen einer Berufung des Bonner Physikers Wolfgang Paul auf eine neu einzurichtende Professur für Experimentalphysik (siehe Enz, Glaus und Oberkofler [1997, S. 339]).
[2] Auf diese Sitzung hatte Pallmann bereits in seinem vorangehenden Schreiben [3053] hingewiesen.
[3] Siehe hierzu Tellers nochmaliges Angebot in seinem Schreiben [3098] vom 28. Oktober 1958.

## [3085] Stech an Pauli

Heidelberg, 10. Oktober 1958
[Maschinenschrift]

Sehr geehrter Herr Professor Pauli!

Herzlichen Dank für Ihren Brief mit dem RaE Manuskript.[1] Verzeihen Sie bitte, daß ich Ihnen erst heute antworten kann, da ich mich einige Tage in Bonn aufhielt.

Die Diskussion des RaE-Übergangs ist natürlich etwas schwierig, da zahlreiche Korrekturen zu berücksichtigen sind. Soweit ich sehe, haben die Autoren recht, wenn sie sagen, daß eine *starke* Verletzung der Zeitumkehrinvarianz nicht mit den experimentellen Ergebnissen an diesem Kern verträglich ist. Eine genauere obere Grenze für $F$ $\{C_A = g_A(1 + \mathrm{i}F)\}$ zu finden, scheint mir jedoch

schlecht möglich zu sein. Neben der Unsicherheit, die durch die verschiedenen Matrixelemente hereinkommen, geben bei verbotenen Übergängen, die ein nicht erlaubtes Spektrum haben, sicherlich auch noch gar nicht untersuchte Terme wie z. B. die Gell-Mannschen Zusatzterme* ebenfalls Beiträge. Genauere Messungen am RaE wären daher sehr wünschenswert, aber nicht, um die Frage der Invarianz unter Zeitumkehr zu prüfen. Diese sollte man, wie Sie schrieben, nach den vorliegenden Experimenten am Neutron ruhig als gegeben ansehen.[2]

Ich sende eine Durchschrift dieses Briefes und das Manuskript der drei russischen Autoren[3] an Herrn Frauenfelder.

Mit herzlichen Grüßen Ihr Berthold Stech

[1] Vgl. hierzu auch den Brief [3059].

* Gell-Mann, Physical Review **111**, 362 (1958). Boehm, Soergel, Stech, Physical Review Letter **1**, 77 (1958).

[2] Siehe hierzu auch Fierz' Bemerkung in seinem Schreiben vom 7. Januar 1959 an Enz (vgl. die Anlage zum Brief [3115]).

[3] Siehe hierzu auch den Hinweis auf die *russische Behauptung* im Brief [3059].

## [3086] Heisenberg an Pauli

München, 11. Oktober 1958

Lieber Pauli!

Vielen Dank für Deinen Brief! Ich hatte den Terminus „Distribution" in Deinem Brief[1] mißverstanden im Sinne von „$\delta$-Funktion". Wenn er wesentlich weiter ist, z. B. die regulären Funktionen einschließt, so muß nur noch definiert werden, ob er auch eine wesentliche Singularität im Sinne meiner Oszillationen einschließt. (Aus einer Arbeit von Güttinger,[2] deren Wert ich nicht recht beurteilen kann, ist mir der Ausdruck „non-tempered distributions" für ein solches oszillatorisches Verhalten in Erinnerung.)

Unabhängig davon scheinen wir jetzt über folgendes einig zu sein: *Wenn* die Operatoren $\psi(x)$ – und damit dann *sicher* auch $\chi(xx')$! – der nichtlinearen Wellengleichung genügen, so ist die Quantisierung mit positiver Metrik im Hilbertraum *nicht* möglich; es spricht aber zunächst nichts gegen eine Quantisierung mit indefiniter Metrik und Oszillationen auf dem Lichtkegel.

Du hast aber auch recht mit Deiner Behauptung: es könne im Prinzip ja statt der Wellengleichung eine Integrodifferentialgleichung gelten, in der aber nur Integrale über das beliebig kleine Zeitintervall $\Delta t$ vorkommen dürfen. (Die letztere Bedingung halte ich wegen des Haagschen Axioms für notwendig.) Das (eine solche Integrodifferentialgleichung) kann man in der Tat *nicht* a priori ausschließen.

Ich glaube aber, daß es wenig helfen würde für das Hauptproblem: ob nämlich dann eine Quantisierung mit positiver Metrik und $\delta$-Funktionen möglich würde. Hier habe ich keinen schlüssigen Beweis, bin aber überzeugt, daß auch bei dieser Integrodifferentialgleichung mit beliebigem $\Delta t$ (*auch* $\Delta t \ll l$ !!) die Quantisierung mit positiver Metrik nicht mehr geht. Wenn man aber doch

schon gezwungen ist, von der positiven Metrik wegzugehen, warum soll man dann nicht das Einfachste, nämlich eine Differentialgleichung guter alter Art, annehmen? Und man kann doch sicher nicht behaupten, daß ein Abelscher Grenzwert „schlechter“ definiert sei als eine „normale“ Distribution. Es kommt ja nur darauf an, daß man die Konvergenzfragen sauber behandelt, aber nicht darauf, was die Mathematiker zufällig bisher sorgfältig behandelt haben. Ich möchte Dich bei dieser Gelegenheit auf eine Arbeit von Schmieden und Laugwitz (Mathematische Zeitschrift 69, S. 1, 1958)[3] hinweisen, in der die $\delta$-Funktionen völlig anders als durch Distributionen legitimiert werden. Wie weit man das für die Physik brauchen kann, ist eine andere Frage.

Viele Grüße! Dein W. Heisenberg

[1] Vgl. den Brief [3069].
[2] Güttinger (1958).
[3] Schmieden und Laugwitz (1958). Der Darmstädter Mathematiker Detlef Laugwitz gilt zusammen mit seinem Mitarbeiter Carl Schmieden auch als der Begründer der Nichtstandard-Analysis (vgl. Laugwitz [1978]).

## [3087] Symanzik an Pauli

München, 11. Oktober 1958

Sehr verehrter Herr Professor!

Heute oder morgen geht Ihnen, zusammen mit meiner Oberwolfach-Vorlesung,[1] der preprint über $\lambda^{-1} = g_V/g_A$ zu.[2] Nachdem der erste Brief falsch und der Widerrufungsbrief vorwiegend negativ war, glaube ich, daß jetzt alles in Ordnung und unter gewissen, allerdings nicht besonders schönen Voraussetzungen auch bewiesen ist. Bis zu einem numerischen Wert bin ich allerdings nicht vorgestoßen, weil andere (nicht hier leider, sondern in Princeton bei Goldberger) darin viel mehr Routine haben und ich meine Zeit lieber anders verwenden möchte.

Källén hatte ich Durchschläge meiner beiden Briefe an Sie[3] geschickt, worauf er antwortete, er sehe nicht ein, wozu das ganze überhaupt nötig sei, nämlich sowohl die Bornsche Näherung bei hohen Energien als auch die Analytizität in der aufgeschnittenen Ebene zu verwenden (beides beweisbar in Störungstheorie mit cut-off, siehe preprint), da $g_V/g_A$ offenbar ein Problem niederer Energien sei, ähnlich wie die Wardsche Identität.

Der Punkt ist der, daß man bei der Vektorkopplung gar keine Schwierigkeiten hat, sofern man Divergenzfreiheit à la Feynman-Gell-Mann annimmt.[4] Beim Achsialvektorfall geht das aber *bestimmt* nicht, da man mit Divergenzfreiheit in krassen Widerspruch mit dem Experiment käme. (Siehe Goldberger-Treiman, preprint.)[5] Um eine $Z_1$-Betrachtung ist Källén in der Quantenelektrodynamik nur herumgekommen, weil $Z_1 = Z_2$ ist und man an $Z_2$ billiger herankommt. An den nackten Kopplungsterm kommt man aber nur bei unendlicher Energie heran, nämlich über die Bornsche Näherung und muß dann für $g_A$ nur Energie Null herunterrechnen, und dazu sollen gerade die Dispersionsrelationen dienen, da sie die Energieabhängigkeit angeben.

Diesen Umweg zu vermeiden, scheint mir nur möglich, wenn man etwa eine Transformation erfindet, die direkt Vektorkopplung in Pseudovektorkopplung überführt. Die wird aber wohl nicht besonders einfach sein.

Mit den besten Grüßen

Ihr, Herr Professor, sehr ergebener K. Symanzik

[1] Laut Ankündigung (vgl. die Anmerkung zum Brief [3061]) wollte Symanzik dort über „Neuere Anwendungen von Dispersionsrelationen“ vortragen. Vgl. Symanzik (1958b).
[2] Vgl. hierzu auch den Brief [3061].
[3] Vgl. den Brief [3081]. Der andere Brief, den Symanzik hier erwähnt, liegt uns nicht vor.
[4] Vgl. hierzu Paulis Brief [3057].
[5] Vgl. Goldberger und Treiman (1958a, b).

## [3088] Pauli an Frauenfelder

Zürich, 13. Oktober 1958

Lieber Herr Frauenfelder!

1. Herr Stech hat nunmehr geantwortet[1] und – wie er angibt – eine Kopie seines Briefes an Sie geschickt. Der Inhalt seiner Antwort deckt sich mit dem, was ich erwartet habe.

Über die *Theorie* von $C_A/C_V$ kam ein interessanter Brief von Symanzik,[2] den ich aber erst studieren muß.

2. Es ist verabredet, daß ich am 20., 21. und 22. November in Hamburg sein werde und Freitag, den 21. November nachmittags „Zur älteren und neueren Geschichte des Neutrino“ vortragen soll.[3]

Wenn Sie bei dieser Gelegenheit *auch* in Hamburg sein könnten, würde mich das sehr freuen.

Mit herzlichen Grüßen Ihr W. Pauli

[1] Vgl. den Brief [3085].
[2] Vgl. den Brief [3087].
[3] Siehe hierzu den Kommentar zum Brief [3110].

## [3089] Elsasser an Pauli

La Jolla, 13. Oktober 1958
[Maschinenschriftliche Durchschrift]

Dear Pauli!

It will be a privilege indeed to enlighten you![1] Here it goes:

The general principle in question is *by no means* identical with the Second Law. I shall formulate it as follows:

Given an automaton, A; – to simplify the discussion I shall assume that the functioning of A is entirely macroscopic (which does not exclude the appearance of statistical elements – alias random-function generators).

Now A can construct other automata, for instance B. Also, A can change its own internal connections, and by combining this with construction can transform itself into another automaton, call it again B. Let now B stand generally for an automaton which has been *generated* by A. Naturally, B ist not uniquely defined, but is any one of a set of possible automata that can be generated by A.

I shall assume in all this for simplicity that the „information“ going into B from the „environment“ is negligible; if not, we may include it in A to begin with.

Next, assume that a complete description of the essential structure and functional properties of A exists in a suitable language. Assume that a description of B can similarly be found when B has been constructed.

The principle now says: B can be generated by A *only* when the description of B is *deducible* from the description of A (by the well-known formal processes of deduction).

The principle says furthermore that when the description of B is given, it is not in general possible to recover a complete description of A (irreversible loss of information by noise).

I do not pretend that I can „prove“ this principle. It might best be taken as stating the *definitory property* of automata. And conversely: A system which can generate „information“ not formally deducible from pre-existing information is not an automaton. You might try to give some thought to this line of reasoning since it is *altogether fundamental* for my book and without it the meaning of the book can hardly be understood.

Of course, there will be some serious difficulties with the notion of formal deducibility. This concept can no doubt be rigorously defined only when A and B are elements of a well-defined universe of discourse. But this leads one into the well-known foundational difficulties of mathematics – and the principle ought to be useful in practice without going into this.

It is of course possible to broaden the principle by dropping the requirement of macroscopic functioning of the automaton and modifying the requirements for description – in which case it should be possible to consider the Second Law as a special case of it (but not vice versa!) The principle ought to be valid in any universe of discourse of which the constituent elements are sufficiently numerous.

It seems that you are familiar with Brillouin’s papers which, I agree, are somewhat mediocre, but not with his book, „Science and Information Theory“, Academic Press, 1956.[2] While this contains little fundamentally new, it is a first-rate job of presentation and elaboration in the best Brillouin manner. Brillouin is reasonably clear and explicit about the above principle.

End of enlightenment.

With best regards

Sincerely, Walter M. Elsasser

[1] Siehe hierzu Paulis Briefe [3067 und 3068].

[2] Brillouin [1956].

## [3090] Pauli an Jaffé

Zürich, 14. Oktober 1958

Liebe Frau Jaffé!

Heute berichte ich Ihnen kurz, daß ich eine erste (vorläufige) Antwort von Delbrück erhielt.* (Wahrscheinlich folgt noch etwas nach; ich soll jetzt warten.)[1]

Folgendes ist sehr charakteristisch: „Vieles wäre zu sagen, in vielem hast Du mich angesprochen, aber das Unbewußte ist doch zu abgesperrt,** ich kann mich mit ihm und deshalb mit Dir nicht so frei unterhalten wie Du mit mir. Den Traum, den Du erwähnst, hatte ich auch vergessen, wußte lange nicht, von welchem Traum Du redetest. Kann auch zu Deiner Deutung nicht Stellung nehmen. Vielleicht wird Manny“ (Delbrücks Frau) „es tun, wenn ich ihr den Brief vorlese“.

Das ist doch überaus charakteristisch für einen modernen Naturwissenschaftler! Das Unbewußte – da muß er seine Frau fragen (die offenbar totaliter die Anima-Funktion übernommen hat)! Dabei ist Delbrück gar kein gehemmter Typ und sehr gefühlvoll. Er schrieb dann noch über vieles andere, bevor er Schluß machen mußte, weil „Phycomyces ruft“. Er meint aber selber, es kommt noch etwas nach.

Inzwischen viele Grüße Stets Ihr W. Pauli

## Anlage I zum Brief [3090]

### *Mittelstellung der Seele*

Ficino vergleicht die Seele mit einem Janus mit Doppelgesicht. Ihre Mittelstellung – eine Kraft hinunter zu den sinnlichen Dingen, eine andere Kraft, sie zu den göttlichen Dingen hebend.

Leone Ebreo

Vergleich: Wie die Sonne ein Bild des Intellektes ist, so der Mond ein Bild der Seele. Die Seele steht so zwischen Körper und Intellekt wie der Mond zwischen Sonne und Erde. Bald ist die Seele ganz dem Intellekt zugewandt (Vollmond), bald ganz den körperlichen Dingen hingegeben (Neumond).

Die Sonnenfinsternis ist ein Bild der höchsten menschlichen Vollkommenheit. Wie in ihr der Mond ganz beleuchtet ist, die Erde ganz verdunkelt wird, so wird der Körper, wenn die Seele ganz dem göttlichen Intellekt zugewandt ist, von ihr geschieden und löst sich auf. So starben Moses und Aron im Kusse Gottes.

Die Seele liebt den Intellekt wie die Frau den Mann und den Körper, wie der Mann die Frauen. Ebenso liebt der Mond die Sonne und die Erde.

Hier die Zitate für Sie persönlich (gehört nicht zu meinen Brief an Jung)[2] – zum Geburtstag[3] viele Grüße Ihr W. Pauli

## Anlage II zum Brief [3090]

*Eine Notiz Jungs über Synchronizität*

Die Synchronizität ergibt sich notwendigerweise aus dem Begriffe der Relativität der Zeit: der moderne Begriff der „Complementarität von Energie und Zeit“ formuliert eine wechselseitige Bedingtheit wie die „Komplementarität von Unbewußtem und Bewußtsein“: Ganz allgemein bedeutet das, daß das eine das andere ersetzt, wobei dem einen und dem anderen ein („transzendentales“) Sein zukommt. Ereignisse sind nie unabhängig von Zeit, und diese ist nie unabhängig von Ereignissen, infolgedessen nicht nur die Zeit durch das Ereignis, sondern letzteres auch durch ersteres bestimmt ist. Ein „exakt“ bekannter Energiewert ist gepaart mit „einem völlig unbekannten zeitlichen Ablauf“ und umgekehrt.***

In dem einen Fall wird ein Energiebetrag genau bestimmt auf Kosten der Zeitmessung; im andern die Zeit auf Kosten der Energiemessung. Energie und Zeit sind Aspekte und daher Faktoren eines beobachtbaren Ereignisses; d. h., beide sind principia explicandi, wobei nie das eine durch das andere ersetzt werden kann, und beide haben Quantität. Jedes physikalische Ereignis läßt sich einerseits unter dem Gesichtswinkel der Energie, andererseits unter dem der Zeit betrachten. Am fruchtbarsten ist für die Betrachtung psychischer Vorgänge der physikalische Feldbegriff, „innerhalb dessen jede Änderung an jedem Punkt eine Änderung an allen übrigen nach sich zieht.“ Diese Änderungen werden durch à distance wirkende „Feldkräfte“ ausgelöst (K. W. Bash: Gestaltgesetze der Jungschen Typologie und Funktionslehre. Vortrag Universität Amsterdam 1947).†

* Er muß *gleich* geschrieben haben, als mein Brief kam!

[1] Vgl. die Briefe [3083 und 3128]. Die folgende Passage zitiert Pauli aus dem ersten Brief [3083].

** Der „eiserne Vorhang“ (Anm. von mir.)

[2] Pauli hatte Jung zum letzten Mal am 5. August 1957 geschrieben (vgl. den Brief [2682] und Jungs Antwort [2683]).

[3] Aniela Jaffé wurde am 20. Februar 1903 in Berlin geboren und kam dann, nach einem Psychologiestudium in Hamburg, an das Züricher Heilpädagogische Seminar. Seit 1948 wirkte sie als Sekretärin des *C. G. Jung-Instituts* und seit 1955 als Jungs persönliche Sekretärin.

*** Briefliche Mitteilung von Prof. W. Pauli.

† Kenover W. Bash, 1913–1986, a. o. Prof. für Psychiatrie, Universität Bern. Vortrag publiziert in *Schweizerische Zeitschrift für Psychologie*, V. p. 127–138, Bern 1946 unter dem Titel „Gestalt, Symbol und Archetypus“.

## [3091] Meitner an Pauli

Stockholm, 14. Oktober 1958
[Maschinenschrift]

Lieber Pauli!

Sehr herzlichen Dank für Ihren so freundlichen Brief und die beiden wirklich besonders interessanten (und auch amüsanten) Neutrino-Artikel.[1] Den mir im Manuskript überlassenen und als (sehr erwünschtes) Geburtstagsgeschenk

gedachten Artikel habe ich mit besonderem Vergnügen gelesen. Wenn ich etwas Persönliches dazu bemerken darf, ist es folgendes:

Daß ich mit meiner anfänglichen Deutung des *primären* $\beta$-Spektrums auf falschem Weg war und Ellis absolut recht hatte, ist sehr klar von Ihnen dargestellt, soweit es die primären $\beta$-Strahlen angeht. Aber ich habe nicht angenommen, daß sämtliche $\beta$-Strahl-Linien primäre $\beta$-Strahlen sind, sondern nur die energiereichsten; anders wäre das ja auch eine Energie-Inhomogenität. In den von Ihnen zitierten Arbeiten, Zeitschrift für Physik 9, 131 (nicht 101) und 9 (nicht 11), 145, 1922[2] habe ich darauf hingewiesen, daß es $\alpha$-strahlende Substanzen gibt, wie Ra, Rd Ac, Ac X u. a., die $\beta$-Linien aufweisen, und daß die bei diesen $\alpha$-Strahlern beobachteten $\beta$-Linien außer Zweifel Konversionselektronen von $\gamma$-Strahlen sein müssen, wie eindeutig aus dem Zerfallsschema hervorgeht. Daran hat sich eine lange Diskussion mit Ellis angeschlossen (abgesehen von dem Problem der primären $\beta$-Strahlen), weil ich behauptete, daß die $\gamma$-Strahlen *nach* dem $\beta$- oder $\alpha$-Zerfall emittiert werden, also vom Tochterprodukt, während Ellis die $\gamma$-Strahlen *vor* der $\beta$-Emission, also als vom Anfangsprodukt emittiert, annahm. Ich habe dann 1925 experimentell gezeigt, daß die mit der internal conversion verbundene Röntgenstrahlung tatsächlich viel besser dem Folgeprodukt als dem Anfangsprodukt entspricht,[3] was Ellis auch 1927 ausdrücklich anerkannt hat. (Ellis und Wooster Proceedings of the Royal Society 1927).[4] Das hat natürlich nichts mit dem Neutrino zu tun, aber etwas mit Ihrer Darstellung, daß Ellis die aus den äußeren Elektronenstrahlen geschleuderten Elektronen deuten und „den beobachteten Röntgenstrahlen zuordnen konnte“. Seine Zuordnung war in dem oben angegebenen Sinn nicht ganz richtig.

Ferner darf ich vielleicht erwähnen, daß ich schon vor meiner Wärmemessung mit Orthmann (1929)[5] ziemlich unsicher über meine Hypothese punkto der primären $\beta$-Strahlen geworden war und zwei Mitarbeiter veranlaßte nachzusehen, ob etwa die Rückstoßkerne (nach $\beta$-Zerfall) eine inhomogene Energieverteilung zeigen: Donat und Philipp, Zeitschrift für Physik **45**, 512, 1927 und Naturwissenschaften **16**, 513, 1928.[6] Das war natürlich *vor* Ihrem Brief an Geiger und mich. Die damals möglichen Messungen waren (*glücklicherweise*) viel zu ungenau zur Entscheidung dieser Frage, aber die Arbeiten waren in anderer Hinsicht ganz interessant und sollen hier nur meine Unsicherheit illustrieren.

Leider bin ich dieses Jahr mehrmals und auch vor kurzem wieder krank gewesen, so daß ich kürzlich einen in Berlin zu haltenden Vortrag absagen mußte. Ich habe auch im August in Baden in der Nähe von Zürich eine Kur gemacht und gelegentlich [während] dreier Aufenthalte in Zürich versucht, Sie telefonisch zu erreichen. Aber Sie und Ihre Frau waren offenbar verreist.

Darf ich noch eine Frage stellen? In Genf wurde mir erzählt, daß Sie Ihre kritische Einstellung zu Heisenbergs neuester Theorie gemildert hätten. Aus einem Satz in Ihrem Brief an mich[7] schließe ich (mehr ein „guess“ als ein Schluß), daß dies nicht sehr wahrscheinlich ist. Wie ist es wirklich?

Mit nochmaligem sehr herzlichen Dank und vielen Grüßen an Sie und Ihre Frau Ihre Lise Meitner

P. S.: Ist Stern bei Ihnen? Dann grüßen Sie ihn bitte auch.

[1] Vgl. den Brief [3073]. Wie Pauli dort mitteilt, fügte er dem Schreiben seinen historischen Neutrinovortrag (1958k) und seinen in der Zeitschrift *Experientia* veröffentlichten Aufsatz (1958d) über Paritätsverletzung bei.
[2] Meitner (1922a, b). – Pauli hatte in seinem Schreiben [3082] an Wu ebenfalls den falschen Seitenhinweis gegeben. Diese falschen Angaben konnte Pauli offenbar nicht mehr rechtzeitig korrigieren, denn sie wurden in der ersten publizierten Fassung (1958k, S. 178) seines Neutrinoaufsatzes wiederholt.
[3] Vgl. Meitner (1925).
[4] Vgl. Ellis und Wooster (1928).
[5] Meitner und Orthmann (1930).
[6] Vgl. Donat und Philipp (1927, 1928).
[7] Da eine solche Bemerkung in dem genannten Schreiben [3073] von Pauli nicht zu finden ist, muß sich Lise Meitner wohl auf einen weiteren, nicht erhaltenen Brief von Pauli beziehen.

## [3092] Pauli an Bernays

Zollikon-Zürich, 16. Oktober 1958

Lieber Herr Bernays!

Zum 17. Oktober 1958, Ihrem 70. Geburtstag,[1] sende ich Ihnen meine allerherzlichsten Glückwünsche! Wenn Sie nicht mehr aktiv am Poly sein werden, dann werden wir alle Ihre tiefgründigen Kenntnisse in Philosophie, Erkenntnistheorie, Logik und Grundlagen der Mathematik dort schmerzlich vermissen.

Ihnen selbst aber wünsche ich den vollen Genuß Ihres Lebensabends in geistiger Frische und ruhiger Arbeit.

Hoffentlich ergibt sich für mich Gelegenheit, Sie in diesem Wintersemester, sei es in Seminaren über Geschichte der Wissenschaft, sei es sonst, öfters zu sehen.

Inzwischen herzlichste Grüße,

Stets Ihr W. Pauli

[1] Der 1888 in London, als Bürger von Zürich geborene Mathematiker Paul Bernays war in Berlin aufgewachsen. Dort hatte er mit seinem Studium begonnen und Vorlesungen bei Issai Schur, Edmund Landau, Leo Frobenius, sowie auch bei Max Planck besucht. Gleich im Anschluß an seine 1912 abgeschlossene Göttinger Promotion mit einer zahlentheoretischen Untersuchung begab er sich nach Zürich, habilitierte sich hier bei Ernst Zermelo und wurde dessen Assistent. In Zürich lernte er auch Einstein und Weyl kennen, mit denen er weiterhin einen regen Briefwechsel unterhielt. Von 1918 bis zu seiner Entlassung durch das nationalsozialistische Regime wirkte er dann als Hilberts Assistent wieder in Göttingen. 1934 kehrte er nach Zürich zurück; zunächst als Privatdozent und dann, von 1945–1959, als außerordentlicher Professor war er dort an der ETH tätig. Neben den Grundlagen interessierten ihn vor allem auch die philosophischen und historischen Voraussetzungen der Mathematik und der exakten Naturwissenschaften, die ihn auch mit Pauli in Berührung brachten. Mit Ferdinand Gonseth und Gaston Bachelard, deren *philosophie ouverte* auch mit seinen eigenen an Jakob Friedrich Fries und Leonard Nelson ausgerichteten Anschauungen harmonierte, begründete Bernays 1947 die Zeitschrift *Dialectica*, derem Beraterkreis Pauli ebenfalls angehörte (vgl. Band **III**, S. 438 und 506). Ein häufiger Treffpunkt waren auch die hier von Pauli angesprochenen wissenschaftsphilosophischen Seminare, die Ferdinand Gonseth regelmäßig abhielt (vgl. z. B. das Schreiben [955] vom 13. Juni 1948, das Pauli anläßlich eines Vortrages von Emile Borel über die mathematischen Grundlagen der Quantenmechanik an ihn richtete). Bernays Briefwechsel und sein sehr umfangreicher wissenschaftlicher Nachlaß wird zum größten Teil in den *Wissenschaftshistorischen Sammlungen* der ETH Zürich aufbewahrt. Einen Nachruf verfaßte F. Kröners ehemaliger Kollege Gert H. Müller (1978).

## [3093] Pauli an Källén

Zürich, 22. Oktober 1958

Lieber Herr Källén!

Die immer komischer werdende „Leidensgeschichte“ des Handbuchartikels, zu der ja auch unsere ganze Korrespondenz mit dem Springer-Verlag gehört, ist immer noch nicht ganz zu Ende.[1]

Herr Enz und ich hatten festgestellt, daß das eine Freiexemplar des „Real-Teilbandes“ (von dem der Springer-Verlag behauptet, er habe es Anfang Januar an mich geschickt) hier nirgends vorhanden ist. Wir bezweifeln, daß es je geschickt worden ist.* Deshalb schrieb Ihnen Herr Enz wegen des Sonderdruckes, der zu meiner Freude heute mit Ihrer schönen Widmung[2] eintraf. Herzlichen Dank!

*Aber*, in diesem Sonderdruck fehlen 8 Seiten = 1/2 Bogen, die nämlich durch *leere* Seiten ersetzt sind! (Es sind die Seiten 338, 339, 342, 343, 346, 347, 350, 351.)[3]

Nun würden Sie ja sicher gerne diese Gelegenheit ergreifen, um beim Springer-Verlag wieder einen „Krach“ zu machen und von diesem zu verlangen, er möge diesen defekten Sonderdruck gegen einen vollständigen umtauschen! Doch bezweifle ich sehr, ob dies einen Zweck hat.

Ich bin nicht einmal sicher, daß der Satz unserer Artikel noch steht.

Ich glaube, ich soll nun resignieren und für Ihren Artikel einen besonderen Schrank gründen. *Keinen* Eisschrank, sondern einen Schrank für *Kuriositäten mit Symbolwert!*

Für unser Institut bestelle ich ohnehin den Band des Handbuches.

Der äußere Anlaß zu dem Brief von Enz an Sie war ein Brief von Symanzik über das Problem der Theorie von $C_A/C_V$ beim $\beta$-Zerfall, das in die Dunkelheiten der Renormalisation führt.[4] Er berief sich dabei auf eine Schlußweise von Ihnen. Doch das müssen wir erst studieren.

Das für mich betrübende an Ihren verschiedenen Widmungen betreffend Eisschrank ist, daß Sie zu planen scheinen, weiter für diesen Eisschrank zu arbeiten {d. h., ohne daß in Ihren Arbeiten irgend etwas für die Physik direkt Belangvolles (wie z. B. Ihre berühmte Vermutung über die Bornsche Näherung) gezeigt wird}.

Diese Woche beginne ich meine Vorlesung über Mehrteilchensysteme und ich versuche, die Feldquantisierung für eine längere Weile zu vergessen. (N. B. Glaser ist wieder in Genf, aber ich habe bis jetzt nichts weiter von ihm gehört.)

Im Sommersemester will Jost *schon wieder* auf Urlaub gehen.[5] Wir suchen einen Vertreter, der hier über Festkörper, Mehrteilchensystem oder spezielle Kernmodelle** lesen könnte. Ist da jemand in Kopenhagen? Wir haben bereits an verschiedenen Orten angefragt.

Im September schrieb ich einen längeren Artikel (etwa 40 Seiten) „Zur älteren und neueren Geschichte des Neutrinos“.[6]

Viele Grüße Ihr W. Pauli

[1] Siehe hierzu den Kommentar zum Brief [2737].

* Die 25 Sonderdrucke *meines* Artikels sind hier richtig eingetroffen.

[2] Källén hatte den Sonderdruck mit folgender Aufschrift versehen: „Hoffentlich wird dieser nicht im Eisschrank liegen bleiben! Viele Grüße, Ihr Gunnar Källén."
[3] Diese Seiten wurden nachträglich in Paulis Exemplar des Sonderdrucks eingeklebt.
[4] Vgl. den Brief [3081].
[5] Vgl. hierzu Josts (bei Enz, Glaus und Oberkofler [1997, S. 340 und 343] wiedergegebenen) Briefwechsel mit dem Schulratspräsidenten Hans Pallmann.
** Niemand weiß, wo Alder im Sommersemester sein wird.
[6] Vgl. Pauli (1958k).

## [3094] Symanzik an Pauli

München, 23. Oktober 1958
[Maschinenschrift]

Sehr verehrter Herr Professor!

Nach einiger Unterbrechung habe ich mir jetzt noch einmal Källéns „hohe-Energien-Grenzwert"-Methode[1] angesehen und dabei gefunden, daß er doch sorgfältiger als ich in meinem Brief verfährt. Er streicht nämlich die Integrale mit den $\theta$-Funktionen erst nach dem *zweiten* Reduktionsschritt (d. h., wenn man den Vertex ganz auf Vakuumerwartungswerte reduziert hat) gegenüber den herausgetrennten Termen, so daß nicht mehr ein nichtnormierbarer Zustand, nämlich eine ebene Einteilchenwelle, im Matrixelement stehenbleibt, und erhält dann schließlich nach Komplikationen durch das adiabatische Einschalten auch etwas ganz anderes, als man es nach dem Vernachlässigen schon nach dem ersten Reduktionsschritt erhalten würde. (Bei einer LSZ-Methode, die kein Einschalten kennt, würde man mit Wellenpaketen zu arbeiten haben, wobei man dann aber wohl nicht bis zu solchen starken Aussagen wie Källén vordringen kann.)

Dies gilt für die Quantenelektrodynamik. Was Källén für den Vektor/Achsialvektorfall bekommen würde, weiß ich nicht genau. Seine allgemeine Vermutung über Hochenergiegrenzwerte würde hier wohl bedeuten, daß sich bei der Differenzbildung der Formfaktorfunktion $a(z) - c(z)$ bei $|z| \to \infty$ der führende Term heraushebt. Ob man dann aber ein Argument dafür geben kann, daß der Rest bei $|z| \to \infty$ verschwindet, weiß ich nicht, und nur, wenn dies letztere der Fall ist, kommt man wieder auf die Formel meines Briefes, nämlich

$$\underset{k\to\infty}{g_A/g_V} = \frac{[V(k) - 1]}{[A(k) - 1]}\,.$$

Daß $\underset{k\to\infty}{V(k)} = 0$, würde ich aber nicht einmal mehr unter Annahme der Feynman-Gell-Mann-Hypothese behaupten.[2] Falls sich aber überhaupt $g_A/g_V$ durch starke Wechselwirkungen allein ausrechnen läßt, scheint mir obige Formel das einzig Plausible zu sein.

Auch das am Briefende angegebene Resultat über die Nukleonstrukturfunktion ist jedenfalls nicht mit den Källénschen Abschätzungen vereinbar, selbst wenn man die elektromagnetischen Korrekturen vernachlässigt, was ja eine sehr vernünftige „Modell"annahme ist.

Mit den besten Grüßen

Ihr, Herr Professor, sehr ergebener K. Symanzik

[1] Vgl. hierzu die Briefe [3081, 3087, 3093 und 3110].
[2] Vgl. Feynman und Gell-Mann (1958).

## [3095] Trendelenburg an Pauli

Erlangen, 23. Oktober 1958
[Maschinenschrift]

Sehr geehrter Herr Pauli!

Bei Rückkehr von einer Auslandsreise fand ich Ihren liebenswürdigen Brief vom 6. Oktober[1] vor. Ich darf Ihnen hierzu folgendes mitteilen: Bei der Sitzung des Vorstandsrates des Verbandes Deutscher Physikalischer Gesellschaften e. V., die Anfang Oktober in Essen stattfand, habe ich dem Vorstandsrat Mitteilung davon gemacht, daß es Ihnen nicht möglich war, zur Überreichung der Max-Planck-Medaille persönlich nach Essen zu kommen.[2] Alle Herren des Vorstandsrates haben es selbstverständlich – ebenso wie auch ich – lebhaft bedauert, daß wir Ihnen die Medaille nicht bei der Essener Tagung übergeben konnten. Der Vorstandsrat hat mich dann beauftragt, Ihnen die Max-Planck-Medaille persönlich nach Zürich zu überbringen.[3] Wenn ich Ihnen von diesem Auftrag des Vorstandsrates noch keine Kenntnis geben konnte, so liegt dies daran, daß ich unmittelbar von Essen aus die erwähnte Auslandsreise antreten mußte. Ich hoffe nun, daß es mir im November oder spätestens im Dezember möglich sein wird, nach Zürich zu fahren, um Ihnen dort persönlich die Medaille auszuhändigen. Ich werde mir erlauben, Ihnen in Bälde – sobald ich meine anderweitigen Verpflichtungen im November und Dezember genau übersehen kann – einen Vorschlag für den Termin meines Besuches zu machen.[4]

Mit den besten persönlichen Grüßen
Ihr sehr ergebener F. Trendelenburg

[1] Vgl. den Brief [3076].
[2] Siehe hierzu Paulis Begründung in seinen Schreiben [3037 und 3058].
[3] Die Überreichung sollte am 15. Dezember während eines Besuches von Trendelenburg in Zürich stattfinden (vgl. die Briefe [3113, 3117 und 3119]). An diesem Tag starb Pauli in der Klinik *Rotes Kreuz*.
[4] Siehe den Brief [3113].

## [3096] Källén an Pauli

[Kopenhagen], 27. Oktober 1958
[Maschinenschriftliche Durchschrift]

Lieber Professor Pauli!

Vielen Dank für Ihren Brief.[1] Ich habe herzlich gelacht, als ich von den acht fehlenden Seiten gelesen habe, und sende Ihnen hier Photokopien dieser Seiten.[2] Hoffentlich können Sie sie auf den richtigen Platz einfach einkleben.

Es gibt schon mehrere Leute hier, die Experten verschiedener Kernmodelle sind, wie z. B. Sven Gösta Nilsson (also *nicht* Sven Bertil Nilsson), D. Bes (aus

Argentinien), K. Gottfried (aus Harvard) usw. Ich weiß aber nicht, ob jemand auf Deutsch mehr kann und willig ist, nach Zürich zu kommen. Da Sie schrieben, daß Sie an verschiedenen Orten angefragt haben, und ich nicht weiß, genau wie viel Sie wünschen, daß ich mich hineinmische, so frage ich niemand hier, bis ich ganz genaue Instruktionen von Ihnen habe.

Es lohnt sich wohl kaum, alle Ihre boshaften Bemerkungen in Einzelheiten zu beantworten. Nur bin ich ein wenig erstaunt, wenn Sie sagen, daß Sie jetzt Ihre Kenntnisse der Feldquantisierung vergessen wollen. Ich glaubte sonst, das hätten Sie schon längst gemacht.

Viele Grüße Ihr (trotz allem) sehr ergebener [G. Källén]

[1] Vgl. den Brief [3093].
[2] Siehe hierzu den Hinweis zum vorangehenden Brief [3093].

## [3097] Elsasser an Pauli

La Jolla, 28. Oktober 1958

Lieber Herr Pauli!

I shall write in the language of my secretary rather than that of my mother, although my secretary has just left – and so I must write it by hand.[1] This, by the way, happens also to be the tongue of my wife and my daughter; so you can see that the dice are a bit loaded in favour of the English language.

Our last two letters[2] evidently crossed somewhere in the upper atmosphere.

I do hope that you can see your way to agreeing with my „generalized second law“ because without it, as I already mentioned before, my theory makes no sense at all. I do not have to tell you that my term „information“ is merely a catchword for a set of interrelated parameters describing a structure, which description cannot be derived from, say, the basic Hamiltonian (gross chemical composition) of the system considered. If this structure defines an automaton, then the automaton can only deteriorate, at best maintain or reproduce itself; it cannot create new automata *other* than those whose description is implicit in itself.

I think that this problem is the *basic* problem of the Erkenntnistheorie of our age. I found something very closely related first enunciated by Whitehead who has about this to say: [3]

> I have spent most of my adultlife thinking about concepts, how they originate and how they are formed. I have been absolutely unable to develop any theory on this. I can only summarize my experience by saying that God is the source of concepts.

I think you can readily see the relationship between Whitehead's problem and the problem I am trying to approach in my book.

You have been very good in taking so much of an interest in my efforts to agitate the biologists! I would be very grateful if you would let me know some time whether you still have your objections to my „generalized 2nd law“.

Regarding the other important point you mention in your letter. I have often thought that the logical progress of Quantum Mechanics is toward a theory in which there are only „mixtures“ and no longer „observables“ (or the latter only as limiting cases). But if you cannot formulate such a theory mathematically, who else could?

Mit besten Grüßen und nochmals vielem Dank Ihr Walter Elsasser

[1] Siehe hierzu Paulis Bemerkungen in seinem vorangehenden Schreiben [3067].
[2] Vgl. die Briefe [3067, 3068 und 3089]
[3] Vgl. Whitehead [1925].

## [3098] Teller an Pauli

Livermore, 28. Oktober 1958
[Maschinenschrift]

Dear Professor Pauli!

This is just to tell you that we are continuing to plan to make you and your wife into citizens of California. The University of California is rather big, and big animals move slowly, but they are moving, and in this special instance the motion is in the right direction. In fact, it is an accelerated motion and I hope that before too long we can talk more.

In the meantime we are all looking forward to the prospect of having you permanently with us. We hope that you are still interested. If there are any new facts that bear upon the situation, please let me know.

With best regards, Edward Teller

## [3099] Pauli an Fierz

[Zürich], 29. Oktober 1958

Lieber Herr Fierz!

Herr Enz hat mir Ihren Brief gezeigt, und erfreulicherweise ist die Rechnung ganz falsch.[1] Und zwar ist der Fehler erst auf S. 3. Selbstverständlich ist es unerlaubt, in das Integral

$$\mathrm{Im} = \int_0^\infty v^2 dv \frac{\sin \beta v}{e^v - 1}$$

$$\left( C_m = \frac{LT^3}{m} \mathrm{Im}; \quad \beta = 4\pi maT \right)$$

für

$$f(v) = \frac{v^2}{e^v - 1}$$

die Potenzreihe

$$f(v) = \sum_{\nu} \frac{B_\nu}{\nu!} v^{\nu+1}$$

einzusetzen, da letztere nur für $|v| < 4\pi$ konvergiert.

Dagegen ist es erlaubt,

$$f(v) = v^2 \sum_{n=1}^{\infty} e^{-nv}$$

einzusetzen, was mit

$$\frac{\pi^3 \cos \pi z}{\sin^3 \pi z} - \frac{1}{z^3} = \sum_{n=1}^{\infty} \left[ \frac{1}{(z-n)^3} + \frac{1}{(z+n)^3} \right].$$

{Entsteht aus der bekannten Formel

$$\left( \pi \cos \pi z - \frac{1}{z} \right) = \sum_{n=1}^{\infty} \left( \frac{1}{z-n} + \frac{1}{z+n} \right)$$

durch 2 malige Differentiation nach $z$.}
mit $z = \mathrm{i}\beta$, ch = hyperbolischer Cosinus, etc.

$$I_m = -\left[ \pi^3 \frac{\mathrm{ch}\, \beta\pi}{\mathrm{sh}^3 \beta\pi} - \frac{1}{\beta^3} \right]$$

als geschlossene Formel für $I_m$ ergibt. Also ist auch Ihr *Resultat* für $C_m$ falsch, ebenso wie dessen Herleitung.

Die direkte Abschätzung von *Enz* zeigt (ohne Poissonformel), daß der Temperatureffekt harmlos ist.

Viele Grüße Ihr W. Pauli

[1] Vgl. hierzu den Brief [3060] und Fierz' Schreiben [3115] vom 24. November 1958 an Enz.

## [3100] Pauli an Fierz

Zürich, 30. Oktober 1958
[1. Brief]

Lieber Herr Fierz!

Im Moment habe ich schlechtes Gewissen und glaube, Sie haben doch recht für den *Grenzfall* $aT \gg 1$. Meine direkte Formel für $C_m$ ist natürlich richtig – siehe hierzu Whittaker-Watson,[1] Chapter VI, Example 2, p. 122[2]

$$\int_0^{\infty} \frac{\sin ax}{e^{2\pi x} - 1} dx = \frac{1}{4} \frac{e^a + 1}{e^a - 1} - \frac{1}{2a},$$

differenziere das zweimal nach $a$ – aber es scheint mir nun, daß sie für $4\pi aT \gg 1$ genau dasselbe gibt, was Sie in Ihrem Brief erraten haben:

Der zweite Term mit $-\frac{1}{\beta^3}$ gibt genau Ihr Resultat, der erste läßt sich für $aT \gg 1$ abschätzen und gibt etwas der Ordnung $e^{-aT}$.

Die Rechnung von Enz habe ich nicht kontrolliert und habe sie im Moment nicht hier. Ich sehe ihn heute nachmittag; doch kommt mir seine Potenz von $T$ nicht richtig vor.

Es ist mir auch physikalisch plausibel, daß man $aT$ nicht größer als Ordnung 1 machen darf, um einen Effekt zu erhalten (wegen der bekannten Eigenschaft der Planck-Formel bei *hohen* Temperaturen die Nullpunktsenergie zu kompensieren).

Viele Grüße Ihr W. Pauli

[1] Whittaker und Watson [1946].
[2] Zusatz von Pauli: „Läßt sich elegant mit Residuum bei 0 und i auswerten."

## [3101] Pauli an Fierz

[Zürich], 30. Oktober 1958
[2. Brief]

Lieber Herr Fierz!

Heute nachmittag habe ich also mit Enz seine Abschätzung diskutiert und er hat auch herausgebracht, wie sich diese zu Ihrer Anwendung der Poissonformel verhält.

Enz betrachtete die Größe

$$E(T, a) = C_0 + 2 \sum_{m=1}^{\infty} C_m .$$

Seine Abschätzung für $aT \gg 1$ betrifft *nun* $C_0$ (auch aus Ihren Formeln berechenbar, wenn man formal $m = 1$ setzt in

$$\frac{\sin 4\pi maT}{m} \to 4\pi aT.) \quad (T^3 \text{ steht vor dem Ganzen.})$$

Das Resultat von Enz ist von der Form

$$\text{const. } T^4 a$$

entspricht genau dem $C_0$ und fällt beim Übergang zu $I(T, a)$ fort wegen Linearität in $a$.

Mathematische Widersprüche sind also nicht mehr vorhanden. Über die Physik will Enz noch schriftlich mit Ihnen diskutieren.

Viele Grüße Ihr W. Pauli

## [3102] Glaser an Pauli

Meyrin-Genève, 31. Oktober 1958[1]

Sehr geehrter Herr Professor!

Zunächst muß ich mich bei Ihnen sehr entschuldigen, daß ich Ihnen so lange nicht über die Geistergeschichte berichtet habe. Das liegt daran, daß ich noch vor einigen Monaten eine ziemlich unangenehme Virusgrippe erwischt habe, die mich in einem mehr oder weniger arbeitsunfähigen Zustande hielt. Erst jetzt komme ich langsam wieder in den Grundzustand zurück.

Ich danke Ihnen für Ihren Brief. Ferretti und die ganze Gruppe hier[2] würde sich sehr freuen, Sie in Genf zu sehen. Wie würden Ihnen Donnerstag der 13. und Freitag der 14. November passen?[3] Das ist die Woche, wo Ferretti sicher da sein wird. Die Woche vorher wird er in Italien sein müssen und am 17. fährt er wieder nach Italien zurück. Auch Froissart könnte man aus Frankreich für dieses Datum kommen lassen, wenn Sie es wünschen. Allerdings werde ich Ihnen einmal nächste Woche telephonieren, um Sie über diese Dinge zu befragen. Bis dann sollte auch Ascoli hier in Genf sein.

Was die komplexen Geister betrifft, bin[4] ich auf gewisse Schwierigkeiten gestoßen, und zwar im Zusammenhang mit der Relativitätstheorie. Was Froissart darüber meint, weiß ich im Moment noch nicht.

Ich fange zunächst mal an mit dem relativistischen Modell für freie skalare komplexe Geister, die aus der Lagrange-Funktion

$$L = -\frac{1}{2}\{\partial_\mu A \partial^\mu A + \kappa^2 A^2 + \partial_\mu A^* \partial^\mu A^* + \kappa^{*2} A^{*2}\} \tag{1}$$

mit der komplexen Masse $\kappa = \mu - i\lambda$, $\mu \geq 0$, $\lambda > 0$ entspringen. Nun kann man (1) in einem *fest* gewählten Lösungssystem tatsächlich kanonisch quantisieren: die Vertauschungsrelationen

$$\left.\begin{aligned}[\dot{A}(x), A(x')] &= -\mathrm{i}\delta_3(\boldsymbol{x} - \boldsymbol{x}') \\ [\dot{A}^*(x), A(x')] &= -\mathrm{i}\delta_3(\boldsymbol{x} - \boldsymbol{x}')\end{aligned}\right\} \; t = t' \quad [A(x), A(x')] = \ldots = 0 \quad (t = t') \tag{2}$$

und die Bewegungsgleichungen

$$(\Box - \kappa^2)A(x) = 0, \quad (\Box - \kappa^{*2})A^*(x) = 0 \tag{3}$$

lassen sich, wenigstens formal, durch

$$A(x) = \frac{1}{4\pi^{3/2}} \int \{a_k e^{\mathrm{i}kx} + b_k^* e^{-\mathrm{i}kx}\} d\sigma_k \tag{4}$$

$$A^*(x) = \frac{1}{4\pi^{3/2}} \int \{b_k e^{\mathrm{i}k^*x} + a_k^* e^{-\mathrm{i}k^*x}\} d\sigma_k^*$$

$$k = (\boldsymbol{k}, E_k), \quad E_k = \sqrt{\boldsymbol{k}^2 + \kappa^2}$$

wo

$$k^* = (\boldsymbol{k}, E_k), \quad \boldsymbol{k} \textit{ reell}$$

$$d\tau_k = \frac{d^3k}{E_k}$$

befriedigen, wenn die Vertauschungsrelationen gelten.

$$[a_k, b^*_{k'}] = \vartheta(k-k') \equiv E_k \partial_3(\boldsymbol{k}-\boldsymbol{k}'), \quad [b_k, a^*_{k'}] = \vartheta^*(k-k'), \tag{5}$$

$$[a_k, a_{k'}] = [a^*_k, a_{k'}] = [a_k, b_{k'}] = \ldots = 0.$$

Der gesamte Energie-Impulsvektor berechnet sich zu

$$P_\mu = \int \{k_\mu b^*_k a_k d\sigma_k + k^*_\mu a^*_k b_k d\sigma^*_k\} \tag{6}$$

und genügt den richtigen „Verschiebungsrelationen“

$$[P_\mu, A(x)] = \mathrm{i}\partial_\mu A(x). \tag{7}$$

Wenn man noch den Vakuumzustand durch

$$a_k|0\rangle = b_k|0\rangle = 0 \tag{8}$$

definiert, hat man eine Verallgemeinerung der komplexen Geister, die man im Lee-Modell findet. Die Integrale (4) enthalten zwar bei $t \neq 0$ auch exponentiell anwachsende Integranden, aber bei $t = 0$ (Schrödinger-Darstellung) ist alles in Ordnung, weil $\boldsymbol{k}$ ja reell ist.

Nun ist aber diese Theorie sicher nicht lorentzinvariant, weil in dem gewählten Koordinatensystem der räumliche Anteil $\boldsymbol{P}$ lauter reelle Eigenvektoren hat und nur $P^4$ ist komplex.

{Beweis: Wegen $U_\Lambda P^\mu U_\Lambda^{-1} = \Lambda^\mu_\nu P^\nu$, wo $\Lambda^\mu_\nu$ eine (reelle) homogene Lorentztransformation ist, folgt aus $P^\mu|k\rangle = k^\mu|k\rangle$, wo $|k\rangle = a^*_k|0\rangle$ ist, $P^\mu U_\Lambda|k\rangle = (\Lambda^{-1}k)^\mu U_\Lambda|k\rangle$. Nun wird, durch passende Wahl von $\Lambda$, $k' = \Lambda^{-1}k$ auch einen komplexen Raumanteil haben, was im Widerspruch mit (6) ist.}

Es ist mir ein „puzzle“, daß eine formal invariante Lagrangefunktion durch eine kanonische Quantisierung, bei der die infinitesimalen Operatorvertauschungsrelationen in Ordnung zu sein scheinen, jedoch zu einer nicht kovarianten Theorie Anlaß gibt. Vielleicht erzähle ich Ihnen aber Banalitäten, die Sie schon längst gewußt haben?

Eine konsistente Abänderung der Theorie wäre z. B., überall $k^\mu = \kappa n^\mu$, $n^\mu =$ reell, $n^2 = -1$ zu setzen {d. h., $k = (0, \mu - \mathrm{i}\lambda)$ im Ruhsystem des Teilchens}. Aber dann kommen in (6) auch für $t = 0$ exponentiell anwachsende Faktoren vor und ich weiß nicht, wie man eine Dirac-Funktion $\delta_3(\boldsymbol{x})$ (die kommt im Kommutator vor) durch ein Fourier-Integral mit komplexem $\boldsymbol{k}$ im Exponenten darstellen soll. Meine Vermutung ist, daß man im allgemeinen Darstellungen der inhomogenen Lorentzgruppe, die zu komplexen Energie-Impuls Eigenvektoren gehören, nicht durch lokale Felder extrapolieren kann.

Man kann sich natürlich von spezifischen Modellen befreien, wenn man die Darstellungen der vollen Lorentzgruppe im allgemeinen studiert. Nehmen wir etwa an, es gibt einen simultanen Eigenvektor der Operatoren $P^\mu$:

$$P^\mu|k\rangle = k^\mu|k\rangle, \quad k^\mu = \text{komplexe Zahlen}. \tag{9}$$

Dann folgt wie bei Wigner, daß $k$ alle Werte durchlaufen kann, die sich in der Form $k' = \Lambda k$, $\Lambda =$ irgendeine homogene reelle $L$-Tansformation, schreiben lassen. Also wird eine irreduzible Darstellung durch die komplexe Zahl $k^2 = -\kappa^2$, $\kappa = \mu - \mathrm{i}\lambda$ ($\mu$, $\lambda$ reell) charakterisiert, wenn ich mich einfachheitshalber auf den Fall Spin = 0 beschränke. Da aber $k = p + iq$, $p$ und $q$ reelle Vektoren, geschrieben werden kann, ist die Darstellung erst durch die Angabe noch einer dritten reellen Zahl vollständig bestimmt!

$$(p + iq)^2 = -(\mu - \mathrm{i}\lambda)^2$$

gibt

$$p^2 - q^2 = -\mu^2 + \lambda^2, \quad pq = \mu\lambda,$$

und ich kann das vervollständigen durch:

$$p^2 = -\mu^2 - u, \quad q^2 = \lambda^2 + u, \quad pq = \mu\lambda.$$

$\mu$, $\lambda$ und $\kappa$ sind drei feste reelle Zahlen, die nur durch gewisse Ungleichungen beschränkt sind. Nun folgt aus der Selbstadjungiertheit von $P^\mu$, daß $\langle k'|k\rangle = 0$, wenn $q \neq 0$, d. h. $\lambda \neq 0$, ist (das ist der uns interessierende Fall). Um komplexe Dipolgeister auszuschließen, setzen wir voraus, daß das CPT-Theorem (oder etwas Ähnliches) gilt, d. h., daß es eine antilineare Transformation $T$ gibt, die $P^\mu$ invariant läßt:

$$T P^\mu T^{-1} = P^\mu . \tag{10}$$

Dann ist $|k^*\rangle = T|k\rangle$ ein Eigenvektor von $P_\mu$ mit komplex-konjugiertem Eigenwert

$$P_\mu |k^*\rangle = k^*_\mu |k^*\rangle, \quad \langle k^*|k'^*\rangle = 0 \tag{11}$$

aber

$$\langle k^*|k'\rangle = D(k, k') \neq 0 ,$$

wo $D(k, k')$ gewisse invariante Dirac-Funktionen sind in den Variablen $p$, $q$, $p'$ und $q'$. Nun kann man symmetrische oder antisymmetrische direkte Produkte von dieser Darstellung einführen durch die übliche Einführung von Erzeugungs- und Vernichtungsoperatoren:

$$|k\rangle = a^*_k|0\rangle, \quad |k^*\rangle = b^*_k|0\rangle, \quad a_k|0\rangle = b_k|0\rangle = 0$$

mit

$$[b_k, a^*_{k'}]_\pm = D(k, k') \text{ usw.}$$

Wenn man aber lokale Felder $A(x)$ und $B(x)$ in der üblichen Weise einzuführen versucht, stößt man wieder auf Fourier-Integrale mit komplexen Exponenten, und ich weiß nicht, wie man die definieren soll. Vielleicht durch Einschränkung der erlaubten Vektoren in unserem Hilbertraum? Es ist mir nicht gelungen, eine vernünftige mathematische Definition ausfindig zu machen.

Dieselben Schwierigkeiten tauchen auf, wenn man die „Wightmanschen" Funktionen in einem allgemeinen System von wechselwirkenden Feldern zu definieren versucht. Nehmen wir z. B. den einfachsten Ausdruck

$$\langle 0|A(x)B(x')|0\rangle \equiv M,$$

wo $A(x)$ und $B(x)$ irgendzwei lokale Operatoren sind:

$$A(x) = e^*(x)A(0)e(x), \quad B(x) = e^*(x)B(0)e(x)$$

mit $e(x) = e^{iP_\mu x^\mu}$.

Wenn wir uns auf Zwischenzustände $|P'\rangle$ mit komplexen Eigenwerten $P'_\mu$ konzentrieren, erhalten wir

$$\langle 0|A(x)B(x')|0\rangle = \sum_{P'}{}' \langle 0|A(0)|P'\rangle\langle P'^*|B(0)|0\rangle e^{iP'_\mu(x-x')^\mu} \tag{12}$$

$$+ \sum_{P'}{}' \langle 0|A(0)|P'^*\rangle\langle P'|B(0)|0\rangle e^{iP'^*_\mu(x-x')^\mu}$$

wo

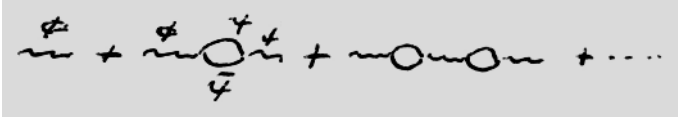
$$|P'^*\rangle = T|P'\rangle$$

ist. Das sind aber wieder Integrale über exponentiell anwachsende Ausdrücke. Ist mein Schluß, den ich daraus ziehe, nämlich, daß es in einer *relativistischen* Theorie (die nicht trivialerweise in mehrere unabhängige Teilsysteme zerfällt), die komplexe Geister enthält, keine lokalen Felder geben kann, richtig? Oder kann man durch Erweiterung des Integralbegriffes Ausdrücken wie (12) einen präzisen mathematischen Sinn geben?

Das bedeutet aber nun *nicht* unbedingt, daß ich in einer solchen Theorie nicht eine Art von chronologischen T-Produkten oder sogar eine unitäre S-Matrix im Unterraume der Zustände positiver Metrik und reeller Energie eventuell definieren kann. Um eine solche Möglichkeit einzusehen, studieren wir zunächst das System:

$$L = +\frac{1}{2}(\partial_\mu\phi\partial^\mu\phi + \mu_0^2\phi^2) + \bar{\psi}(p + M)\psi + g\phi(x)\bar{\psi}(x)\psi(x)\,, \tag{13}$$

das normale $\psi$-Teilchen in Wechselwirkung mit $\phi$-Geistern negativer Norm, aber positiver Energie beschreibt. Um das genaue relativistische Analogon zum Lee-Modell zu haben, untersuchen wir die Tamm-Dancoff Näherung für die Selbstenergie des $\phi$-Teilchens. D. h., wir berechnen alle Beiträge von Graphen



zur Greenschen Funktion

$$\langle T(\phi(x)\phi(x'))\rangle = -i\Delta'_+(x - x')\,.$$

Wir stoßen auf die bekannte Integralgleichung, die im Impulsraume lautet:

$$\Delta'_{\mp}(p) = \Delta_{\mp}(p) + \Delta_{\mp}(p)\Sigma'(p)\Delta'_{\mp}(p). \tag{14}$$

Hier ist

$$\Delta_{\mp}(p) = -\frac{1}{\boldsymbol{p}^2 + \mu_0^2}$$

(das Minuszeichen rührt von der negativen Metrik des $\phi$-Teilchens her) und $\Sigma(p)$ ist die Fouriertransformierte des Ausdruckes

$$ig^2\langle 0|T\left(\bar{\psi}_{in}\psi_{in}(x)\bar{\psi}_{in}\psi_{in}(r')\right)|0\rangle$$

und hat die Form

$$\Sigma'(p) = \int_{(2\pi^2)}^{\sigma^2} \frac{\sigma(\lambda)d\lambda}{p^2+\lambda}, \quad \eta(\lambda) > 0, \tag{15}$$

$\eta =$ Abschneidemoment.

Ich bin mir natürlich völlig bewußt, daß die Tamm-Dancoff Methode auch nicht viel Sinn haben kann, aber hier interessieren wir uns ja nur für die mögliche *Form* einer Greenschen Funktion, wenn komplexe Geister da sind. Führen wir die Bezeichnung $p^2 = -z$ ein, so lautet die Lösung von (14):

$$\Delta'_{\mp}(z) = \frac{1}{z - \mu_0^2 - \Sigma(z)}. \tag{16}$$

Wir können die Konstanten $\mu_0$ und $g$ so wählen, daß die Gleichung

$$z - \mu_0^2 - \Sigma'(z) = 0$$

zwei komplex-konjugierte Wurzeln $z_1 = \kappa^2$, $z^2 = \kappa^{*2}$ hat, so daß sich (16) in folgender Form schreiben läßt:

$$\Delta'_{\mp}(z) = -\frac{1}{(z-\kappa^2)(z-\kappa^{*2})\Sigma_1(z)}, \quad \Sigma_1(z) = \int_{(2\pi)^2}^{\infty} \frac{\sigma(\lambda)}{|\lambda-\kappa^2|^2}\frac{d\lambda}{\lambda - z}. \tag{17}$$

Durch eine Konturintegration wie im Lee-Modell kann man das transformieren in

$$\Delta'_{\mp}(z) = \frac{\alpha}{\kappa^2 - z} + \frac{\alpha^*}{\kappa^{*2} - z} + \int_{(2\pi)^2}^{\infty} \frac{\sigma_1(\lambda)d\lambda}{\lambda - z}, \tag{18}$$

wo

$$\sigma_1(\lambda) = \frac{\sigma(\lambda)}{|\lambda-\kappa^2|^4}\frac{1}{|\Sigma_1(\lambda + \mathrm{i}k)|^2}, \qquad \alpha = \frac{1}{2\mathrm{i}\Sigma_1(\kappa^2)\mathrm{Im}\,\kappa^2},$$

und das lautet im $x$-Raum

$$\Delta'_{\mp}(x - x') \equiv \mathrm{i}\langle 0|T(\phi(x)\phi(x'))|0\rangle \tag{19}$$

$$= 2\mathrm{Re}\,\alpha \int \frac{e^{ip(x-x')}}{p^2+\kappa^2} d^4p + \int\limits_{(2\pi)^2}^{\infty} \sigma_1(\lambda^2) \Delta_{\mp}(x-x', \lambda^2) d\lambda^2 .$$

Das sind nun gut definierte Fourierintegrale. Uns interessiert besonders der erste Term, der die komplexen Geister enthält und offenbar auch relativistisch invariant ist. Versuchen wir ihn nun im Lehmannschen Sinne durch die Felder $A(x)$ und $A'(x)$ der Formeln (1) bis (4) darzustellen. Es gilt:

$$\langle 0|T(A(x)A(x'))|0\rangle \equiv \langle 0|\theta_+(t-t')A(x)A(x') + \theta_-(t-t')A(x')A(x)|0\rangle \tag{20}$$
$$= -i \int \frac{e^{ipx}}{p^2+\kappa^2} d^4p .$$

oder

$$\langle 0|T^*(A^*(x)A^*(x'))|0\rangle = \langle 0|\theta_+(t-t')A^*(x')A^*(x) + \theta_-(t-t')A^*(x)A^*(x')|0\rangle$$
$$= i \int \frac{e^{ipx}}{p^2+\kappa^{*2}} d^4p .$$

Dabei ist $T^*$ das „antichronologische" Produkt von Operatoren. Setzt man also

$$\phi(x) = \alpha^{1/2} A(x) + \alpha^{*1/2} A^*(x) ,$$

so wird der erste Teil der Formel (19) gut reproduziert, wenn man die Definition des $T$-Produktes so abändert:

$$T(\phi(x)\phi(x')) = \alpha T(A(x)A(x')) - \alpha^* T^*(A^*(x)A^*(x')) . \tag{21}$$

Diese Definition sorgt dafür, daß nur exponentiell abfallende Faktoren bei $t-t' = \pm\infty$ vorkommen, oder es handelt sich eigentlich um kein richtiges chronologisches Produkt mehr.

Wenn wir nun versuchen wollen, in das System (19) die komplexen Geister schon von vornherein einzuführen, wäre es naheliegend, die folgende Lagrangefunktion niederzuschreiben

$$L = L_0 + \bar{\psi}(\underset{\rightarrow}{p} + M)\psi + g\phi(x)\bar{\psi}\psi(x), \quad L_0 = (1), \tag{21}$$

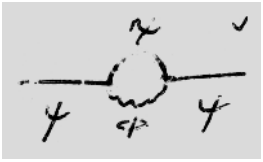
$$\phi = \mathrm{i}^{1/2} A(x) - \mathrm{i}^{1/2} A^*(x), \qquad \phi^* = \phi$$

und bei der Berechnung der S-Matrix für $\psi$-Teilchenreaktionen die folgende Form der Feynman-Propagatoren für unsere „Geisterlinien" in der Störungstheorie zu benutzen

$$\mathrm{i}\langle T(\phi(x)\phi(x'))\rangle = \int \left\{ \frac{1}{p^2+\kappa^2} - \frac{1}{p^2+\kappa^{*2}} \right\} e^{ipx} d^4p . \tag{22}$$

Hierbei habe ich $x = i$ gewählt, damit ich Konvergenz in der Störungsrechnung erhalte. Ist aber die so zu gewinnende S-Matrix, die Geister nur virtuell

enthält, unitär? Wenn ich keinen trivialen Fehler begangen habe, gibt schon der niedrigste Selbstenergiegraph



eine von Null verschiedene *komplexe* Feldmasse $\delta M$ für das $\psi$-Teilchen. Das $\psi$-Teilchen wird auch ein Geist durch die Wechselwirkung! Ich kann zwar ein Modell ausfindig machen, wo das nicht geschieht in der niedrigsten störungstheoretischen Ordnung, z. B., ich lasse ein skalares Teilchen $c(x)$ durch $L' = gc(x)\phi^2(x)$ mit den $A$-Feldern wechselwirken. Aber ich weiß nicht, was in den höheren Näherungen passiert; es war mir bis jetzt zu kompliziert, das zu untersuchen. Anstatt dessen habe ich mir die Frage gestellt: gibt es überhaupt Auswahlregeln, Symmetriegründe, die mir von vornherein garantieren, daß in einer gegebenen Theorie nicht alles zu Geistern wird? Da weiß ich aber leider auch keine Antwort.

Das wäre nun alles , was ich mir über die Geistergeschichte überlegt habe. Ich weiß nicht, was Sie darüber in Varenna erzählt haben und was Froissart in diesem Sinne gemacht hat. Vielleicht haben Sie auf solche Einwände schon längst eine Antwort gefunden, und das würde mich ungeheuer interessieren. Ich bin persönlich im Moment ziemlich skeptisch, denn mir scheint die Nichtexistenz von lokalen Feldoperatoren ziemlich unbefriedigend. Ihre Kommentare darüber würden mich ungeheuer interessieren.

Mit herzlichen Grüßen Ihr ergebener Vladimir Glaser

[1] Zusatz von Pauli: „Vorläufig beantwortet 5. November."

[2] Ferretti war damals noch Leiter der *Theoretical Studies Division* von CERN, die im folgenden April von Fierz übernommen werden sollte (vgl. hierzu den Brief [3055]).

[3] Über diesen Besuch Paulis in Genf berichtete Jauch in einem Schreiben vom 15. November 1958 an Rohrlich: „The situation on the basic question is somewhat more acute now since the people who have been working on the indefinite metric have received what appears to be the final blow. Pauli was here last week for two days and consulted mostly with the people who have been active in this work (Glaser, Froissart, Ferretti, and some others). He called it the final burial of the ghost. He seems to have completely abandoned the hope of getting anything useful from the indefinite metric approach." – Siehe hierzu auch die Bemerkung in Paulis Brief [3124] an Gürsey.

[4] Statt *bin* steht im Manuskript *habe.*

## [3103] Pauli an Frauenfelder

[Forch], Ende Oktober 1958
[Postkarte]

Dear Frauenfelder!
Nachtrag zu Positronen [... $e^+$ ... ...][1]
Sei es erstere?
Bin sehr neugierig. Inzwischen herzliche Föhngrüße aus der Heimat
Ihr W. Pauli

[1] Die uns vorliegende Kopie enthält unleserliche Stellen. Eine Nachfrage bei Frauenfelder wegen des fehlenden Textes blieb unbeantwortet.

## [3104] Pauli an Meitner

Zürich, 2. November 1958

Liebe Frau Meitner!

Haben Sie sehr vielen Dank für Ihren lieben und interessanten Brief vom 14. Oktober.[1] Ich bin sehr froh, daß meine Neutrinoarbeiten Ihren Beifall gefunden haben. Daß Sie *nicht* angenommen haben, „daß sämtliche $\beta$-Strahl-Linien primäre $\beta$-Strahlen sind, sondern nur die angereicherten" – das war mir stets ganz klar und es scheint mir, daß es *auch* aus dem Text meiner Neutrinoarbeit deutlich hervorgeht. Gerne habe ich noch eine Fußnote über Ihre Arbeit von 1925[2] hinzugefügt, die ich sofort gelesen habe, nachdem Ihr Brief kam. Dann schickte ich meinen Artikel zur Übersetzung ins Englische bzw. zum Druck in der deutschen Ausgabe des Buches ab.[3]

---

Sie berichten sodann, mit Ihrem eigenen großen Fragezeichen, ein Gerücht, daß ich „meine kritische Einstellung zu Heisenbergs neuester Theorie gemindert hätte." Das ist in der Tat völlig aus der Luft gegriffen. In Varenna am Como-See traf ich im August nochmals Heisenberg und alle Experten der Feldquantisierung[4] (sie wissen alle so wenig darüber wie ich selbst), und es wurde die Alternative diskutiert, ob Heisenbergs Gleichungen a) mathematisch *Widersprüche* enthalten oder b) ob sie mangels brauchbarer und *zuverlässiger* Methoden zu ihrer Integration völlig inhaltsleer sind.

Es scheint mir, diese Alternative kann Sie einigermaßen kaltlassen. Die Fassung b) ist keineswegs „milder", denn gemäß dieser gibt es zunächst noch gar keine Heisenbergsche Theorie.

*Alles*, was mich vor einem Jahr an der Sache interessiert hat, mußte Heisenberg später als undurchführbar eliminieren. Ich selbst bin auch nicht weitergekommen, und die Sache sieht nun ziemlich verfahren aus!

Wenn Sie diesen Teil des Briefes auch anderen berichten würden, wäre ich sehr froh.

---

Nun nähert sich das Datum des 7. November, zu dem ich Ihnen von Herzen alles Gute, insbesondere auch gute Gesundheit, wünsche, sowohl für den Tag selbst wie für die kommenden Jahre! Mögen diese für Sie angenehm und friedlich sein!

Seit jenem Tag, wo Sie halfen, Einstein gegenüber meine Identität festzustellen,[5] war es immer schön für mich, Sie zu sehen. Das kann ich nun ohne vergebliche „Diplomatie“ sagen, wie ich es einmal erfolglos versucht habe, um eine Diskussion über Ellis mit Ihnen einzuleiten. Wie schön, daß der Betazerfall uns auch wissenschaftlich in engeren Kontakt gebracht hat.

Happy birthday und ein frohes Fest!

Stets Ihr W. Pauli

[1] Vgl. den Brief [3091].
[2] Vgl. Meitner (1925).
[3] Siehe hierzu die Bemerkung zum Brief [3045].
[4] Vgl. den Kommentar zum Brief [3043].
[5] Dieses ereignete sich wahrscheinlich am 19. September 1920, während der 86. Naturforscherversammlung in Bad Nauheim, im Anschluß an einen Vortrag von Hermann Weyl (vgl. Band **I**, S. 21f.). – Wie aus einem Schreiben von Einstein an den Wiener Physiker Felix Ehrenhaft hervorgeht, war Einstein zu diesem Zeitpunkt über die ungewöhnlichen Fähigkeiten des jungen Pauli bereits orientiert. Weil er selbst wegen einer Erkrankung nicht die Einladung zu einem Vortrag in Wien annehmen konnte, „möchte ich nicht unterlassen,“ schrieb Einstein am 14. Dezember 1919 seinem Kollegen, „Sie bei dieser Gelegenheit auf den gegenwärtig in München weilenden hochbegabten jungen Wiener, Herrn Pauli, hinzuweisen, der mich vortrefflich ersetzen könnte, ganz abgesehen von den Herrn Schrödinger und Thirring, von welchen mir ebenfalls bekannt ist, daß sie die Gedankengänge der allgemeinen Relativitätstheorie vollkommen beherrschen.“

## [3105] Pauli an Pallmann

Zürich, 5. November 1958[1]

Sehr geehrter Herr Präsident!

Der mir für 1958 bewilligte Kredit von Fr. 1 000. reicht leider nicht, um die noch ausstehenden Rechnungen und Vortragshonorare an auswärtige Referenten für unser Kolloquium bzw. theoretisches Seminar zu begleichen. Ich möchte Sie daher höflich bitten, mir für 1958 einen *Nachtragskredit von Fr. 750.* zu gewähren, welcher mir ermöglichen würde, die dringend noch dieses Jahr zu bezahlenden Rechnungen zu begleichen.

Für eine wohlwollende Erledigung dieses Gesuches wäre ich Ihnen sehr dankbar.

Ich begrüße Sie, sehr geehrter Herr Präsident, mit dem Ausdruck vorzüglicher Hochachtung

Ihr ergebener W. Pauli

[1] Auch abgedruckt bei Enz, Glaus und Oberkofler [1997, S. 341].

## [3106] Wu an Pauli[1]

New York, 5. November 1958[2]
[Maschinenschrift]

Dear Professor Pauli!

First of all I wish to thank you very much for your letter[3] giving me so many interesting incidents, arguments and anecdotes which occurred in the early development of beta-decay. As a matter of fact, in my paper on the history of beta-decay[4] I divided the development into four periods. The first period includes the years from the discovery of radioactivity to 1930, which seems to be a natural break. The second period is from the time of your postulation of the existence of the neutrino through the Fermi theory of $\beta$-decay to the beginning of the Second World War. I didn't write anything for that period until your letter arrived. Now I have put the developments in that period in chronological order according to the outline in your letter. However, I omitted to mention the opposition role played by Niels Bohr because I do not want to remind him of this incident.

I just got back from a Conference on Weak Interactions in Gatlinburg, Tennessee.[5] It was a small, intimate and high quality meeting. Feynman, Gell-Mann, Dalitz, Goldberger, Wigner, Konopinski, Steinberger and many other eminent weak interactors were present.[6] Many exciting results (five altogether) were reported on $\pi$-$e$ decays and $\mu^-$-capture in $C^{12}$ (five experiments). Also two leptonic decays were observed out of 1500 $\Lambda^0$-decays. Feynman has proposed „a new model of strong and weak couplings" but it is full of ad hoc yet.

Enclosed please find a copy of the History of Beta Decay which I prepared as my contribution to the celebration of Miss Meitner's 80th birthday.

With renewed thanks.

Sincerely yours, C. S. Wu

[1] Anmerkung von Franca Pauli: „Paulis Mappe entnommen."

[2] Pauli notierte am oberen Briefrand stichwortartig einige Punkte, auf die er in seinem nächsten Brief [3111] an Wu näher eingehen wollte: „p. 12 Fermi-theory – positron decay; Meitner's letter; Bohr (not crazy enough); forbidden spectra; mutually complete each others; p. 11 ‚vanishingly small mass'; Joliot anounced positron-decay."

[3] Vgl. den Brief [3082].

[4] Vgl. Wu (1959a).

[5] Die von den Physikern des *Oak Ridge National Laboratory* in Tennessee angeregte *Conference on Weak Interactions* hatte vom 27.–29. Oktober 1958 in Gatlinburg stattgefunden. Zusammenfassende Berichte der *contributed papers* erschienen im Januar 1959 im *Bulletin of the American Physical Society*, während die invited papers im Juliheft 1959 der *Reviews of Modern Physics* **31**, 782–838 (1959) veröffentlicht wurden {vgl. hierzu Arthur H. Snells *Introductory Note* (1959) sowie den dort abgedruckten Bericht von C. S. Wu (1959)}.

[6] Die Berichte von Gell-Mann (1959), Dalitz (1959) und Goldberger (1959) sind auch in dem genannten Heft der *Reviews of Modern Physics* enthalten.

## [3107] Fierz an Pauli

Basel, 6. November 1958

Lieber Herr Pauli!

Vor einiger Zeit habe ich Ihnen – im Zusammenhang mit Ihrer Anfrage zu van Hoves Theorie – einige Erwägungen zum sogenannten Interferenzkern in

$$\langle A\rangle_t = P_t(A) + J_t(A)$$

geschrieben.[1] Ich glaubte, daß $J_t(A)$ die Schwankungen von $\langle A\rangle_t$ um den Gleichgewichtswert

$$\lim_{t=\infty} P_t(A) = \bar{A}$$

darstellen sollte. Ich sehe nun aber, daß dies nicht zutrifft.

Wenn z. B. die Observable $A$ die Energie eines Oszillators ist, der im Kontakt mit einem sehr großen System steht (Spiegelgalvanometer und seine Dämpfung, seine Brownsche Bewegung), dann wird das Verhalten dieser Observablen, die ich $E$ nennen will, durch

$$\sum_{E'} \int d\alpha \int P(t; E, \alpha; E', \alpha')|C(E', \alpha')|^2 d\alpha' = W(E, t)$$

gegeben. $\alpha$ bedeuten hier alle anderen Freiheitsgrade des Systems außer $E$, und $E$ ist natürlich

$$\hbar\omega\left(n + \frac{1}{2}\right).$$

Wenn das System im ganzen $N$ Freiheitsgrade hat, so ist $I_t$, gemittelt über alle Phasen der $C(E, \alpha)$, verglichen zu $P_t$, wie $1/N : 1$. Daher ist $|J_t|^2$ über alle Phasen der $C(E, \alpha)$ gemittelt wie $1/N^2 : 1$ – mit $P_t^2$ verglichen. Im limes $N \to \infty$ ist darum $J_t$ vernachlässigbar klein für „fast alle“ Werte der Phasen von $C$.

Man muß ferner erwarten, daß dann, wenn die Kopplung des Oszillators mit dem Wärmebad klein ist und wenn die $C(E, \alpha)$ einem Zustand entsprechen, dessen Energie einigermaßen scharf ist – nicht $E$ muß scharf sein, sondern die Gesamtenergie des Systems Oszillator + Wärmebad – man muß unter diesen Umständen erwarten, daß $W(E, t)$ gegen die kanonischen Verteiler $e^{-\beta E}$ strebt. In dieser Verteilung sind somit die Schwankungen von $E$ mitenthalten.

Das ist, wie mir scheint, die Situation. Daher, so glaube ich, ist durch die van Hovesche Arbeit so viel für den Ergodensatz geleistet, wie für die Physik nötig ist.

Ich danke Ihnen noch für Ihre Bemühungen um Casimir.[2] Wir haben dabei gelernt, daß der Effekt reell ist.

Mit den besten Grüßen Ihr M. Fierz

[1] Vgl. den Brief [3066].

[2] Vgl. hierzu den Briefe [3061].

## [3108] Pauli an Sambursky

Zürich, 11. November 1958
[Maschinenschriftliche Abschrift][1]

Lieber Herr Sambursky!

Es freut mich immer sehr, von Ihnen zu hören.[2] Herr Scholem hat mich diesmal persönlich in Zürich besucht, und bald nachher kam die deutsche Ausgabe seiner „Jüdischen Mystik“[3] bei mir an (für die ich mich noch bei ihm bedanken muß). Ich erzählte ihm auch, wie ich meinen Schüler Talmi in Safed in große Verlegenheit brachte, weil ich nach Luria fragte, von dem Talmi noch nie etwas gehört hatte.[4] Und wie wir dann zusammen in Lurias Synagoge gingen und ich auch dessen Grab sah.

Auf Ihr Buch „Physics of the Stoics“[5] bin ich sehr gespannt.

Im Frühjahr 1959 kann ich sicher nicht nach Israel kommen, da hier einige Veränderungen in der Physik im Tun[6] sind, die meine Anwesenheit hier erfordern, damit nicht zu viel Unsinn gemacht wird. (Unsere Semesterferien sind übrigens vom 1. März bis etwa 20. April.)

Über Herbst 1959 (fraglich) und später kann ich noch nichts sagen.

Könnten Sie mir übrigens, im Falle meines Kommens in Zukunft, sagen, wie es mit der finanziellen Seite Ihrer freundlichen Einladung steht? Wie ist es z. B. mit den (beträchtlichen) Reisekosten?

Mit herzlichen Grüßen an Sie selbst und alle Freunde in Israel

Stets Ihr W. Pauli

[1] Diese maschinenschriftliche Abschrift, die am oberen Rand den Vermerk *Copy* trägt, wurde offenbar aufgrund eines nicht mehr vorliegenden Schreibens von Franca Pauli angefertigt.
[2] Die Briefe von Sambursky *an* Pauli liegen nicht vor.
[3] Die deutsche Übersetzung [1957] von Scholems bekanntem Werk über die historischen Ursprünge der jüdischen Mystik war damals gerade erschienen.
[4] Im September während seines Israel Besuches hatte Pauli zusammen mit den anderen Konferenzteilnehmern das kleine historische Städtchen Safed in Galiläa besucht, in dem einst der berühmte Kabbalist Isaak Luria lebte und lehrte (vgl. den Brief [2707]). Der aus der Ukraine stammende und damals am *Weizmann-Institut* in Rehovoth tätige theoretische Physiker Igal Talmi hatte 1951 an der ETH in Zürich bei Pauli promoviert.
[5] Vgl. Sambursky [1959]. – Sambursky hatte ihm am 17. September 1957 während seines Besuches in Jerusalem [1959] auch schon das 1956 erschienene Werk „The physical world of the Greeks“ verehrt und mit einer Widmung versehen.
[6] Dieses hier unpassende Wort mag sich bei der Abschrift eingeschleust haben!

## [3109] Pauli an den Schweizerischen Nationalfonds

Zürich, 11. November 1958[1]
[Maschinenschrift]

Sehr geehrter Herr Präsident!

Ich erlaube mir, Ihnen ein detailliertes Kreditgesuch im Betrage von Fr. 81 500 für ein Jahr, laufend ab 1. April 1959, zuzustellen.[2] Dieser Kredit ist als Teilbetrag meines Gesuches um einen Vierjahreskredit (A 149) zu betrachten.

Da ich die Einladungen an die aufgeführten Mitarbeiter bereits jetzt schon ergehen lassen sollte, wäre ich Ihnen sehr dankbar, wenn Sie mir so rasch wie möglich mitteilen könnten, ob dieser Kredit ab 1. April 1959 zu meiner Verfügung stehen wird.

Ich wäre der Kommission der Atomwissenschaft für eine wohlwollende Prüfung meines Gesuches sehr verpflichtet und begrüße Sie, sehr geehrter Herr Präsident, mit dem Ausdruck vorzüglicher Hochachtung W. Pauli

*Beilage erwähnt.*

Gesuch um einen Kredit im Betrag von *Fr. 81 500 für 1 Jahr ab 1. April 1959* für das Institut für theoretische Physik an der ETH (A 149)

1. *Gesuchsteller*: *Pauli*, Wolfgang

ord. Professor für theoretische Physik Gloriastraße 35, Zürich 6, Tel. 32.73.30 intern 2697

privat: Bergstraße 35, Zollikon, Tel. 24.99.48

2. *Mitarbeiter*:

a) *F. Gürsey*, Dr. Physiker, türkischer Staatsangehöriger z. Z. Institute for Advanced Study, Princeton

b) *N. M. Hugenholtz*, Dr. Physiker, holländischer Staatsangehöriger

c) *C. Kittel*, Prof. Dr., University of California, Berkeley, amerikanischer Staatsangehöriger

d) *G. Dell'Antonio*, Dr. Physiker, italienischer Staatsangehöriger

3. *Forschungsprogramm:*

a) Theorie der Mehrteilchensysteme einschließlich Kernmaterie und Supraleitung

b) theoretische Arbeiten auf dem Gebiet der Festkörperphysik

c) Theorie der Elementarteilchen

4. *Verwendung des Kredites:*

| | |
|---|---|
| a) *Dr. Gürsey* | |
| Gehalt für 12 Monate à Fr. 2 000 | Fr. 24 000 |
| b) *Dr. Hugenholtz* | |
| Teilgehalt für 6 Monate à Fr. 1 000 | Fr. 6 000 |
| c) *Prof. Dr. Kittel* | |
| Gehalt für 12 Monate à Fr. 2 500 | Fr. 30 000 |
| d) *Dr. Dell'Antonio* | |
| Gehalt für 12 Monate à Fr. 1 500 | Fr. 18 000 |
| | Fr. 78 000 |
| + 2% AHV von Fr. 78 000 | Fr. 1 560 |
| + 5% Verwaltungsbeitrag von Fr. 3 120 | Fr. 156 |
| *Total Saläre* | Fr. 79 716 |

| | |
|---|---|
| Vortragshonorare | Fr. 1 000 |
| Schreibarbeiten und Diverse | Fr. 784 |
| Total für 1 Jahr (ab 1. April 1959) | Fr. 81 500 |

Entsprechend des schon eingereichten Kreditgesuches (A 149) für die drei folgenden Jahre wird der jährliche Kreditbedarf ca. Fr. 60 000 betragen.

[1] Auch abgedruckt bei Enz, Glaus und Oberkofler [1997, S. 341f.].
[2] Siehe hierzu auch das Schreiben [3008] des Schulrates vom 7. Juni, in dem er Pauli über das Antragsverfahren unterrichtete. Wie Pauli schon im September Fierz in einem Brief [3055] mitgeteilt hatte, beabsichtigte er, seinen wissenschaftlichen Betrieb künftig mit Hilfe von Krediten aus dem *Nationalfonds* wesentlich zu vergrößern.

## *Ein letzter Besuch in Hamburg, 20.–22. November 1958*

Schon im Februar 1957 hatte Pauli eine Anfrage des Hamburger Astronomen Otto Heckmann erhalten, ob er bereit wäre, im Herbst 1957 zusammen mit dem Kunsthistoriker Erwin Panofsky als Redner das 50jährige Bestehen der *Hamburgischen Wissenschaftlichen Stiftung* zu feiern [2524]. Nachdem Panofsky aus Princeton signalisiert hatte, daß er aus zahlreichen Gründen lieber nicht nach Hamburg kommen wolle [2541] und nachdem am 30. April 1957 auch sein geschätzter Freund und Kollege Wilhelm Lenz in Hamburg verstorben war, sagte auch Pauli zunächst ab.

Doch im folgenden Jahr wiederholte Heckmann seine Einladung, die diesmal mit der Verleihung eines Ehrendoktors an Pauli einhergehen sollte. Am 4. November 1958 stellte Heckmann beim Dekan der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät der Universität Hamburg, Walter Mevius, den folgenden Antrag:[1]

In Übereinstimmung mit den Kollegen Lehmann und Jordan beantrage ich, dem Professor für Theoretische Physik an der Eidgenössischen Technischen Hochschule in Zürich, Herrn Dr. phil. Wolfgang Pauli, den Dr. rer. nat. honoris causa zu verleihen.

Eine inoffizielle Erkundigung bei Herrn Pauli hat ergeben, daß er sich über diese Ehrung freuen würde. Zur Begründung ist zu sagen: Herr Pauli ist bekanntlich Nobelpreisträger geworden für seine Leistungen im Gebiet der Quanten-Theorie der Spektren. Das sogenannte Pauli-Prinzip, das das statistische Verhalten der Elementarteilchen regelt, hat sich als eines der ganz wenigen allgemeinen Prinzipien der Natur herausgestellt. Einige große literarische Leistungen aus seiner Feder – sein Encyklopädie-Artikel über die Relativitätstheorie und seine beiden zusammenfassenden Darstellungen im Handbuch der Physik – haben eine ganze Generation von Physikern beeinflußt. Herr Pauli hat in den zwanziger Jahren sich als Assistent von Lenz in Hamburg habilitiert und einige seiner großen Leistungen in Hamburg vollbracht. Er hat zu dem Personenkreis gehört, dem der Nationalsozialismus den Aufenthalt in unserem Lande unmöglich machte. Es scheint mir deshalb eine uns selbst ehrende Geste zu sein, ihm durch die beantragte Anerkennung zu bescheinigen, dass wir ihn als zu uns gehörig betrachten, wie er auch über alle Wirren der Vergangenheit hinweg Hamburg ein treues Gefühl der Anhänglichkeit bewahrt hat.

Herr Pauli wird vom 20. bis 22. November 1958 auf Einladung der Hamburgischen Wissenschaftlichen Stiftung in Hamburg weilen und am 21. 11. um 17 Uhr im großen Hörsaal des Physikalischen Institutes einen Vortrag halten über die ältere und neuere Geschichte des Neutrinos. Ich erlaube mir die Anregung, ihm – falls diesem Antrag entsprochen wird – die Urkunde vor Beginn dieses Vortrags zu überreichen. Als Verfasser für die Urkunde schlage ich die Herren Lehmann und Süssmann vor.

Nachdem Jordan erfahren hatte, daß in der nächsten bevorstehenden Fakultätssitzung über die Ehrendoktor-Verleihung beraten werden sollte, übermittelte auch er dem Dekan am 3. November 1958 seine Empfehlungen:

Da ich ja Herrn Paulis Fachgenosse bin, möchte ich es nicht versäumen, Ihnen schriftlich meine Stellungnahme zu diesem Vorschlag zu übermitteln: Ich würde diese Verleihung wärmstens begrüßen.

Obwohl der Name Pauli für die breite Öffentlichkeit weniger bekannt ist, als etwa die Namen Planck, Einstein, Heisenberg, so besteht doch in Fachkreisen keinerlei Zweifel darüber, daß Pauli zu der ganz kleinen Gruppe international bedeutendster Vertreter seines Forschungsgebietes gehört. Seine Biographie und seine Arbeit ist eng mit Hamburg verbunden; gerade einige seiner wichtigsten Arbeiten, an welche bei Verleihung des Nobelpreises in erster Linie gedacht wurde, sind in den Jahren seiner Zugehörigkeit zur Universität Hamburg entstanden. Die vorgeschlagene Verleihung wäre also im besonderen Maße sinnvoll und angebracht.

Ich bin Ihnen dankbar, wenn Sie diese Bemerkungen in der Fakultätssitzung kurz mit bekannt geben wollen. Herr Heckmann wird ja freilich auch seinerseits und in ausführlicherer Form ähnliches zu sagen haben.

Mit Herrn Lehmann konnte ich noch nicht über die Angelegenheit sprechen, nachdem ich gestern durch Herrn Heckmann im Gespräch davon erfahren habe. Ich vermute aber, daß Herr Lehmann sich ebenfalls gerne diesem Vorschlag anschließen wird.

Pauli hatte außerdem angeregt, daß man anläßlich seines Besuches in Hamburg auch die immer wieder verschobene Überreichung der *Max-Planck-Medaille* vornehmen könnte.[2] Inzwischen hatte jedoch der Vorstand der *Deutschen Physikalischen Gesellschaft* am 3. Oktober während der Physikertagung in Essen beschlossen, daß ihr Vorsitzender Ferdinand Trendelenburg ihm die Medaille persönlch nach Zürich überbringen sollte [3095]. Als Tag der Überreichung wurde der 15. Dezember vereinbart [3113, 3117 und 3119], jener Tag, an dem Pauli schließlich sterben sollte.

Als Reiselektüre für die Fahrt nach Hamburg hatte sich Pauli das 1954 in München erschienene Buch *Die Festung* von Dino Buzzati mitgenommen,[3] wie Franca auf dem Deckblatt des Buches vermerkte. In diesem symbolhaften Roman wird eine militärische Besatzung beschrieben, die ihr Leben in einer im rauen und z. T. noch unerforschten Bergland der tartarischen Landesgrenze gelegenen Festung verbringt, immer auf das „große Abenteuer wartend, das jedem wenigstens einmal im Leben zuteil wird."

Paulis Vortrag „Zur älteren und neueren Geschichte des Neutrinos" und die Verleihung der Ehrendoktorwürde fanden am Freitag, den 21. November 1958 um 17.00 Uhr im großen Hörsaal des *Physikalischen Staatsinstitutes* statt.[4] Der Anlaß wurde noch am gleichen Abend durch ein „geselliges Beisammensein" gefeiert. Es waren viele prominente Gäste eingeladen, darunter auch der Schweizerische Generalkonsul. Am 27. November erschien im *Hamburger*

*Abendblatt* eine Würdigung des „Großsiegelbewahrers der modernen Physik“ unter dem Titel „Einstein II“.

[1] Die folgenden Auszüge sind den Dozenten- und Personalakten **IV** 2340: Wolfgang Pauli, im Staatsarchiv der Universität Hamburg entnommen.
[2] Vgl. die Briefe [3032, 3036, 3037, 3058 und 3076] und den Kommentar zum Brief [2983].
[3] Buzzati [1954].
[4] Auf der bei dieser Gelegenheit angefertigten Aufnahme, die diesem Band **IV**/4B als Frontispiz vorangestellt ist, ist Pauli bei der Entgegennahme des *Ehrendoktor-Briefes* zu sehen.

## [3110] Pauli an Symanzik

Zürich, 11. November 1958

Lieber Herr Symanzik!

Haben Sie vielen Dank für Ihre Briefe vom 8. und 23. Oktober.[1] Ich hatte nicht alle Details verstanden, hörte aber nun von Källén, daß eine Korrespondenz zwischen Ihnen und ihm bereits stattfand. Källén schrieb auch, daß ihm Ihre Rechnung nicht ganz richtig scheint, daß Sie aber für bald ein zusammenfassendes Manuskript in Aussicht gestellt hätten. Dieses erwarte ich nun auch mit sehr großem Interesse und natürlich lohnt es sich dann nicht, vorher näher auf Ihre Briefe einzugehen.

Inzwischen viele Grüße Ihr W. Pauli

[1] Vgl. die Briefe [3081 und 3094].

## [3111] Pauli an Wu

Zürich, 17. November 1958
[Maschinenschrift]

Dear C. S. Wu!

Thanks for your letter[1] and especially for the copy of your article for the volume dedicated to the three octogenarians.[2] I read it with much pleasure and I believe, that your article and mine[3] mutually complete each other very well. For instance in my article nothing is said on the forbidden spectra (except a note on the Heidelberg electron-polarization experiment with RaE),[4] so I am glad, that you treated it in detail.

Meanwhile I received a reply from Lise Meitner[5] who in general was satisfied with my article. She frankly admitted that she was on the wrong track with her ideas on the primary beta rays but emphasized, quite correctly, that in other questions she had the better view than Ellis. Especially she laid some weight on her paper of 1925[6] (quoted in your note 7), so I am glad that you discussed it properly. Lise Meitner also mentioned in her letter, that already before her heat measurement with Orthmann she became rather uncertain about her own

hypothesis regarding the primary beta rays and that she told two collaborators to look, whether the recoil nuclei (after betadisintegration) show an inhomogeneous distribution of their energy: Donat and Philipp, Zeitschrift für Physik **45**, 512, 1927[7] and Naturwissenschaften **16**, 513, 1928.[8] But the measurements were much too inaccurate, at that time, to decide this question.

On p. 12 below, it seems to me that you made a real error with your very strange statement, that Fermi, „even included positron decays implicitly in his original formula *long before positrons were discovered*". I shook my head several times. Indeed, the positron was discussed at length at the same Solvay Congress 1933 which you describe so nicely on p. 11 (see „Proceedings", p. 169f.)[9] and Joliot reported these on his experimental discovery of the positron decay.

The phrase „only vanishingly small mass" of the neutrino on p. 11 could be made a bit more precise: I did not know at the Solvay meeting 1933, that a neutrino restmass of the order of magnitude of the electronmass can be excluded. This I learnt only a little later from the papers of Fermi and Perrin {which you quote in notes (19) and (20)}.

Fermi's beta decay theory is logically connected with his contributions to quantum electrodynamics (of a bit earlier date).[10] You will find something about that in my article.

That you leave Bohr's opposition role to me, is perhaps quite good. It is not the same, if I say it than if you say it. Of course I treated this in my article at length. Bohr and I were accustomed to this kind of struggles in all friendship: sometimes he was right and sometimes I.

This is perhaps a good occasion to conclude this letter with the confession, that I now completely agree with Bohr's statement in New York (January of this year) „it is not crazy enough" regarding Heisenberg models, indefinite metric in Hilbert-space etc.[11] According to my last discussions in Geneva it seems to me very unlikely that the latter will work. Something entirely new, in other words something very „crazy", is needed for small space-time regions which still keep the secret of a theory of the masses of the elementary particles. Thanks for your information on the Conference on weak interactions in Tennessee.

All good wishes, sincerely yours, [W. Pauli]

[1] Vgl. den Brief [3106].
[2] Es handelte sich um C. S. Wus Beitrag (1959a) zur Festschrift zum 80. Geburtstag von Hahn, Meitner und von Laue.
[3] Vgl. Pauli (1958k).
[4] Vgl. Fujita et al. (1957) und Boehm, Soergel und Stech (1958). Siehe hierzu die Bemerkungen in den Briefen [3059, 3062 und 3085].
[5] Vgl. den Brief [3091].
[6] Meitner (1925).
[7] Donat und Philipp (1927).
[8] Donat und Philipp (1928).
[9] Vgl. Blacketts Diskussionsbeitrag im Anschluß an den Vortrag von Frédéric und Irène Joliot (1933) während des Solvay-Kongresses.
[10] Siehe hierzu auch die Darstellung in Band **IV**/3, S. XLVIIff.
[11] Siehe hierzu auch Paulis Bemerkungen im Brief [2849].

## [3112] Arangio-Ruiz an Pauli[1]

Rom, 20. November 1958
[Maschinenschrift]

Illustre Professore,

A seguito della lettera del Presidente Giordani in data 25 luglio c. a.,[2] mi pregio informarla che la sua elezione a Socio Straniero della Classe di Scienze Fisiche, Matematiche e Naturali (Categoria III – Fisica, Chimica e Applicazioni) è stata approvata con Decreto del Presidente della Republica 22 agosto 1958, in corso di registrazione.

La relativa comunicazione è pervenuta a questa Presidenza, da parte del Ministero della Pubblica Istruzione, in data 15 corrente.

Mentre Le rinnovo, anche a nome del Presidente, il più cordiale saluto dell'Accademia, La prego di voler accogliere l'espressione della mia migliore cordialità. Prof. Vincenzo Arangio-Ruiz

[1] Vincenzo Arangio-Ruiz war ein Mitglied der *Accademia dei Lincei*, die Pauli zum ausländischen Mitglied erwählte.
[2] Vgl. den Brief [3044].

## [3113] Trendelenburg an Pauli

Erlangen, 20. November 1958
[Maschinenschrift]

Sehr geehrter Herr Pauli!

Es würde mir eine besondere Freude sein, wenn ich Ihnen anläßlich einer geplanten Fahrt nach der Schweiz die Max-Planck-Medaille und die Urkunde der Verleihung persönlich überbringen dürfte.[1] Darf ich Sie fragen, ob Ihnen Montag, der 15. Dezember, als Termin für einen Besuch zusagen würde. Sehr lieb wäre es mir, wenn wir mit Rücksicht auf andere Verpflichtungen die Zeit so wählen könnten, daß ich noch am späten Nachmittag von Zürich wieder abreisen kann.

Lassen Sie mich doch bitte wissen, wie Sie über diesen Vorschlag denken.[2]

Mit den besten Grüßen

Ihr sehr ergebener F. Trendelenburg

[1] Vgl. hierzu den vorangehenden Brief [3095] vom 23. Oktober.
[2] Pauli starb am 15. Dezember, dem Tag des vereinbarten Treffens (vgl. den Brief [3117]).

## [3114] Landau an Pauli

Moskau, 21. November 1958
[Maschinenschrift]

Dear Pauli!

I was very glad indeed to receive your letters[1] and my delay in answering is by no means due to a lack of interest in them but only to my extreme aversion for writing. I was happy to find out that our points of view in respect to Heisenberg's theory are almost identical.

I share your opinion that Heisenberg's idea is the only possibility of retaining point interaction, that is to save something of the existing theory. I think it makes the idea very important and even promising in spite of the great many difficulties. Heisenberg's calculations are of course mere childish play. „Tamm-Dancoff" method which is very bad indeed is not even the worst of it.

I agree with you that a dipole ghost is completely unessential. I think moreover that the ideas of the Lee-model article[2] are in the end contradicting causality and the problem of the conditions for nonoccurrence of ghosts seems by no means solved. I would prefer to state the whole problem in a more general form. We abolish completely the $\psi$-operators, but retain the quantities of quantum field theory (Green functions, vertex parts etc.). What are the relations which follow directly from the conditions of 1. unitarity (as there is no S-matrix it must be formulated through the sum of probabilities for all possible transitions), 2. point interaction including causality?

I think that the establishment of all these relations would be the most important step towards the creation of the real theory. Although from a different point of approach some work has been done in this direction recently, but most of it is, using the German words „reine Gelehrsamkeit" so that the problem is far from settled. One of the most beautiful features of the new theory could be the possibility that the solutions of its certainly nonlinear equations might have a lesser symmetry than the equations themselves thus giving rise to photons in a theory by itself isotopically invariant. But this result has of course to await the equations themselves.

With many greetings and further excuses

Yours very truly L. Landau

[1] Es ist nur ein Brief [2916] vom 11. März an Landau erhalten.
[2] Vgl. Heisenberg (1958a).

## [3115] Fierz an Enz

[Basel], 24. November 1958

Lieber Herr Enz!

Besten Dank für Ihren ausführlichen Brief.[1] Ich sehe nun auch, wo ich meinen Fehler machte – an der trivialen Stelle, wo man

$$\int d^3 p_e \int d^2 p_\nu \delta^4(p_e + p_\nu - p_\pi)$$

ausrechnen soll, was auf

$$4\pi \int \delta(E_e(p_\nu) + p_\nu - m) p_\nu^2 dp_\nu$$

führt. Da habe ich dann übersehen, daß doch $E_e(p_\nu)$ auch von $p_\nu$ abhängt, weshalb das eben nicht $p_\nu^2$ an der Stelle

$$\frac{m^2 - \mu^2}{2m} = p_\nu$$

ergibt, sondern noch den Zusatzfaktor

$$\frac{E_e}{m} = \frac{m^2 + \mu^2}{2m^2}$$

liefert – saudumm! Das Übrige, weniger Triviale, war mir klar; die Dummheiten geschehen meist am Schluß in elementaren Rechnungen, wo man nichts mehr denkt.

Nun noch eine Bieridee: bei der $\pi$-Nukleon-Wechselwirkung könnte man, im Sinne der „Universalität“ ja auch schreiben

$$f/\mu \operatorname{grad}_k \boldsymbol{\pi} \cdot (\phi^+ \gamma_k (1 + \gamma_5) \boldsymbol{\tau} \phi).$$

Weil das nicht „renormalisierbar ist“, und wegen

$$\frac{\partial \phi^+}{\partial x^n} \gamma_n = M(\tau),$$

wo

$$M(\tau) = m(\tau) + f/\mu \left( \frac{\partial \boldsymbol{\pi}}{\partial x_k} \cdot \gamma_k (1 + \gamma_5) \boldsymbol{\tau} \right),$$

wird das

$$f/\mu \, \boldsymbol{\pi}((\phi^+ [M(\tau), \boldsymbol{\tau}]_- \phi) + (\phi^+ [M(\tau), \boldsymbol{\tau}]_+ \gamma_5 \phi)).$$

Wenn man – im Sinne einer 1. Näherung, $M(\tau)$ und $m(\tau)$ ersetzt, so ist der 1. Term $[m(\tau), \boldsymbol{\tau}]$ so klein als man will – 1000 $\times$ kleiner als der zweite und stört nicht. Weil die Wechselwirkung nicht renormalisierbar ist, so fischt man freilich im Trüben. Finden Sie das allzu trüb? Es ist nur merkwürdig, daß man überhaupt eine solche Überlegung anstellen kann. Vielleicht steckt etwas dahinter. Was denken Sie? Wenn Sie die Sache dezidiert für eine Bieridee halten, brauchen Sie mir nicht zu schreiben.

Mit besten Grüßen und vielen Dank für die Aufklärung – man ist zu Zeiten borniert –

Ihr M. Fierz

## Anlagen zum Brief [3115]

### Fierz an Enz

[Basel], 7. Januar 1959

Lieber Herr Enz!

Ich möchte Sie doch nochmal um eine Aufklärung betreffs der konventionellen Definition von $\gamma_5$ bitten.

Wenn ich die Dirac-Gleichung so schreibe

$$i\frac{\partial\psi}{\partial t} \equiv p_t\psi = (\boldsymbol{\alpha}\boldsymbol{p})\psi + \beta m\psi,$$

so kann man zur zweispaltigen Darstellung übergehen:

$$\psi = \begin{pmatrix}\Psi\\ \phi\end{pmatrix}; \quad \boldsymbol{\alpha} = \begin{pmatrix}\sigma & 0\\ 0 & -\sigma\end{pmatrix}, \quad \beta = \begin{pmatrix}0 & 1\\ 1 & 0\end{pmatrix}$$

$$p_t\bar{\Psi} = (\boldsymbol{\sigma}\boldsymbol{p})\bar{\Psi} + m\phi, \quad p_t\phi = -(\boldsymbol{\sigma}\boldsymbol{p})\phi + m\bar{\Psi}.$$

Wenn nun $m = 0$ ist, so ist $|\boldsymbol{p}| = p_t$ – für positive Energie – und darum entspricht $\bar{\Psi}$ der rechtszirkulären, $\Phi$ der linkszirkulären Lösung. $V - A$ ist dann – da die Teilchen linkszirkulär sein sollen –

$$(\phi_p^+\boldsymbol{\sigma}\phi_n)(\varphi_e^+\boldsymbol{\sigma}\varphi_\nu) - (\phi_p^*\phi_n)(\varphi_e^*\varphi_\nu) + \text{konj.}$$

Dadurch erhalte ich auch die richtigen Werte für $A$ und $B$ für die Richtungsverteilung der Elektronen und Neutrinos bei orientierten Neutronen.[2]
$\gamma_5$ muß daher, wenn

$$\frac{1}{2}(1+\gamma_5)\psi = \begin{pmatrix}0\\ \phi\end{pmatrix}$$

sein soll, die Form

$$\begin{pmatrix}-1 & 0\\ 0 & +1\end{pmatrix} = \gamma_5$$

haben. Freilich, bei Pauli, z. B. in der Bohr-Festschrift,[3] ist

$$\gamma_5 = \begin{pmatrix}+1 & 0\\ 0 & -1\end{pmatrix},$$

so daß man $(1-\gamma_5)$ benutzen sollte. Nun schreiben freilich manche Autoren nicht $1+\gamma_5$, sondern $1+i\gamma_5$. Gibt es keine allgemein anerkannte Konvention, was $\gamma_5$ sein soll?

Wissen Sie, was für Festlegungen und von wem, benutzt werden?

$$[\ \overset{\downarrow\gamma_5}{\cdots}\ ]^4$$

Soll man nicht an den Definitionen im Handbuch von Pauli S. 220, (17′) und S. 225, (15′) festhalten?

„An sich“ kann man ja machen, was man will. Wenn man aber eine Vorlesung halten muß und will, so wird man doch konfus. Diese Paulischen Festlegungen scheinen mir auch, da man ja ein Rechts-Koordinatensystem verwendet, natürlich zu sein, da die Linkshändigkeit einer negativen Größe entspricht, weshalb $1 - \gamma_5$, bzw, $\phi$, was „unten“ steht

$$(in \begin{pmatrix} \bar{\Psi} \\ \phi \end{pmatrix}),$$

bzw. wo in der Dirac-Gleichung $-(\boldsymbol{\sigma p})$ kommt, vernünftig aussieht.

Wissen Sie, wer dieses ganze Durcheinander erzeugt hat? Ich kenne die Literatur gar nicht und muß mir immer alles selber vorrechnen. Das ist eine Alterserscheinung.

Mit den besten Grüßen fürs neue Jahr Ihr ergebener M. Fierz

---

## Fierz an Enz

[Basel], 10. Januar 1959

Lieber Herr Enz!

Besten Dank für Ihre prompte und vollständige Auskunft über meine blöde Frage.

Obwohl ich persönlich die Definition

$$\gamma_5 = \begin{pmatrix} +1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$$

vorziehen würde, so meine ich, daß ich mich den Festlegungen des *neuen* Handbuchartikels fügen soll, damit nicht jeder seine eigenen Definitionen braucht. Es soll also

$$\gamma^5 = \gamma^1\gamma^2\gamma^3\gamma^4$$

sein, und, wenn

$$\gamma^k = \begin{pmatrix} 0 & i\sigma_k \\ -i\sigma_k & 0 \end{pmatrix},$$

dann ist

$$\gamma^5 = \begin{pmatrix} -1 & 0 \\ 0 & +1 \end{pmatrix}.$$

Ich habe mich, auf Anfrage von Rosenfeld hin, bereit erklärt, für „Nuclear Physics“ eine Würdigung von Paulis Arbeit zu schreiben. Rosenfeld möchte dabei auch ein Bildnis Paulis publizieren, und da möchte ich Sie fragen, ob Sie mir eines beschaffen könnten. Vielleicht ist im Institut eine passende Photographie vorhanden, so daß ich Frau Pauli in dieser Angelegenheit nicht zu belästigen brauche.

Wie ich höre, hat man Jost am Blindwurm operieren müssen. Hoffentlich geht es ihm gut!

Am 22. Dezember hat mir Petermann geschrieben, Crane und Pidd (Michigan)[5] hätten den $g$-Faktor freier Elektronen gemessen. Sie haben

$$2 \cdot (1{,}00\,11\,62 \pm 0.00\,00\,04)$$

gefunden. Die Theorie liefert

$$2 \cdot (1{,}00\,1160)$$

$$= 2 \cdot \left(1 + \frac{\alpha}{2\pi} - 0{,}328\frac{\alpha^2}{\pi^2}\right).$$

Das ist eine erstaunliche Übereinstimmung.

Mit besten Grüßen Ihr M. Fierz

[1] Dieser Brief liegt nicht vor.
[2] Vgl. hierzu auch Burgey et al. (1958).
[3] Vgl. Pauli (1955d).
[4] Unleserlicher Ausdruck.
[5] Vgl. Schupp, Pidd und Crane und R. W. Pidd (1961).

## [3116] Pauli an Fokker

Zürich, 24. November 1958

Lieber Herr Fokker!

Nachdem ich über die Frage Ihres Briefes vom 12. betreffend eine Ausgabe der gesammelten Werke von Ehrenfest etwas nachgedacht habe, kam ich zum Resultat, daß man es trotz einiger möglicher Schwierigkeiten des Unternehmens doch machen soll.[1] Für einen jungen Theoretiker muß es immer anregend sein, die Werke eines „Klassikers“ im Original lesen zu können.

Das biographische Buch über H. A. Lorentz von Frau de Haas, mit Beiträgen von Ihnen und anderen,[2] habe ich mit viel Vergnügen gelesen. Wenn ich Sie wieder einmal sehe, erzähle ich Ihnen eine nette Geschichte über H. A. Lorentz und auch vom Solvay Kongreß 1927.

Mit vielen Grüßen

Stets Ihr W. Pauli

[1] Adrien D. Fokker verwaltete mit C. J. Gorter und S. R. de Groot das Lorentz Fund, welches u. a. auch die Herausgabe der Werke von Paul Ehrenfest betreute. Die von M. J. Klein herausgegebenen und mit einem Vorwort von Casimir versehenen *Collected scientific papers* von Ehrenfest erschienen 1959 im Druck.
[2] Das kleine von Geertruida Luberta de Haas-Lorentz 1957 herausgegebene Bändchen, welches sich auch in Paulis Büchersammlung beim CERN in Genf befindet, enthält u. a. Fokkers Beitrag über Lorentz' wissenschaftliches Werk.

## [3117] Pauli an Trendelenburg

[Zürich], 24. November 1958
[Maschinenschriftliche Durchschrift]

Lieber Herr Trendelenburg!

Dank für Ihren Brief vom 20. des Monats.[1] Es ist schade, daß Sie nicht am Abend bleiben wollen, sonst hätte ich Sie gerne zusammen mit Herrn Karolus[2] bei uns zum Nachtessen eingeladen. Am Montag, den 15. Dezember habe ich nur eine Verpflichtung, nämlich ein Seminar für theoretische Physik um 16 Uhr. Könnten Sie um 11.30 h im Institut an der Gloriastraße sein? Dann könnten wir einen kleinen Lunch zusammen in der Stadt haben. Sonst habe ich auch noch Zeit zwischen 14 und 16 h im Institut.

Mit den besten Grüßen
Ihr sehr ergebener [W. Pauli]

[1] Vgl. den Brief [3113].
[2] Pauli schrieb *Carolus* statt Karolus. Der Hochfrequenztechniker und berühmte Erfinder der nach ihm benannten trägheitslosen Zelle zur Lichtmodulation, die besonders in der Film- und Fernsehtechnik zur Anwendung kam, lebte damals ebenfalls in Paulis Nähe in Zollikon. Siehe hierzu auch den in Band **IV**/1, S. 297f. enthaltenen Kommentar zu einem an Karolus gerichteten Brief von Pauli.

## [3118] Gürsey an Pauli

Princeton, 26. November 1958

Dear Professor Pauli!

I apologize for keeping silent for such a long time.[1] Knowing the volume of your mail, I decided to wait until I had something to report before attempting to consume your precious time. During the summer I had a great many discussions with Pais, Feinberg, Goldhaber and others in Brookhaven, trying to learn as much as I could about the experimental situation and the phenomenological theoretical interpretations in the hope of finding a clue for a new direction in elementary particle physics. I also wrote a small note in Physical Review Letters on a conjecture connected with the relative parities of baryons,[2] but I no longer believe it has any importance. That is why I did not send it to you.

From the recent experimental data and the very interesting papers of Pais on their interpretations,[3] it seems that there is no overall symmetry of strongly interacting particles stronger than invariance under the isospin group, and yet the possibility of additional approximate symmetry groups is not ruled out. The best example is the doublet approximation (Gell-Mann, Schwinger, Pais) connected with 4-dimensional invariance where one uses

$$N_1 = \begin{pmatrix} p \\ n \end{pmatrix}, \quad N_2 = \begin{pmatrix} \Sigma^+ \\ Y_0 \end{pmatrix}, \quad N_3 = \begin{pmatrix} Z^0 \\ \Sigma^- \end{pmatrix} \quad \text{and} \quad N_4 = \begin{pmatrix} \Xi^0 \\ \Xi^- \end{pmatrix}$$

with

$$Y^0 = \frac{1}{\sqrt{2}}(\Lambda^0 - \Sigma^0) \quad \text{and} \quad Z^0 = \frac{1}{\sqrt{2}}(\Lambda^0 + \Sigma^0).$$

This symmetry seems to exist in the first approximation, in a distorted way. If it were true $N_2$ and $N_3$ would never be separated into a singlet $\Lambda$ and a triplet $\Sigma$. Moreover some processes like the charge exchange scattering of $K$ mesons on nucleons would be strictly forbidden. The fact in that the $\Lambda - \Sigma$ mass difference is *small* and that the $K$ charge exchange scattering at low energies has a very *small* cross section compared with elastic scattering. This strongly suggests that there may be a class of interactions (perhaps the Yukawa interactions) with 4-dimensional symmetry where the baryons are involved in a doublet form, and another class of interactions having only 3-dimensional isospin symmetry which may be regarded as a perturbation to the doublet structure of baryons. The latter would then be responsible for the separation of $\Lambda$ and $\Sigma$ and for the occurence of such processes as the $K$ charge exchange scattering.

Therefore it seems that the group structure of strong interactions is richer than the isospin group and that several classes of strong interactions may exist, each being characterized by a symmetry group and a corresponding coupling constant. In particular we must be ready to envisage other couplings than the conventional trilinear Yukawa couplings (quadrilinear couplings have already been introduced by Schwinger, Barshay, etc. on phenomenological grounds.[4] They have been discussed by Dalitz).[5]

Can one formulate some principles which would restrict the possible forms of such a great variety of possible couplings suggested by experiment?[6] It seemed to me that the best guide here should be the empirically well established conservation of parity in strong interactions (although Schwartz from Columbia has recently come forward with disturbing news about this.[7] I hope it turns out to be a wrong experiment like the „forbiddenness“ of the $\pi$-$e$ decay).[8] Hence I set out to find which internal symmetries one should require in strong interactions (conservation of strangeness is obviously not sufficient) in order to be able to derive $P$ invariance from $CP$ invariance. As you already know I was being worried by this problem in Berkeley. I decided to collaborate with G. Feinberg on this subject since he had already shown that with the hypotheses of non derivative Yukawa coupling and charge symmetry it was possible to derive $P$ invariance from $CP$ invariance for the pion nucleon system.[9]

We found that such $CP \to P$ theorems can be generalized to all trilinear interactions (baryons with $\pi$ and $K$) provided that the couplings are non derivative and the baryons have a doublet structure. The necessary symmetries are discontinuous groups (like charge symmetry). They are independent of the isospin group and may be interpreted as generalized charge symmetries if Pais' quantum numbers $S_1$ and $S_2$ are regarded as being analogous to electric charge $Q$. These quantum numbers arise in the doublet approximation where the strangeness splits into two separately conserved quantum numbers $S = S_1 + S_2$ (see Pais' paper Physical Review **110**, 574).[10] Hence parity conservation in strong interactions is not linked with $S$ but rather with $S_1$ and $S_2$ which only exists in the case of 4-dimensional internal symmetry. The 3 symmetries which guarantee $P$ conservation in all non derivative Yukawa interaction are

$$p \leftrightarrow n,\ \Sigma^+ \leftrightarrow Y^0,\ \Sigma^0 \leftrightarrow \Sigma^-,\ \Xi^0 \leftrightarrow \Xi^-,\ \pi^0 \leftrightarrow \pi^0,\ \pi^+ \leftrightarrow \pi^-,\ K \leftrightarrow K. \qquad (\gamma)$$

This is the charge symmetry in the doublet approximation. It ensures $CP \to P$ in the $\pi$-baryon coupling. (It is different from conventional charge symmetry.)

$$N_1 \leftrightarrow N_2,\ N_4 \leftrightarrow N_3,\ K^0 \leftrightarrow \bar{K}^0,\ K^+ \leftrightarrow -\bar{K}',\ \pi \leftrightarrow \pi \qquad (\alpha)$$

This is a generalized charge symmetry with respect to the „charge" $S_1$. It ensures $CP \to P$ for the $K^0$ interactions.

$$N_1 \leftrightarrow N_3,\ N_4 \leftrightarrow N_2,\ K^0 \leftrightarrow \bar{K}^0,\ K^+ \leftrightarrow K^-,\ \pi \leftrightarrow \pi \qquad (\beta)$$

This is a generalized charge symmetry with respect to the „charge" $S_2$. It ensures $CP \to P$ for the $K^+$ interactions.

If charge independence (invariance with respect to the usual isospin group) is also valid ($\alpha$) and ($\beta$) are not independent. Moreover in this case one gets a very high symmetry for $\pi$ and $K$ couplings (one coupling constant $g_\pi$ for pionic and one $g_k$ for kanonic interactions). This high degree of symmetry is obviously incompatible with experiment and some further class of strong interactions must exist to break the symmetry. While doing this work we learned that Sakurai had also obtained similar results.[11] He has probably sent you a preprint.

Our idea to break the high symmetry of the Yukawa couplings was to introduce 4-field interactions (already introduced by several authors on heuristic grounds) which would only have 3-dimensional symmetry (charge independence) and would be characterized by a coupling constant $f^2$ smaller than $g_k$. In order not to interfere with the property $CP \to P$ we used the electromagnetic analogy. Charge symmetry, which ensures $CP \to P$ in the pion nucleon case, is approximate and yet deviations from charge symmetry do not result in deviations from $P$ conservation, because the agent responsible for the distortion of charge symmetry is the electromagnetic field whose interactions also necessarily conserve parity due to gauge invariance of the second kind. Therefore among all possible quadrilinear couplings which would break the high symmetry of the trilinear couplings (we call these doublet perturbations) we selected only those whose structure was such that they implied $CP \to P$. The possibilities are then severely narrowed down and the examples are discussed in the paper that we have just finished writing.

This paper is now being mimeographed and I will send you a copy as soon as it is ready. Because it is rather long you do not have to read it all. The rather detailed introduction and conclusion should be enough to give you an idea of what we have done.

We have also indicated a possible application of these ideas to weak interactions. In the case of the $\beta$-decay for instance, because we have a Fermi coupling (if $\gamma_\mu$'s are not permitted, as above, then similar results can be obtained for 4-Fermi), charge symmetry no longer implies $P$ invariance if $CP$ is conserved. Here I use the expression charge symmetry in an extended sense also applying it to electron neutrino pairs. The symmetry

$$p \leftrightarrow n, \quad e \leftrightarrow \nu$$

can be defined in the electromagnetic forces being neglected. In this case we know that parity is violated, being for instance implied by the two-component

theory of the neutrino. What additional restrictions do we get if we impose charge symmetry on the $\beta$ interaction? The answer is that we obtain the $V$, $A$ form with an arbitrary Fermi to Gamow-Teller ratio. The $S$, $T$, $P$ interactions are not invariant under charge symmetry.

One might expect that the other generalized charge symmetries $\alpha$ and $\beta$ might also play a role in weak interactions. In particular it is tempting to generalize the $\alpha$ symmetry to leptons as

$$N_1 \leftrightarrow N_2, \quad N_3 \leftrightarrow N_4, \quad e \leftrightarrow \mu.$$

Then one obtains a weak current recently proposed by Feynman.[12] One gets the universal Fermi interaction and also the form of the strangeness changing part of the current which should occur in the combination $N_1 + N_2$. One can also derive new selection rules in $K$ decay which would be exact if the doublet perturbations did not exist. There seem to be such approximate selection rules. Example:

$$\frac{\text{rate}(K^+ \to 2\pi)}{\text{rate}(K_1^0 \to 2\pi)} \sim \frac{1}{500},$$

hence $K^+ \to 2\pi$ is nearly forbidden.

The weak point in the relations we have derived between $CP$ and $P$ conservation in strong interactions is that we rely very heavily on the Lagrangian formalism. We have to assume that the trilinear couplings are non derivative whereas we do envisage the possibility of having derivatives of the boson fields in the doublet perturbing quadrilinear couplings. Hence the whole thing looks rather artificial.

Therefore in the last few weeks, after our paper was finished, I tried to look for a general principle which would eliminate derivative couplings in the Yukawa terms, but allow them in quadrilinear couplings. To my surprise I found that such a principle exists: it is the principle of invariance with respect to ordinary isotopic spin rotations where the rotation parameters are allowed to be arbitrary functions of space-time. Thus one obtains gauge transformations of the second kind (the Yang-Mills transformations) which are very similar to electromagnetic gauge transformations, and which through the intermediary of Yang und Mills' $\boldsymbol{b}_\mu$ field lead to effective 4-field interactions with only 3-dimensional symmetry. The doublet perturbing terms are thus introduced automatically in the theory and they have the very simple form

$$f^2 \boldsymbol{J}_\mu \cdot \boldsymbol{J}_\mu$$

where $\boldsymbol{J}_\mu$ is the total isotopic spin current for strongly interacting particles and $f^2$ is the coupling constant characterizing the strength of the doublet approximation. I am planning to collaborate with Feinberg to work out experimental tests of this scheme. If you are interested I can gladly give you more details.

Of course such attempts to connect parity conservation with the symmetry properties of strong interactions will be swept clear if the recent experiments of Schwartz[13] and the Alvarez group[14] are confirmed. They have found that the

$\Sigma$-$\Lambda$-$\pi$ interaction (and not the $K$ interactions) seems to violate parity by 3 standard deviations.

I heard that Glaser had withdrawn his objection to the indefinite metric which was related to an overdetermination of the conditions for unitarity arising from the existence of multiple ghost states. I would be very interested to know your present feelings about the possibility of an indefinite metric.

I am sorry for making this letter rather incomprehensible by trying to summarize all the work I did during the past months. I hope you will find our paper a little clearer.

I am very happy at the Institute. Most people are working on the many body problem but I have very stimulating discussions with Pais, Sakurai, Nishijima and a young physicist: Jeremy Bernstein who is interested in the more practical aspects of elementary particle physics.[15] Oppenheimer and Pais have given me much encouragement. On the other hand Lee and Yang disapprove strongly of my approach to physics.

Please give the regards of Suha and myself to Mrs. Pauli and my greetings to Henry Stapp.

With best wishes, yours sincerely Feza Gürsey

[1] Pauli hatte ihm am 13. März zum letzten Mal einen Brief [2921] geschrieben.
[2] Gürsey (1958c).
[3] Vgl. Pais (1958b).
[4] Vgl. Schwinger (1957) und Barshay (1958a). Siehe hierzu auch das Übersichtsreferat von Chew (1961).
[5] Vgl. Dalitz (1957).
[6] Mit diesen Fragen befaßte sich Gürsey (1960a) in einer späteren Untersuchung.
[7] Siehe hierzu Schwartz (1997).
[8] Vgl. hierzu den Bericht von B. Schwarzschild (1989).
[9] Vgl. Feinberg (1958).
[10] Pais (1958b).
[11] Sakurai (1958a).
[12] Vgl. Feynman und Gell-Mann (1958).
[13] Vgl. Eisler et al. (1958) sowie Impeduglia et al. (1958). – Siehe hierzu auch die historischen Berichte von Melvin Schwartz (1988) und von Jack Steinberger (1988).
[14] Vgl. Alvarez et al. (1958). Über diese im Winter 1958/59 am *Radiation Laboratory* in Berkeley mit der 15-inch-Blasenkammer ausgeführten Experimente, die insbesondere zur Entdeckung sog. *strange resonances* führten, berichtete Luis W. Alvarez später in seiner Autobiographie [1987, S. 194f.]: „By the winter of 1958 the 15-inch chamber had completed its engineering test run as a prototype for the 72-inch and was operating for the first time as a physics instrument. By now we had an intermediate-energy negative kaon beam of much higher quality than our low-energy beam had been. We were hoping to detect a particle predicted in the theoretical work of Murray Gell-Mann, the xi-zero, that should materialize along with a positive kaon to conserve strangeness."
[15] Vgl. Bernstein und Lewis (1958).

## [3119] Trendelenburg an Pauli

Erlangen, 27. November 1958
[Maschinenschrift]

Lieber Herr Pauli!

Herzlichen Dank für Ihren freundlichen Brief vom 24. November 1958![1] Ich werde sehr gern am Montag, den 15. Dezember,* um 11.30 Uhr zu Ihnen in das Institut in der Gloriastraße kommen und freue mich, wenn wir anschließend zusammen lunchen können.

Mit herzlichen Grüßen

Ihr sehr ergebener F. Trendelenburg

[1] Vgl. den Brief [3117].

* Todestag Paulis, Medaille wurde im „Fraumünster“ überreicht! Franca Pauli

## [3120] Pallmann an Pauli

Zürich, 28. November 1958[1]

Sehr geehrter Herr Professor!

Mit Schreiben vom 4. November 1958[2] gaben Sie uns bekannt, daß Sie zulasten des Kredites A/68 (Konto 5,521,306,98), den Sie aus den atomwissenschaftlichen Mitteln des Schweizerischen Nationalfonds bewilligt erhielten, ab 1. November 1958 Herrn Dr. Henri *Stapp* vom Radiation Laboratory der University of California in Berkeley angestellt haben und daß Sie ihm pro Monat ein Gehalt von Fr. 2 000 zukommen lassen möchten, zuzüglich eine Entschädigung von Fr. 2 500 für seine Reise und Umzugskosten.[3]

Da dieser Vorschlag auf Honorierung des Herrn Dr. Stapp über die für analoge Fälle geltenden Besoldungsnormen wesentlich hinausgeht, waren zu seiner Erledigung verschiedene Besprechungen und Konsultierungen nötig, insbesondere mit dem Schweizerischen Nationalfonds. Deshalb hat sich unsere Antwort verzögert, was Sie bitte entschuldigen wollen.

Wir beehren uns, Ihnen nun heute mitzuteilen, daß Ihrem Besoldungsvorschlag betr. Herrn Dr. Stapp zugestimmt werden kann, aber nur im Sinne einer einmaligen *Ausnahme* in Würdigung, daß Sie Herrn Dr. Stapp zum voraus bestimmte Zusicherungen gemacht haben. Künftig würde es aber kaum mehr möglich sein, einem so weitgehenden Besoldungs- und Entschädigungsantrag zuzustimmen. Denn es kann nicht riskiert werden, daß durch derart hohe Honorierungen von Mitarbeitern, denen nicht der Rang von Professoren zukommt, unser ganzes Besoldungsniveau ins Wanken gerät.

Für wissenschaftliche Mitarbeiter im Gebiete der Physik, die aus Krediten des Nationalfonds entschädigt werden, gelten zur Zeit die folgenden Besoldungsnormen:

Für Mitarbeiter mit Doktorat, aber ohne weitere Erfahrung (oder mit Erfahrung, aber ohne Doktorat) monatlich Fr. 800 bis maximal Fr. 1 200.

Für Mitarbeiter mit Doktorat und weiterer Erfahrung (wie offenbar Dr. Stapp) monatlich Fr. 1 000 bis maximal Fr. 1 800.

Aufgrund dieser Ansätze mögen Sie selber feststellen, daß die von Ihnen für Herrn Dr. Stapp vorgesehene Besoldung mit zusätzlicher Entschädigung wirklich weit über das Maximum der entsprechenden Norm hinausgeht. Folglich wären wir Ihnen dankbar, wenn Sie künftig anderen Mitarbeitern keine so weitgehenden Zusicherungen wie im Falle des Herrn Dr. Stapp mehr machen wollten.

Herr Dr. Stapp kann die ihm von Ihnen zugedachte Besoldung und Entschädigung nun sofort bei der Kasse der ETH beziehen, die von uns entsprechend benachrichtigt wurde.

Mit vorzüglicher Hochachtung

Der Präsident des Schweizerischen Schulrates
Pallmann

*Durchschlag an das Sekretariat des Schweizerischen Nationalfonds* zur Förderung der wissenschaftlichen Forschung, Effingerstr. 55 in Bern, zur gefl. Kenntnisnahme, im Anschluß an die einschlägigen Besprechungen der Herren Nussbaumer und Dr. Neukomm. Da Herr Prof. Pauli Dr. Stapp zum voraus bestimmte Zusicherungen gemacht hat, ist es schwierig, die entsprechende Zustimmung zu verweigern. Künftig werden wir aber auf Einhaltung der Normen beharren müssen.

Mit vorzüglicher Hochachtung

Der Präsident des Schweizerischen Schulrates

[1] Auch abgedruckt bei Enz, Glaus und Oberkofler [1997, S. 352f.].
[2] Dieses Schreiben vom 4. November liegt nicht vor.
[3] Siehe hierzu auch Paulis Angebot in seinem Schreiben [3031] vom 10. Juli an Stapp.

## [3121] Wu an Pauli

[New York], 30. November 1958[1]

Dear Prof. Pauli!

I was most grateful for your letter[2] in which you kindly pointed out my strange statement about Fermi's beta theory including positron decay before it was discovered. This statement was actually made by Konopinski in his eulogy for Fermi at a memorial lecture in Washington D. C. 1955. I was very much impressed by this striking statement and didn't bother to check for its authenticity. In fact, this lecture of Konopinski was later published in the Reviews of Modern Physics (July, 1955).[3] My only excuse for this embarrassment is that when the excitement of positron discovery became known, I was still in high school yet. However, I thank you very much for this correction.

I was very pleased and relieved that you took time out to read my article.[4] Rabi also read it and commented that it reads like a fascinating novel. I hope Miss Meitner will like it too.

About your self confession at the end of your letter, I have some interesting connections to tell you. I have learned some comments from Heisenberg about your stand on his unified theory through a lady whom you have never met. She ist the *Queen of Greece*. On her official visit to Pupin physics Department, she told us about her visit with the master (Heisenberg).[5] It was very amusing! The Queen was very impressed by Heisenberg's noble attempt to understand the nature by his unified theory. So the Queen asked the master (Heisenberg) ‚how did the American physicists take to your grand unified theory'. The master replied „the American physicists always smiled when they heard my theory". The Queen wanted to know why is this smile? What does it mean? Ironically, everybody again smiled politely and then Lee tried to explain it diplomatically. At this point the Queen told us that Heisenberg also mentioned that Pauli has changed his view point since the CERN Conference. Of course, no one took it seriously at all!

My warmest regards to Mrs. Pauli and your goodself.

Very sincerely Chien-Shiung Wu

[1] Zusatz von Pauli: „Beantwortet 5. Dezember."
[2] Vgl. den Brief [3111].
[3] Vgl. Konopinski (1955b).
[4] Vgl. Wu (1959a).
[5] Es handelte sich um die Königin Friederike von Griechenland, der C. F. von Weizsäcker 1981 unter dem Titel „Eine außerordentliche Frau" einen kleinen Nachruf widmete (vgl. C. F. von Weizsäcker [1983, S. 171–177]). Dort berichtete er, die Königin von Griechenland habe Heisenberg im Oktober 1960 im Münchener Institut besucht, um in „einem kleineren Kreis von Mitarbeitern über die Philosophie der modernen Physik zu reden." Siehe hierzu auch Carson [1995, S. 110f.].

## [3122] Pauli an Chew[1]

Zürich, November/Dezember 1958

Dear Chew!

Herewith I warmly support the request of Dr. Charles Enz for an employment in your Department in the autumn of 1959.[2] His scientific work concerns the broad field of solid state theory and of weak interaction. He is not only very thoroughly and reliable in his work, but I also know him as an agreeable and kind character during the years, where he was and still is my assistant. I think, that now the time is coming, where he needs a stay in other countries than Switzerland and I am sure, that he will fit in very well in your team.

With all good wishes

Sincerely yours [W. Pauli]

## Anlage zum Brief [3122]

### Kommentar zu Charles Enz*

Schwer zu verstehen ist „projection operator on the spin states“, because there are *two* (linear independent) *states* of given $s$ and $p$.

I propose: projection operator into the (two-dimensional) subspace of a given spin component $s$ (and momentum $p$).

Just as well, backside p. 5 „projection operators into the subspace of given longitudinal component s of the neutrino spin“.

p. 6 charge ($e$) and spin ($s$)-state.

p. 27 ‚special class of theories‘ $a$ independent of $\omega$. What means this?

p. 26 Schwierig zu verstehen.

*No* reality condition of the form (10) ... is used.

Then: „As a consequence of $(5 \cdot 10)$ ...?

$\boldsymbol{I}$ and $\boldsymbol{p}_{e_-}$ antiparallel:

$$\boldsymbol{I} \text{ and } \boldsymbol{p}_{e_+} \text{ parallel: } \begin{cases} (\boldsymbol{I}\boldsymbol{p}_e) < 0 \text{ für } e_- \\ (\boldsymbol{I}\boldsymbol{p}_e) > 0 \text{ für } e_+ \end{cases}$$

[1] Der noch bei Fermi in Chicago ausgebildete Geoffrey Chew (geb. 1924), der inzwischen ebenfalls am *Radiation Laboratory* der *University of California* in Berkeley wirkte, gehörte damals zu den führenden Vertretern des S-Matrix-Programmes in der Hochenergiephysik. Vgl. hierzu seinen Bericht (1989) während des Fermilab Symposiums vom Mai 1985 über die Geschichte der Elementarteilchenphysik.

[2] Als Enz' Nachfolger in der Assistentenstelle hatte Pauli Othmar Steinmann vorgesehen (vgl. Enz, Glaus und Oberkofler [1997, S. 332f., 396 und 414]).

* Paulis Kommentare zu Charles P. Enz Untersuchung (1958) zur Neutrinotheorie.

## [3123] Schafroth an Pauli

Sydney, 3. Dezember 1958[1]

Lieber Herr Pauli!

Ich hätte Ihnen eigentlich schon lange schreiben wollen, aber es kam immer wieder etwas dazwischen, vor allem der Meissnereffekt. Der ist, glaube ich, nun in Ordnung durch drei unabhängige Berechnungen:

1. Blatt & Matsubara[2] haben mit Hilfe der Bogoljubovschen Methode der „kollektiven Anregungen“* gefunden, daß (für lange Wellen $q \equiv \frac{2\pi}{\lambda} \to 0$) die London-Gleichung gilt, d. h., die „Suszeptibilität“ $\chi(q)$ zur Wellenzahl $q[M(q) = \chi(q)B(q)]$ ist:

$$\chi(q) \approx -\frac{ne^2}{mc}\frac{1}{q^2}. \qquad (q \to 0) \tag{1}$$

$n$ ist die *totale* Elektronendichte. (Dies ist *nicht* Wentzels Resultat;[3] seines ist nur einen Faktor, der die Elektron-Phonon-Kopplungskonstante enthält, kleiner.)

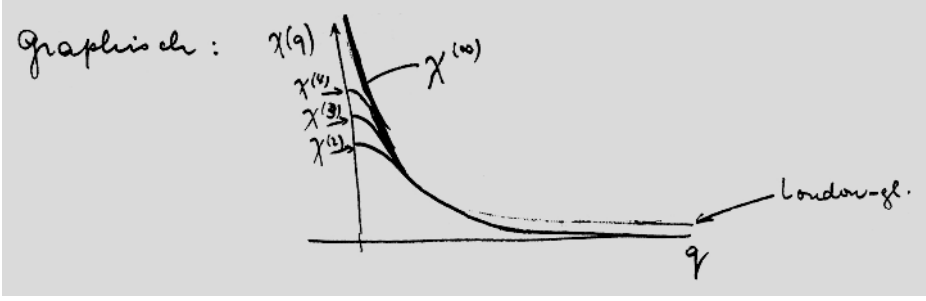
2. Bogoljubov hat offenbar selber etwas gerechnet,[4] erklärt, mit (1) einverstanden zu sein.

3. May und ich haben unsere Methode ausgebaut.[5] Zunächst wurde die Eichinvarianzschwierigkeit bereinigt, siehe unten. Dann wurde $\chi(q)$ in Störungstheorie nach der Kopplungskonstanten berechnet. Für große $q$ ist die niedrigste Ordnung genügend; das Resultat ist unser altes. (Dieses stimmt übrigens für große $q$ mit all den nicht-eichinvarianten Rechnungen von Bardeen, Rickayzen etc. überein,[6] und man kann verstehen, warum.) Für $q \to 0$ muß man den führenden Term in jeder Ordnung Störungstheorie berücksichtigen. Man findet bis zu $\nu^{\text{ter}}$ Ordnung im Kopplungsparameter $\rho$:

$$\chi^{(\nu)}(q) = -\frac{ne^2}{mc}\frac{1}{q^2 + \text{const.}(2\rho)^\nu} \tag{2}$$

Für $\rho < \frac{1}{2}$, wo das Gitter stabil ist, geht das im Limes in (1) über:

$$\chi^{(\infty)}(q) = -\frac{ne^2}{mc}\frac{1}{q^2}$$




Das Aufsummieren der führenden Terme ist äquivalent mit dem Übergang zu den Bogoljubovschen kollektiven Anregungen, und somit bestätigen wir Blatt-Matsubara.

Die Physik davon ist die: Nach der Bogoljubov-Transformation hat man Fermionen ($\alpha$) und Phononen. Die Wechselwirkung zwischen ihnen ist schwach und kann für die Thermodynamik als Störung behandelt werden. Für die feineren Effekte muß man sie aber berücksichtigen: man kann daraus „kollektive Anregungen“ aussondern neben den reinen Einzelfermion-Anregungen. Diese „kollektiven Anregungen“ entsprechen Elektronenpaaren mit nicht-verschwindendem Gesamtimpuls $\boldsymbol{K}$. Während also der Grundzustand „kondensierte“ Elektronenpaare mit $\boldsymbol{K} = 0$ enthält, erhält man so ein Spektrum von tiefliegenden Zuständen, die einer Translation solcher Paare entsprechen:** Das Anregungsspektrum ist am untern Ende identisch dem eines idealen Bosegases, und so kommt der Meissnereffekt zustande.

Also: die Bogoljubov-Transformation sondert zunächst die energetisch wesentlichen Dinge (energy gap etc.) heraus; dann kann man aus den Überresten noch Bosonen bauen, die den Meissnereffekt machen. Das erklärt, warum die Thermodynamik der Supraleiter keine Verwandtschaft zu einer Bose-Thermodynamik hat, was mir immer Schwierigkeiten machte. An und für sich ist aber die Methode häßlich, man sollte den feineren Effekt (Meissner) zuerst, vor der gröberen Thermodynamik, verstehen. Ich glaube, ich weiß jetzt, wie man das mit unserer HPA-Methode machen kann, und May soll das nächstes Jahr dann noch durchführen.

Insgesamt bleiben von der Supraleitung im wesentlichen bloß noch die Dauerströme zu erklären. Diese folgen nicht aus dem Meissnereffekt, was die Leute auch sagen mögen, und so Argumente, wie sie Bogoljubov im ersten paper gab, gelten auch nicht. Ich habe keine Ahnung, wie man da vorgehen kann.

Noch kurz etwas über die sogenannte Blatt-Matsubara-May-Methode,[7] die Eichinvarianzschwierigkeiten zu umgehen. Gegeben sei die exakte (eichinvariante) Hamiltonfunktion $H$. Aus ihren Eigenfunktionen ohne Feld $\psi$ kann man das exakte $\chi$ berechnen nach einer bestimmten Formel $\chi = S(\psi)$. Außerdem gibt es eine Identität wegen der Eichgruppe: $G(\psi) \equiv 0$.

Hat man nun eine genäherte Hamiltonfunktion $\hat{H}$:

$$H = \hat{H} + \varepsilon \Delta \hat{H}$$

mit Eigenfunktionen $\hat{\psi}$ und verletzt $\hat{H}$ die Eichinvarianz (respektive kann nicht eichinvariant oder eindeutig auf den Fall eines Magnetfeldes verallgemeinert werden), so gilt i. A. $G(\hat{\psi}) \neq 0$. Dementsprechend wird $\chi$ unbestimmt: man findet, je nach Anordnung der Rechnung, irgendeines aus der linearen Schar

$$\hat{\chi}^{(\alpha)} \equiv S(\hat{\psi}) + \alpha \cdot G(\hat{\psi})$$

Das war immer die Schwierigkeit, und ich habe immer daraus geschlossen, man komme da nicht weiter. Nun gibt es aber offensichtlich unter all den $\hat{\chi}^{(\alpha)}$ ein „bestes“ für $\alpha = \alpha_1$, für welches $\hat{\chi}^{\alpha_1}$ ein Minimum wird. Dieses kann man zu gegebener Ordnung $(\nu)$ im Störungsparameter $\varepsilon$ berechnen und weiß dann, daß

$$\hat{\chi}^{(\alpha_1)} - \chi = O(\varepsilon^{\nu+1})$$

ist. Man hat also für $\chi$ eine ebensogute Näherung als für jede Größe, die frei ist von der Eichschwierigkeit, in derselben Ordnung nach $\varepsilon$. Diese Methode haben wir auf den Meissnereffekt angewendet.

Blatt ist als Professor für angewandte Mathematik an die University of New South Wales, die zweite Uni hier, gewählt worden. Wir haben hier alle recht aufgeatmet, daß er geht. Er schreibt nun in der Welt herum, Messels Institut sei am Sterben, was ich aber gar nicht glaube. Butler bleibt hier, und der ist doch der beste Physiker von uns dreien, und mit Messel läßt es sich doch recht gut auskommen: ich gebe also dem hiesigen Institut gute Chancen, Leute zu finden.

Meine Europareise vom Sommer[8] habe ich in bester Erinnerung, besonders da gewisse Mißverständnisse plötzlich über Bord gingen. Ich freue mich sehr,

Sie jetzt dann wieder öfter zu sehen und überhaupt wieder mehr Kontakt mit der Welt zu haben. Wir werden hier im August abfahren, mit Kind und Kegel per Schiff, und so aufs Wintersemester 59 in Genf anfangen. Vorher wollen wir noch einen langen Sommer lang im blauen Pazifik baden!

Viele herzliche Grüße, auch an Enz, Ihr M. R. Schafroth

## *Paulis letzter Tag im Institut Zürich 5. Dezember 1958*[1]

Zürich, 5. Dezember 1958

Vorlesung von 3 – 4 und 4 – 5 Uhr!

Gegen $6^h$ (ungewöhnlich früh!) heimkommend, im strömendsten Regen, fast in der Halle zusammengebrochen – sagte „Hilf mir, ich kann nicht mehr"! – es war der sogenannte „vernichtende Schmerzanfall", endlich Arzt erreicht, zwei Morphiumspritzen; nächsten Tag 6. XII. 1958 in die Klinik „Rotes Kreuz" Zürich. Franca Pauli

---

Vorlesung: *Theorie der Mehrteilchen-Systeme*[2]

Arbeiten:

| | |
|---|---|
| Supraleitung: | Blatt-Schafroth,[3] |
| | N. N. Bogoljubov, *Nuovo Cimento*, **7**, 794, 1958[4] |
| | Wentzel (Fortsetzung ?)[5] |
| *Leitung*: | Thellung (ohne Boltzmanngleichung, Leitfähigkeit)[6] |
| Antiferromagnetismus: | *Born*[7] (Störungsrechnung) (?) |
| Ferromagnetismus: Spinwellen: | *Dyson*[8] |
| Mehrkörperproblem: | *Schwinger-Martin* (?),[9] |
| | Hugenholtz – van Hove[10] |

H. Fröhlich, Supraleitung ein-dimensional. Proceedings of the Royal Society A, **223**, 296, 1954[11]

---

Sommerfeld-Festschrift 1928, p. 30 (H-Theorem), Gleichung (19)[12]

$$\frac{dW_n}{dt} = -\sum_m A_{nm} W_n + \sum_m A_{mn} W_m$$

Lösung
$W_n = W$ (unabhängig von $n$):

$$\sum_n \frac{dW_n}{dt} \equiv 0.$$

$$\sum_m A_{nm} = \sum_m A_{mni}; \qquad (1)$$

$$L(x, y) = x(\log x - \log y) - x + y$$

$$S = -\sum_n W_n \log W_n$$

$$\frac{dS}{dt} = -\sum_n \log W_n \frac{dW_n}{dt} = \sum_n \log W_n \sum_m (+A_{nm} W_n - A_{mn} W_m)$$

$$= \sum_n \sum_m A_{nm} W_n (+y \log W_n - y \log W_m)$$

$$= \sum_n \sum_m A_{nm} L(W_n, W_m) > 0 \qquad \text{wegen (1).}$$

---

Boltzmann, *Vorlesung über Gastheorie*, Band II,[13]

$$W_n \to W_a W_b,$$

$$A_{nm} \to C^{a,b}_{c,d}.$$

§81, p. 235–240, diskrete Zustände – Zyklische Reihe
nur

$$A_{n,n+1} \neq 0; \quad A_{n,m+N} \equiv A_{n,m}$$

(1) sagt, alle $A$ sind gleich,

$$A_{n+N,m} \equiv A_{n,m}.$$

---

Notizen zur Vorlesung „Mehrteilchensysteme“

Oktober 1958–Dezember 1958, sog. Kleine Vorlesung 5. XII. 1958

$3-4^{\text{h}}$ große Vorlesung
$4-5^{\text{h}}$ kleine Vorlesung

Es war Wolfis *letzte Vorlesung!*

Gegen 6 heimkommend mit „vernichtendem Schmerzanfall“

Franca Pauli

---

E. C. G. Stückelberg, Helvetica Physica Acta **25**, 577 (1952)[14]
M. Inagaki, G. Wanders und C. Piron, Helvetica Physica Acta **27**, 71 (1954)[15]

[1] Zusatz von Franca Pauli: „Hat Pauli nicht mehr erreicht.“
[2] Vgl. Matsubara (1955) und Blatt und Matsubara (1958). Siehe hierzu auch Blatts Übersichtsbericht (1960).
* Vgl. das Buch von Bogoljubov et al., auch in englischer Übersetzung als Preprint, wird in „Fortschritte der Physik“ erscheinen.

[3] Vgl. Wentzel (1958).
[4] Vgl. Bogoljubov (1958a, b).
[5] R. M. May war Schafroths Doktorand (vgl. den Brief [3001]).
[6] Vgl. Bardeen (1957) und Rickayzen (1958).
** Die Einzelfermion-Anregungen sind bekanntlich durch den Energy gap vom Grundzustand getrennt; die „kollektiven Anregungen" liegen in der Lücke.
[7] Vgl. Schafroth und May (1958). Über dieses von Robert M. May entdeckte Modell berichtete Schafroth auch schon in seinem Brief [3001] vom 27. Mai.
[8] Vgl. hierzu den Brief [3001].
[9] Diese Notizen (PLC Bi 133, PLC Bi $132_1$, $132_2$, $132_3$, $132_4$) wurden von Franca Pauli aufgezeichnet. Wie Armin Thellung in seiner *Agenda* vermerkte, hatte Pauli, nachdem er am 1. Dezember – nach einem Vortrag von Thellung – zusammen mit ihm und Fierz zum Essen in die *Kronenhalle* gegangen war, bereits über Schmerzen geklagt, die diesmal „nicht psychischer, sondern physischer Natur" waren.
[10] Manuskript aus dem *Pauli-Nachlaß* PLC Bi 132.
[11] Vgl. Blatt und Matsubara (1958) und Schafroth (1958).
[12] Bogoljubov (1958a).
[13] Wentzel (1958 und 1959). – Die in Klammern beigefügten Fragezeichen stammen von Pauli.
[14] Vgl. Chester und Thellung (1959).
[15] Im Manuskript steht „Boon"!
[16] Vgl. Dyson (1956a, b).
[17] Offenbar kannte Pauli schon die durch Schwinger und seinen Doktoranden Paul Cecil Martin damals in Harvard durchgeführte Untersuchung der Mehrteilchensysteme, die allerdings erst im März 1959 im *Physical Review* publiziert wurde {Martin und Schwinger (1959)}. Siehe hierzu auch die Schwinger-Biographie von J. Mehra [2000, S. 331f.].
[18] Vgl. Hugenholtz (1957) und van Hove (1955a und 1957a). Siehe hierzu auch den Reprint-Band von van Hove et al. [1961] über Arbeiten zur Quantentheorie von Mehrteilchensystemen.
[19] Fröhlich (1954).
[20] Vgl. Pauli (1928).
[21] Vgl. Boltzmann [1898].
[22] Stückelberg (1954).
[23] Inagaki et al. (1954).

## [3124] Pauli an Gürsey

Zürich, 5. Dezember 1958

Dear Dr. Gürsey!

It was nice to have news from you again.[1] I count on it, that you will come here for the summer term (end of April). I cannot yet give you details on the financial question, but I am sure, there will be no difficulty with that. I will come back to it later. Now to physics. That Lee and Yang „disapprove strongly of your approach to physics" is, of course, a serious matter for me.[2] Just with these two men I feel quite „at home" in all questions of tact and of instinct in physics. But, in order to be pedagogical your statement is too general, we need something more specific as to how and where this disapproval is lying.

Now, I can well say, where I disagree with your approval, I believe, that the experiments of Schwartz and the Alvarez group[3] will soon be confirmed and extended and that P-conservation is *not* generally true for strong interactions. I admit, that I am influenced in this direction by *Lederman*, who was recently here in Zürich and who seems to be rather convinced of this new P-violating experimental results. Moreover there exists a paper or preprint „Conservation of

parity and strong interaction“ of 1952 (which, as far as I know, never appeared) with the following summary:

Time reversal together with certain assumptions about the form of the interaction energy assures the conservation of parity in strong pion nucleon interactions as well as in electrodynamics. The same arguments do not necessarily apply to these strong interactions which involve heavy mesons and hyperons. It therefore appears important to check the conservation of parity in the strong interactions of new particles. It is shown that up to now there exists no evidence to support the assumption of parity conservation in these interactions.

Indeed, I expect large deviations from $P$-conservation for $K$-nucleon $\rightarrow \Sigma$ or $\Lambda$ processes (due to $\Sigma$-$\Lambda$-$\pi$-interaction) and also small $P$-deviation effects for pion-nucleon interaction. The „assumptions about the form of the interaction“, mentioned above concerns the no derivative coupling, which, however, is entirely arbitrary and, I think, should be replaced by derivative coupling. On the other hand, the $T$ or $CP$-invariance seems to hold empirically for all kind of interactions. The experimental exploration of all these questions is ahead of us and I believe, that you should reverse the whole argument in your paper. The symmetry conditions should be used as a guide for the construction of parity violating interactions – where one is forced to derivative couplings to get some P-violation. {N. B. in your symmetry conditions ($\alpha$) one should probably read $K^+ \rightarrow -\bar{K}^+$ (instead of $K^+ \rightarrow -K^+$) and in ($\beta$) $K^0 \rightarrow -\bar{K}^0$ (instead of $K^0 \rightarrow -K^0$).}

I read the preprint of Sakurai[4] which is written very agreeable and intelligent. However, I immediately got a strong impression, that nature will be very different from what he believes.

The rule „as stronger the interaction, as larger the symmetry which it permits“ seems to be false. One more remark on the pion-nucleon scattering: I expect that the „large phases“ of the scattering are parity conserving, but the small phases (and $S$-scattering) could be different.

The paper of Pais[5] I have not yet read. In January Dr. Dell'Antonio from Milan comes here,[6] who will be very suited to discussions of them.

To the paper of yours (and Feinberg?)[7] which is going to be mimeographed, I am therefore looking forward with terror and I think, its arguments should be entirely put upside down!

I myself, abandoned some ideas, which I had last spring: I don't see anylonger a sufficient justification of applying the concept of isospin to leptons, which have no strong interactions. Moreover, the idea of a pure electromagnetic mass of the electron seems to lead to group-theoretical difficulties because of the $\gamma_5$-invariance, when one puts the mechanical mass $m = 0$.

I showed your letter also to Stapp and discussed it with him.[8] He also sends regards. From the socalled „field theory“, which seems to me more and more fictitious, I have enough for the time being and I give a lecture on many body problems,[9] which I hope slowly to learn.

In Geneva I had last month a discussion with Ferretti, Ascoli, Glaser and Froissart.[10] It was very discouraging. It is true, that the overdetermination of the conditions of unitarity was an error, but new difficulties arose. Glaser obtained

in all lorentzinvariant models with indefinite metric, which he could discuss, for the physical particles (in perturbation theory) imaginary or complex additional self-masses (which are not easily to subtract). In other words, the interaction changed the „physical“ particles into ghosts. There were other difficulties, too. There was a general inclination to abandon this whole idea of an indefinite metric.[11]

I also was for 3 days in Hamburg last month,[12] but Lehmann had nothing new. From Jost I can say myself that I „disapprove strongly of his approach to physics“ which is getting more and more formalistic.

Please show this letter also to Lee and Yang with my kindest regards. I started to read their paper on superfluidity.[13] In the moment I am unable, to do anything reasonable with field quantization.

All good wishes to both of you from Mrs. Pauli and myself and I am looking forward to see you here in spring. Please write to me about your plans.

Yours sincerely W. Pauli

Regards to all friends at the Institute.

[1] Vgl. den Brief [3118].
[2] Pauli schrieb wegen dieser Angelegenheit gleichzeitig an Wu (vgl. den Brief [3125]).
[3] Über diese Experimente berichtete Gürsey ebenfalls in seinem vorangehenden Brief [3118].
[4] Vgl. Sakurai (1958a).
[5] Vgl. Pais (1958b).
[6] Vgl. hierzu das Schreiben [2996].
[7] Über eine solche Zusammenarbeit mit G. Feinberg hatte Gürsey in seinem vorangehenden Brief [3118] berichtet.
[8] H. Stapp war ab 1. November 1958 auf Paulis Gesuch hin für 6 Monate an der ETH in Zürich angestellt (vgl. Enz, Glaus und Oberkofler [1997, S.286]).
[9] Siehe hierzu die Bemerkung im Brief [3093] und im Kommentar zum Brief [3124].
[10] Pauli war am 13. und 14. November in Genf (vgl. den Brief [3102]) gewesen.
[11] Anmerkung von Pauli: „It was also stated in this paper, that the conclusion $T \rightarrow P$ works in electrodynamics with no tentative coupling (including Pauli terms).“
[12] Vgl. den Kommentar zum Brief [3110].
[13] Vgl. Lee und Yang (1958b).

## [3125] Pauli an Wu

Zürich, 5. Dezember 1958

Dear C. S. Wu!

Thanks for your letter of November 30.[1] It is interesting that the historical error regarding Fermi and the positron is due to Konopinski. He should have known better and I think, he should find some suitable occasion to correct it.

I am glad, that I have an occasion to write to you today, you could be helpful in a question of both experimental physics and psychology – the former concerns the parity violation in strong interactions (experiments of Schwartz[2] and of the Alvarez group),[3] the latter concerns Gürsey, the „Brookhaven Turc“, who is now in Princeton. Regarding the former: *Lederman*[4] (whom you know so well) was

here in Zürich last week[5] and he starts now to believe in the correctness of these new results. Even more, he seemed to me quite convinced of it. I was influenced very much by Lederman, who is a very critical person and has a good judgment in experimental question. I am also inclined to believe in the correctness of this kind of parity violation (smaller effects of this kind I also expect for pion-nucleon interaction), because of a theoretical paper by Touschek and Morpurgo (1957),[6] which, however, as far as I know, has never been published. I expect some progress in theory, if these effects will turn out to be true.

So my question is, what do you think of it? Now to psychology: Gürsey wrote a letter to me,[7] in which he reported on a paper of his, based on the idea of exact parity conservation in strong interactions. I am against it, and I wrote to him today,[8] that I think, the argument of his paper should entirely be put upside-down. But in Gürsey's letter, there was a sentence which is rather serious for me. After he said, that he is very happy at the Institute he adds: „On the other hand Lee and Yang disapprove strongly of my approach to physics." This is a rather general statement, which makes me very sad: I like Gürsey, but „I believe in" Lee and Yang. I saw the conflict in question already in Brookhaven, as Lee was getting very nervous and started to spread coins on the floor during Gürsey's lectures. Yang tried to calm Lee a bit.[9]

There seems to be a kind of psychological incompatibility between Lee and Gürsey, besides differences of point of views in physics. Do the latter concern this question of parity violation in strong interactions? Lederman made a remark, that Lee is working in this field. In this case I wish him good luck, I shall presumably be on his side.

But: could you give me any advice, what I could do to diminish the conflict between Gürsey and Lee + Yang? I think, Gürsey would hear to me.

---

To Heisenberg: the statement that I have changed my mind on his „theory" since the CERN conference, seems to be on his record now. Wishful thinking is always with Heisenberg. In reality we discussed in the Italian summer school in Varenna[10] the two possibilities a) Heisenberg's theory has mathematical contradictions, b) Heisenberg's theory, due to a lack of reliable mathematical methods is an entirely empty scheme, and – speaking exactly – *does not exist at all*. (The latter point of view was due to Symanzik.) A possible transition (change) from a) to b) would certainly not be in Heisenberg's favour!

My prediction is, that Heisenberg will soon get in touch with the dictator Nasser in Egypt, to convince him of his point of view. Nasser has much more power than the Queen of Greece![11]

With warmest regards from both of us, also to Yang and Lee and to Rabi

Very sincerely yours W. Pauli

[1] Vgl. den Brief [3121]. Dort findet man auch den Hinweis auf Konopinskis Fehler.

[2] Melvin Schwartz arbeitete damals im Pupin Lab der *Columbia University*, wo er ein Jahr später – in Gesprächen mit T. D. Lee und C. N. Yang – auch das berühmte Experiment zum Nachweis der zwei Neutrinoarten vorschlug, das dann mit dem neuen 30 BeV-Synchrotron 1962 in Brookhaven

erfolgreich durchgeführt werden konnte. Vgl. hierzu seinen Bericht (1972) in dem Sammelband *Adventures in experimental physics*, Volume $\alpha$ und seine *Nobel lecture* (1988).
[3] Vgl. hierzu Alvarez' Darstellung in seiner Autobiographie [1987, S. 192ff.].
[4] Pauli hatte auch an Lederman geschrieben!
[5] Vgl. auch den Hinweis im Brief [3124].
[6] Vgl. Morpurgos und Touscheks (1958) *internal report*.
[7] Vgl. den Brief [3118].
[8] Vgl. den voranstehenden Brief [3124].
[9] C. N. Yang erklärte hierzu in einem Schreiben vom 20. Mai 2002 an den Herausgeber: „I do not remember the precise direction of work of Gürsey in 1958. I do remember I thought it was no good. It was not physics."
[10] Vgl. den Kommentar zum Brief [3043].
[11] Vgl. hierzu Wus Bericht in ihrem Brief [3121].

## [3126] Prieto, Ruelle u. a. an Pauli

Zürich, 9. Dezember 1958

Respected Prof. Pauli!

It has been with concern that we have received the news of your illness. We all wish you a speedy recovery and the best of health.

Your obedient students,

F. E. Prieto
M. Staff
D. Ruelle
A. K. Durrani
P. Curtius
N. Mehta

## [3127] Enz an Pallmann

[Zürich], 10. Dezember 1958[1]
[Maschinenschriftliche Durchschrift]

Sehr geehrter Herr Präsident!

Leider muß ich Ihnen mitteilen, daß Herr Prof. Pauli erkrankt ist. Er befindet sich im Krankenhaus vom Roten Kreuz, Gloriastraße 14/18, wo er sich am kommenden Samstag einer Operation unterziehen muß.

Herr Prof. Pauli hat mich gebeten, seine 4-stündige Vorlesung zu übernehmen, welche somit keinen Unterbruch erleidet. Dagegen muß die 2-stündige Spezialvorlesung während der Krankheit von Prof. Pauli ausfallen.

Ich habe gestern bereits Herrn Dr. Bosshardt mündlich über die Erkrankung von Herrn Prof. Pauli informiert, so daß Ihnen, sehr geehrter Herr Präsident, diese Nachricht wohl nicht mehr unerwartet kommt.

Mit dem Ausdruck vorzüglicher Hochachtung bin ich

Ihr sehr ergebener

[Dr. Ch. Enz, Assistent]

[1] Auch abgedruckt bei Enz, Glaus und Oberkofler [1997, S. 332].

## [3128] Delbrück an Pauli[1]

Pasadena, 11. Dezember 1958

Lieber Wolfgang!

Als Weihnachtsgruß schicke ich Dir den ersten Sonderdruck unserer Arbeit über „Comma-free Codes“, der gerade heute gekommen ist.[2] Die Fragestellungen darin stammen von mir, die teilweise wirklich sehr schöne Mathematik von zwei Kollegen im Jet Propulsion Laboratory, die sich meiner Fragen mit großer Liebe angenommen haben. Ob diese Arbeit etwas mit der wirklichen DNS zu tun hat oder ob wir ganz auf dem Holzwege sind, ist noch durchaus offen. Einige Indizien sprechen sogar stark für den Holzweg. Das besorgt mich aber gar nicht.

Endlich habe ich das Elsassersche Buch[3] zu Gesicht bekommen, kann aber damit nichts anfangen. Der Wortschwall ist zu groß, und die Argumente, soweit sie sich auf Biologie beziehen, zu vage, vager als nötig, wenn er sich ein bißchen mehr erkundigt hätte. Ich verstehe nicht, warum er das nicht getan hat, wenn er doch unser Nachbar in La Jolla ist. Ich will sehen, mich mit ihm in Verbindung zu setzen, fürchte mich aber etwas. Ich habe ihn 20 Jahre nicht gesehen, und das Buch macht den Eindruck, daß er schwülstig geworden ist.

Phycomyces ist die Hauptarbeit, ein richtiger Strickstrumpf, mühsam, endlos und mit kleinen Überraschungen in der Wolle. Es ist komisch, wenn ich jetzt stürbe, würde sicher niemand ernstlich daran weiterstricken, weil es noch niemand gibt, der meinen Glauben teilt, daß da noch ganz große Überraschungen drin sind, an die man nur mit diesem Pflänzchen herankommen kann. Dieser Gedanke, daß mit meinem Tod dieser Strickstrumpf den Motten verfallen würde, ärgert mich, und dabei sehe ich ein, daß es ein etwas lächerlicher Ärger ist. So sind wir eben.

Bohr hat natürlich seine M.I.T. lectures, zu denen meine ein Kommentar sein sollte, immer noch nicht zum Druck gegeben. Jetzt will er sie im Frühjahr in Kopenhagen noch mal halten, ehe er sie publiziert.[4]

Zu Weihnachten, oder kurz danach, wollen wir alle vier nach Puerto Vallarta fliegen für ein paar Tage. Das ist ein subtropisches mexikanisches Fischerdorf an der Westküste, wo Jean Weigle auch ein Häuschen hat. Ich freue mich auf diese weltabgeschiedene andere Welt, wo die Tiere und die Menschen gleiche Rechte haben und die Kirche mit Ihren Heiligenbildern den Gegenpol zum Meer bildet.

Herzlichst Dein Max

[1] Diesen Brief von Max Delbrück hat Pauli (der am 15. XII. starb) nicht mehr erreicht. (Franca Pauli)
[2] Vgl. Delbrück (1958).
[3] Vgl. Elsasser [1958].
[4] Vgl. Bohr (1963).

## [3129] Enz an Salam

Zürich, 14. Dezember 1958
[Brieffragment]

Dear Professor Salam!

Professor Pauli has asked me to write you. He is not able at the moment to do it himself because unfortunately he is ill. He had to undergo an operation yesterday after having suffered of troubles with the digestion for several weeks already. We hope that he will re-obtain very quickly the splendid health he always had.

The main reason of this letter is to ask you about the possibility to have you at ETH for a series of lectures during one or two weeks sometime next term (i. e. between end of april and middle of july). It would be a partial replacement of Jost who will be in Ann Arbor at this time.

Prof. Pauli and myself have read your paper with Ward[1] and find the idea of a 3-space of charge quite interesting. But it seems that it is again the muon that causes difficulties (second neutrino). An other question is, how do the weak interactions become weak (compared to the electromagnetic one). Is it just because of the big . . . [2]

[1] Vgl. Salam und Ward (1959). Ein 16 Seiten umfassendes Manuskript dieser Arbeit, das Pauli noch kurz vor seinem Tode im Spital gelesen hatte, ist im Pauli-Nachlaß (PLC Bi 139) erhalten.
[2] Dieser Brief wurde im Auftrage von Pauli verfaßt; er wurde aber nicht mehr fertig, weil Pauli am 15. Dezember 1958 starb.

## *Pauli stirbt am 15. Dezember 1958 im Züricher Krankenhaus Rotes Kreuz*

Obwohl Pauli bereits in den letzten Monaten gegenüber Personen aus seiner näheren Umgebung mehrfach über Magenschmerzen geklagt hatte,[1] war es niemanden bewußt geworden, wie schwer erkrankt er schon war. Der „vernichtende Schmerzanfall“, wie er von Franca bezeichnet wurde,[2] war für alle in überraschender Weise gekommen. Am folgenden Tag, Samstag, 6. Dezember, wurde er in das in der Nähe des Physikalischen Institutes in der Gloriastraße gelegene Krankenhaus *Rotes Kreuz* eingeliefert. Wie sein Assistent Charles Enz, der ihn am Montag darauf im Krankenhaus aufsuchte, berichtet hat, soll Pauli auf die Feststellung großen Wert gelegt haben, daß er sich in einem Zimmer mit der Nummer 137 befand.[3] Während der ersten drei Tage seines Klinikaufenthaltes las Pauli noch das 1949 erschienene Buch von Rudolf Baumgardt *Der Magier. Das Leben des Albertus Magnus*.[4]

Dem Blumenstrauß, den ihm Franca am Mittwoch, den 10. Dezember an das Bett brachte, fügte sie ein kleines Abschiedsbillett hinzu: „Die paar langen Minuten, die wir still und ruhig, Kopf an Kopf, zusammen geatmet haben, die gaben mir Kraft – wir sind zusammen – und bleiben zusammen, mein einziger Liebling. Deine Franca“

Die an diesem gleichen Mittwoch angesetzte Operation wurde verschoben und fand schließlich am Samstag, den 13. Dezember im Schwesternhaus vom *Roten Kreuz* statt (vgl. den Brief [3129]). Sie wurde von dem Chirurgen Franz Deuchler ausgeführt.[5] Das Abdomen wurde eröffnet und eine Gewebeprobe zur histologischen Schnelluntersuchung entnommen. Sie ergab die Diagnose: „Pancreascarcinom mit Pleuralerguß links." Abgesehen von den Fernmetastasen in der Leber erwies sich der Tumor als „vollkommen inoperabel".

„Das Abdomen wird infolgedessen unverrichteter Dinge wieder verschlossen." Zwei Tage darauf ist Pauli verschieden.

Noch am gleichen Tage verschickte die Witwe, zusammen mit Paulis Assistenten Enz, die Trauerbotschaft an eine große Zahl von Paulis Freunden und engeren Bekannten:[6]

Tieferschüttert teilen wir Ihnen mit, daß heute früh, nach kurzer schwerer Krankheit, mein geliebter Gatte, unser einziger Bruder und Schwager Prof. Wolfgang Pauli ruhig entschlafen ist.

Franziska Pauli-Bertram,
Hertha und Ernest Ashton-Pauli
und Anverwandte

Trauerfeier: Samstag, den 20. Dezember 1958, um 15.00 Uhr im Fraumünster Zürich

Die Trauerfeier fand unter Anwesenheit zahlreicher Trauergäste statt. Sowohl Scherrer, Fierz, Paulis Freund Adolf Guggenbühl, Bohr und Weisskopf hielten eine Trauerrede.[7]

Die Nachricht von Paulis Tod sprach sich rasch in Physikerkreisen herum. Am 16. Dezember übermittelte Fritz Rohrlich von der *Johns Hopkins University* in Baltimore seinem in Genf weilenden Kollegen Jauch einen ersten Eindruck:

Then, this afternoon we were shocked by the sad news of Pauli's sudden death. This takes away the most scholarly of the theoretical physicists of the golden era of the first half of this century. When someone comes with a new theory, we can no longer ask: ‚What does Pauli think of it?'

Rohrlich kam auf seine frühere Idee zurück, der Neuauflage ihres gemeinsamen Buches *The theory of photons and electrons* eine Seite mit der Aufschrift „To the memory of the most scholarly physicist of our times, Wolfgang Pauli" voranzustellen. Doch Jauch empfand, „it looks too much like an afterthought."

Jauch hatte Pauli noch drei Wochen vor seinem Tode in Zürich gesehen. In einem Brief vom 23. Dezember 1958 schreibt er:

He invited me to come sometime on a Monday when he would have more time. He wanted to discuss with me my recent work on the scattering theory.[8] I was looking forward so much to this, since I knew from my past experience, that one never came away from Pauli without having obtained something. He was in the hospital only one week and he died shortly after an operation for a cancer of the pancreas. The immediate cause of death was an emboly and pneumonia. The cancer had already spread and it would have been hopeless.

When I saw him he seemed in a depressed state of mind. But I did not attribute too much significance to this since I had often seen him that way. But the ultimate failure of his recent attempt at saving the local field theory with the indefinite metric had a very

strong effect on him. The last words which he said to me were: ‚Ich glaube nicht an die Feldphysik, man weiß nämlich nicht, ob ihre Axiome nicht leer sind, so etwas ist doch unerhört!'

[1] Vgl. z. B. Enz [2002, S. 533].
[2] Vgl. den Kommentar zum Brief [3124].
[3] Vgl. hierzu die Bemerkungen von Frauenfelder, PLC Bi $151_1$.
[4] Baumgardt [1949]. Auf S. 15 hat Pauli noch die (auf S. 1182 schon erwähnte) Bemerkung über „diese ewige deutsche Sehnsucht nach dem Blick hinter den Vorhang" angestrichen. Franca weist auch noch auf ein weiteres Buch von H. Wilhelm [1958] über *Die Wandlung. Acht Essays zum I-Ging* hin, das Pauli hier bis S. 23 gelesen haben soll.
[5] Der Operationsbericht vom 15. Dezember 1958 wird im *Pauli-Nachlaß* PLC Bi 117 aufbewahrt.
[6] *Pauli-Nachlaß* PLC Bi $129_2$.
[7] Vgl. hierzu die detaillierte Beschreibung bei Enz [2002, S. 535]. – Weisskopfs „Trauerrede für Wolfgang Pauli" wurde auch in der bei Vieweg erschienenen Sammlung *Aufsätze und Vorträge über Physik und Erkenntnistheorie* von Pauli [1961] aufgenommen.
[8] Vgl. Jauch (1958a, b).

## [3130] Theoretische Physik der ETH an Heisenberg

Zürich, 16. Dezember 1958
[Telegramm]

Tieferschüttert teilen wir Ihnen mit, daß Wolfgang *Pauli* nach kurzer Krankheit gestern verschied. Trauerfeier Samstag 20. Dezember 15.00 Uhr im Fraumünster Zürich.

Institut für Theoretische Physik ETH

## [3131] Eidgenössische Technische Hochschule

Zürich, 16. Dezember 1958

*Die Nachricht von Paulis Tod*

Mir obliegt die schmerzliche Pflicht, Ihnen vom Hinscheiden des

Herrn Prof. Dr. Wolfgang Pauli

Kenntnis zu geben. Er starb gestern nach kurzer, schwerer Krankheit in seinem 59. Lebensjahr. Der Verstorbene betreute seit dem Sommersemester 1928 den Lehrstuhl für theoretische Physik.

Die Hochschule verliert in ihm einen ihrer bedeutendsten Forscher und hingebungsvollsten Lehrer, der während drei Jahrzehnten seine ganze Kraft in den Dienst der ETH gestellt hat. Sein umfassendes Wissen wirkte befruchtend auf allen Gebieten der Physik. Für die Entdeckung des nach ihm benannten Ausschlußprinzipes wurde er mit dem Nobelpreis ausgezeichnet. Auch die Vorhersage des Neutrinos und die hervorragenden Arbeiten über Quantentheorie der Felder machten ihn zu einem der fruchtbarsten Physiker unserer Zeit.

Die Eidgenössische Technische Hochschule, ihre Behörden, Dozenten und Studierenden werden dem Verstorbenen ein ehrendes Andenken bewahren.

Der Rektor der Eidgenössischen Technischen Hochschule A. Frey-Wyssling

Die Trauerfeier findet Samstag, den 20. Dezember, um 15 Uhr, im Fraumünster statt. Für die Dozenten der ETH sind im Schiff der Kirche links Plätze reserviert.

## [3132] Bohr an Franca Pauli

Kopenhagen, 16. Dezember 1958
[Maschinenschriftliche Abschrift]

Dear Franca!

Margrethe and I are deeply grieved to hear of Wolfgang's death and of all our heart we feel with you in your sorrow.

We think of the many [...][1] years you have given him, and our thoughts go back to the days long ago, when he as a quite young man worked with us in Copenhagen and from that time became so dear and faithful a friend for whom we felt as a member of the family. In spite of his youth we understood already then not only his great gifts as a scientist but also his honesty and rare power of objective judgment of human values and relations.

I need not tell you how much he since has contributed to the foundation of atomic physics and what irreparable loss his passing away in the middle of his subtle work means to the whole community of physicists for whom he more and more represented our common conscience. Old as I am myself I am one of those, who realise this most acutely and will miss him most deeply, but the memories he has left will to the younger generation and also to me as long as I live remain a source of encouragement and fortitude.

We are grateful, that you told us the time for Wolfgang's funeral and Aage and I are planning to come to Zurich to attend it.

Margrethe and I hope you are well yourself and we send you our warmest greetings and wishes.

Always yours [Niels Bohr]

[1] Unleserliche Textstelle.

## [3133] Weisskopf an Oppenheimer

[Cambridge, Mass.], 28. Dezember 1958

Dear Robert!

Here is the speech I gave at Zürich. I was the last of 5 speakers: Scherrer, Fierz, Bohr, Guggenbühl (a Swiss writer, old friend) and I.

Shall I have it translated for Physics today? Somebody should write a longer article about his significance.[1] *You!*

Best regards and wishes for the New Year Yours Viki

[1] Vgl. Fierz und Weisskopf (1959).

## [3134] Elisabeth Heisenberg an Franca Pauli

München, Ende 1958

Liebe Frau Pauli!

Jetzt ist der Trubel der Weihnachtstage vorbei und unsere Gedanken sind oft bei Ihnen. Auch um Sie herum wird es jetzt still geworden sein, die Menschen haben sich verlaufen, und Sie müssen sich nun in den neuen Zustand hineinfinden. Und sicherlich werden Sie dabei recht schonungslos mit sich verfahren und werden Schrecken und Schmerz tief in sich begraben. Es tut mir leid, daß ich so weit weg bin. Ich würde gerne mit Ihnen einmal wieder ein wenig spazierengehen wie damals auf der alten Mauer in Lindau.

Mein Mann hat sich jetzt tief in die philosophischen Arbeiten Ihres Mannes hineingearbeitet und ist sehr beeindruckt davon. Und er erzählt viel von Ihrem Mann und seinen Gedanken. Der Verlust wird ihm immer deutlicher und grämt und bewegt ihn. Und das wird um vieles mehr für Sie so sein, die Sie Ihr Leben immer so vollständig auf Ihren Mann abgestimmt hatten und damit für ihn und um ihn eine Sphäre von Harmonie und Sammlung schufen, die alle, die sie kannten, immer tief beeindruckte.[1]

Liebe Frau Pauli – wir denken in wärmster Teilnahme an Sie, und ich wünsche Ihnen Kraft und Mut, Ihr Leben nun neu zu formen.

Was hat der Tod für schwere und unerwartete Lücken gerissen in den letzten Jahren! Mein Mann sagte ganz erschüttert neulich: „Es lichtet sich um mich, ja, es ist wie ein Wald, der gefällt wird – und eine neue Zeit beginnt, zu der man nicht mehr gehört.

Ich grüße Sie in wärmster Teilnahme! Ihre Elisabeth Heisenberg

[1] Als 18 Jahre danach auch Heisenberg verschieden war, antwortete Elisabeth Heisenberg am 22. März 1976 auf Francas Kondolenzschreiben (vgl. PLC Bi 142): „Die Freundschaft unserer beiden Männer, die oft durch sachliche Meinungsverschiedenheiten so dramatische Formen annahm, war ja für das Leben und Schaffen meines Mannes von essentieller Bedeutung. Er war sozusagen das notwendige Salz mit seiner unerbittlichen Kritik und seiner starken Anfeuerung. Mein Mann wußte, daß Ihr Mann nie am Detail hängen blieb, sondern alle Fragen in die Problematik der großen Zusammenhänge stellte. Das war das Band, das die beiden Männer so stark verband. Den Schmerz über die Entfremdung der letzten Jahre hat mein Mann nie ganz verwunden, aber seine Dankbarkeit, Verehrung und Liebe für Ihren Mann ist davon nie angetastet worden. – Unser Leben stand schon das ganze letzte Jahrzehnt unter dem Schatten der Leiden, wenn man von der Operation im Sommer absieht. Alle die ihn noch sahen, waren beeindruckt von der durchscheinenden Helligkeit, die um seine zart und schmal gewordene Gestalt lag, über das starke Licht in seinen Augen und die Güte, die aus seinen Zügen leuchtete. So war die lange Krankheitszeit doch auch eine gute Zeit.“

## [3135] Enz an Frau Pauli

[Zürich], 14. Mai 1959
*re: mystische Zahl 137*

Liebe Frau Pauli!

Heute will ich mein Versprechen einlösen, Sie über die Zahl „137“ zu orientieren. Es tut mir leid, daß ich Ihre Geduld so lange auf die Probe gestellt

habe. Doch ist es mir wirklich erst in den letzten Tagen gelungen – ziemlich zufällig – die Literaturstelle zu finden, die mir seit langem vorgeschwebt hatte und die ich nur sehr ungenau mündlich von Herrn Prof. Pauli in Erinnerung hatte.

Wie ich Ihnen vor vielen Wochen schon angedeutet hatte, lag mir viel daran, die Zahl „137“ durch Prof. *Paulis eigene Worte*, und nicht durch meine Belehrungen, für Sie verständlich zu machen.

Hier also die Angaben über die Literaturstelle in Paulis Werk: Scientia, Band **59**, (1936), p. 65–76: „Raum, Zeit und Kausalität in der modernen Physik“[1] (siehe auch Pauli-Bibliographie, Seite 4). Der dritte Hauptabschnitt dieses Vortrags (p. 74–76) enthält meiner Ansicht nach die wirklich in die Tiefe gehenden Einsichten und Hoffnungen von Prof. Pauli, so wie ich sie auch aus *seinem Munde gehört* (und nie recht verstanden) hatte. Obschon der oben zitierte Vortrag in der *Philosophischen Gesellschaft in Zürich* schon vor 25 Jahren war *(1934)*, glaube ich persönlich, daß die dort angeschnittene Frage (*loc. cit., p. 74–76*) auch in Prof. Paulis letzten Jahren noch sein Hauptanliegen war (ein Zeichen dafür, wie wenig man in den letzten 25 Jahren in den wirklich grundlegenden Fragen der theoretischen Physik vorwärtsgekommen ist). Diese meine persönliche Ansicht möchte ich durch eine zweite Literaturstelle, aus dem Jahr 1955, erhärten:

W. Pauli: „Schlußwort durch den Präsidenten der Konferenz“, in „50 Jahre Relativitätstheore“, herausgegeben von A. Mercier und M. Kervaire (Birkhäuser 1956), p. 261–267,[2] insbesondere p. 266 (siehe auch Pauli-Bibliographie, Seite 7).

Wenn Sie die obigen Literaturstellen nachlesen (Sie haben ja Separata davon), so wird Ihnen zunächst auffallen, daß die Zahl „137“ gar nicht vorkommt! Im Vortrag von 1934 (loc. cit.) steht aber die dimensionslose Zahl

$$\frac{hc}{2\pi e^2} = 136{,}8 \pm 0{,}2$$

(siehe loc. cit., p. 75). Diese Zahl, die also aufgerundet 137 macht und in der Literatur stets mit diesem Wert angegeben wird, ist nun das berühmte „137“.

Zum Schluß möchte ich noch erwähnen, daß der zitierte Vortrag (Scientia), wie ich von Herrn Rosbaud erfuhr, auch in die „Aufsätze …“ kommt.[3] Wie Sie wohl wissen, war Herr Rosbaud am Sonntag zu …[4]

…

[1] Pauli (1934b).
[2] Pauli (1955k). Siehe hierzu auch den Band **IV**/3, S. 300f.
[3] Vgl. Pauli, Aufsätze [1961, S. 64–75].
[4] Eine Kopie der letzten Seite fehlt!

## [3136] Wu an Franca Pauli

New York, 18. Mai 1959

Dear Mrs. Pauli!

How thoughtful of you to send me the photograph of Prof. Pauli with your beautiful handwriting on it. I believe this picture is very similar to the one which was prominently exhibited at the Geneva Atom For Peace Conference. It is my favorite too. I left it standing against a vase on my desk and was planning to have it framed as soon as I could get away from my work. Unfortunately, one morning the ink well on my desk was tipped over by the cleaning woman and I was extremely unhappy to find that the photo was soiled by the ink. Would you please kindly send me another one at your convenience?

Prof. Pauli told me in detail about the early history of neutrino postulation in several letters. I remember the last letter which I received from him was written on December 5th. It was only ten days before his death and he must had been in constant pain and bad health. However, the letter did not show even a trace of discomfort or uneasiness. In fact, he was deeply concerned with some difficulties experienced by a young theoretical physicist (Gürsey) and asked for my opinions on this matter.

In one of his letters, he also mentioned that he had written an article on „The Old and New Neutrino“ to be published with his other works. Because it was written in German, he said he would send me an English translation when it is ready. Probably he never had time to do it before his untimely death. However, since I am writing an article on the neutrino for his memorial volume, I would like very much to know the context of his article so that I don't leave out something which he considered significant. Would you please kindly send me a copy immediately? Particularly I would appreciate it if you could send the list of content in that article to me by air mail first. My many thanks in advance.

Prof. Peierls is with us here this semester. Mrs. Ashton arranged with him to have us over to her house for dinner last Saturday. I have heard of her through you before but this is the first time of meeting her in person. She is finding herself so close to you now Wolfgang is gone! We had a lovely evening together.

My beloved father passed away only two weeks after Prof. Pauli's death. He was weak and ill towards the later years and missed his children very much. It was a terrible blow to me and I was not myself for a longtime after that.

Luke and Vincent are still in Paris. If you ever go there before July, please let them know and let them take you around. Vincent is doing very well in lycée Michelet, Paris.

I enjoyed meeting your friend Mrs. Weyl very much. She is such a charming and intelligent person.

We all hope you will come to the states for a visit soon. Please remember the Yuans want to have the pleasure to have you staying with them.

Love Gi-Gi (C. S. Wu)

## [3137] Wu an Franca Pauli

New York, 20. August 1959

Dear Mrs. Pauli!

Enclosed please find a photostatic copy of a letter which Prof. Pauli wrote to me on December 5th.[1] When I learned from your last letter that this letter was written on that unforgettably horrible day, I broke down and cried. As you will read that he was still concerned both [with] physics and friends. How typical of his greatness and kindness. I answered this letter on December 9 as soon as I received the above mentioned letter.[2] What he worried about the non-conservation of parity in strong interaction was not true; I sent him a list of newly completed experiments. Also the personality problem between his beloved physicists is no more existing.[3] They are good friends now and this should please him if he knows in Heaven.

Those photographes which you so kindly sent me are so real and so vivid. I looked at them often and I shall always treasure them. I don't know how to thank you for sending them to me.

My contribution „The Neutrino" to the memorial volume of Pauli[4] had been completed for some time and has been approved by the Editors favorably. I am sending you a copy for your reference.

Enclosed also please find a copy of Physics Today.[5] It contains a combined tribute in commemoration of Prof. Pauli.

Luke and Vincent came home on July 7th. We went to Bar Harbor, Maine for a brief vacation. Then we are back at work again.

Please do let us hear from you often. We will always love you dearly.

Love Chien Miang

[1] Vgl. den Brief [3125].
[2] Dieses Schreiben ist nicht erhalten.
[3] Wu bezieht sich hier auf das etwas angespannte persönliche Verhältnis zwischen Feza Gürsey und Lee und Yang, über das Pauli ihr in seinem Brief [3125] berichtet hatte.
[4] Vgl. Wu (1960).
[5] Es handelte sich um das Juli-Heft 1959 von *Physics Today* mit dem von Fierz und Weisskopf verfaßten Nachruf (1959).

## [3138] Stern an Franca Pauli

Berkeley, 29. Dezember 1960

Liebe Franca Pauli!

Vielen Dank für die Anzeige eines Buches, das ich mit wirklichem Genuß und gleichzeitig Trauer lesen werde.

Anbei sende ich Ihnen einen Teil der versprochenen Briefe von Pauli. Ich muß das näher erläutern.

Gleich als ich im Juli hier ankam, suchte ich nach den Briefen, fand aber nur ein oder zwei. Da ich viel zu tun hatte, mich wieder zu installieren, verschob ich die genauere Suche auf später. Ich machte auch einige Eilbriefe, leider ohne

Erfolg. Als ich nun Ihre freundliche Anzeige erhielt, raffte ich mich endlich zu einer energischen Großrazzia auf, deren Resultat ich beilege.

Leider fehlt die Hauptsache, nämlich eine Reihe ausführlicher Briefe betreffend eine Diskussion, als er seine Arbeit „Zur Thermodynamik dissoziierender Gleichgewichte in äußeren Kraftfeldern“[1] schrieb. Ich weiß bestimmt, daß ich diese Briefe weder weggeworfen noch vernichtet habe, aber sie sind einfach unauffindbar. Z. T. Sie *müssen* sich noch finden!

Sie halten mich sicher für einen unverantwortlichen Liederjahn, you are absolutely right.

Nun muß ich noch eine Bemerkung machen, die *nicht* im Zusammenhang mit dem Obigen steht. Da die meisten Briefe sich auf vorausgegangene mündliche Diskussionen beziehen und auch meine Anworten vermutlich nicht mehr vorhanden sind, sind sie so nicht verständlich und es hat wenig Sinn, sie für künftige Generationen aufzubewahren. Das steht aber bei Ihnen, nur bitte ich Sie, mir die Briefe, die Sie nicht brauchen, mir gelegentlich wiederzugeben.

Ich will erst im Herbst 1961 wieder nach Zürich kommen. Beste Neujahrswünsche und sehr herzliche Grüße

Ihr alter Otto Stern

[1] Vgl. Pauli (1958h).

## [3139] Franca Pauli an Salam

Zollikon, 4. Januar 1962
[Maschinenschriftliche Durchschrift]

Dear Dr. Salam,

I have received the enclosed letter,[1] which I did not answer. May I take the liberty to ask you, if it is true, that you wrote an article connected with the subject Pauli and the number 137. If so, I would be most grateful, if you could let me have a copy of it, or tell me, where I could find it, hoping that this will not cause you too much trouble.

It is a strange fact, that Wolfgang Pauli has actually died in the room Nr. 137 at the Clinic of the „Rotes Kreuz“ in Zürich. A physicist visiting him thought, that Pauli had asked for this room.[2] Actually Wolfgang Pauli was in another room at first (whose number I forgot, there was a great room shortage) and was put on Nr. 137 without beeing told. But he was conscious of the fact, since he mentioned it to his visiting assistant, Dr. Enz, he said to him: „Have you seen my room Number“? I only learned of all this later, and, somehow, you may understand, I am still intrigued.

With my apologies for disturbing you, I remain,
yours sincerely Franca Pauli

1 Enclosure[3]

[1] Es handelte sich um einen Brief des pakistanischen Physikstudenten S. S. Ahnad (PLC Bi 149) vom 11. August 1961, das Franca diesem Schreiben offenbar beigefügt hatte.
[2] Offenbar bezog sich Franca auf Frauenfelder, der diese Meinung vertreten hatte (vgl. PLC Bi $151_1$).
[3] Siehe Anm. 1.

## [3140] Salam an Franca Pauli

London, 9. Januar 1962
[Maschinenschrift]

Dear Mrs. Pauli,

Thank you for your letter. All I said was a story about Professor Pauli in my Inaugural Lecture, page 54,[1] and of course it is a story which I would not repeat now. I am enclosing a copy of the lecture: I believe the young man is referring to this.[2] I do not know where I heard the story myself: I have a feeling Professor Bleuler told me about it.

While I am writing may I take the liberty of enquiring about the publication of Pauli letters. Personally I would have very much liked to see them published as they are. I do not know what your final decision about this has been.

Yours sincerely
Abdus Salam

[1] Vgl. Salam (1957d).
[2] Franca hatte ihm das im vorangehenden Brief [3139] erwähnte Schreiben eines pakistanischen Physikstudenten, in dem dieser Erkundigungen über die „fundamental nature of the number 137" einzog, mit der Bitte um eine Stellungnahme zugeleitet.

## [3141] Franca Pauli an Salam

Zollikon, 13. Januar 1962
[Maschinenschriftliche Durchschrift]

Dear Professor Salam!

I am most grateful for letting me have your Inaugural Lecture.[1] At last I got a written, beautiful explanation of this to me so elusive Number 137. I enjoyed the end of the story – I did not know – … „convincing the Lord that a mistake had been made." One could not characterize Pauli better in so few words! I am glad, those anectodes have not been lost.

I also want to thank you for your kind interest in the Pauli Letters. As you may see from our Circular,[2] we are only collecting the letters; the collecting is still going on.[3] For some time yet the Letters will remain in Pauli's room in my home in Zollikon, to protect Pauli as well as others from indiscretions, until a decision is reached by the Committee where the Collection shall find its ultimate place.

As for publication no decision has been taken. But if it should come to publication, I certainly share your opinion, that Pauli's letters would have to be published as they are.[4]

With my best regards, yours

1 Annexe.[5]

[1] Vgl. Salam (1957d).
[2] Es handelte sich um das Rundschreiben zur Einsammlung der Briefe (vgl. Band **IV**/2, S. 963f.).
[3] Siehe hierzu das im Band **I**, S. 532f. wiedergegebene Rundschreiben und die Beschreibung über das Zustandekommen der Briefsammlung im Nachwort zum Band **IV**/2, S. 963f.
[4] Vgl. hierzu auch Erwin Panofskys Bemerkungen in seinen Briefen an Franca Pauli vom 15. und 28. September 1960 (PLC Bi 262).
[5] Diese Anlage liegt nicht vor.

## [3142] Hula[1] an NN

New York, 6. Mai 1968

Sehr verehrter Herr Professor!

Zu meiner großen Freude erfahre ich von Josef Fuchshuber, daß am 22. Mai eine Erinnerungstafel an Wolfgang Pauli und Richard Kuhn am Döblinger Gymnasium angebracht werden soll und daß Sie, Herr Professor, vorhaben, an der Feier teilzunehmen. Wie gerne wäre auch ich dabei, nicht zuletzt, um Sie nach langer Zeit wiederzusehen.

Es war eine sehr nette Idee meiner einstigen Klassenkollegen, die 50-Jahresfeier unserer Matura durch eine Ehrung unserer zwei Nobelpreisträger zu begehen. Die Nachricht hat viele Erinnerungen an die beiden in mir wieder lebendig gemacht, besonders an Wolfgang Pauli, mit dem ich während unserer Gymnasialjahre und noch weit darüber hinaus bis in die Zeit unserer amerikanischen Emigration befreundet war.

Mit Kuhn hatte ich kaum näheren Kontakt,[2] ich weiß nicht einmal, mit wem unter den Klassenkollegen er in engerer Beziehung stand. Soviel ich weiß, unterhielt er auch mit Pauli keine engeren Beziehungen. Verglichen mit Pauli war Kuhns geniale Begabung weniger offensichtlich. Um so deutlicher war Paulis Genialität schon in seinem äußeren Wesen und Gebaren. Nicht daß er uns etwa seine Überlegenheit jemals absichtlich fühlen ließ, sie wurde einfach durch sein Wissen und seine Leistungen, besonders in Mathematik und Physik, offenbar. Professor Kottenbach,[3] selbst ein glänzender Mathematik-Lehrer, scheute sich nicht, Paulis Superiorität auch über sich selbst anzuerkennen. In einer der Oberklassen passierte es Professor Kottenbach einmal, daß er in irgendeiner Kalkulation auf der schwarzen Tafel plötzlich steckenblieb. Da wandte er sich einfach an Pauli und fragte ihn, ob und wo er (Kottenbach) sich vielleicht vertan hätte. Und tatsächlich konnte ihm Pauli weiterhelfen. Kein Wunder, denn Pauli stand schon damals, lange vor der Matura, mit Einstein in Korrespondenz.[4]

Paulis Interessen gingen weit über sein späteres Fachgebiet hinaus. Was den allgemeinen Lehrstoff betrifft, war er ein ausgesprochener Eklektiker.

Interessierte ihn das Thema einer Schulaufgabe, dann machte er sie, und machte sie natürlich glänzend. Interessierte ihn das Thema nicht, dann streikte er einfach und tat gar nichts. Trotzdem brillierte er dann bei der Matura nicht nur in Mathematik und Physik, sondern auch in anderen Fächern.

Nach Ausbruch des Ersten Weltkrieges erwachte in ihm ein leidenschaftliches Interesse für Politik, das sicherlich auch von seiner sozialistisch orientierten und schriftstellerisch tätigen Mutter genährt wurde.[5] Je länger der Krieg dauerte, desto schärfer wurde seine Opposition gegen ihn und überhaupt, um einen heute üblichen Ausdruck zu gebrauchen, gegen das ganze „Establishment". Das heißt nicht, daß er jemals politisch tätig war, sondern bloß, daß ihn die politischen Ereignisse bewegten und beschäftigten. In den 20er Jahren, als er schon Professor zuerst in Hamburg und dann in Zürich war, wurde das politische Interesse weitgehend durch Interesse an religiösen Problemen abgelöst. Er zeigte eine zunehmende Neigung, die Antwort auf die ihn tief bewegenden Fragen in den ostasiatischen Religionen zu suchen. Ich erinnere mich an eine Bemerkung von ihm – er berief sich dabei auf eine ähnliche Äußerung Einsteins – daß die Physik nicht imstande wäre, die letzten und tiefsten Fragen zu beantworten.

Da ich selbst von Physik und Mathematik gerade bloß die gewöhnlichen Schulkenntnisse erwarb und besaß, ging es bei unseren gemeinsamen mündlichen und schriftlichen Unterhaltungen, die sich mit Unterbrechungen über beinahe drei volle Jahrzehnte erstreckten, stets bloß um politische und religiöse Fragen. Da konnte es dann freilich sehr leicht passieren, daß Pauli mitten im Gespräch verstummte. Da wußte ich dann stets – ja, ich möchte beinahe sagen – ich konnte es an seinen Augen und an seinem Gehaben ablesen, daß sein Geist sich plötzlich anderen, von meinem Gesichtskreis und meinem Verständnis weit abliegenden Problemen zuwandte. Ich wartete dann stets geduldig, bis sein Geist wieder in mir zugängliche Regionen zurückkehrte. Aber selbst in solchen stummen Augenblicken – sie kamen sehr oft und plötzlich bei gemeinsamen Spaziergängen – lernte ich etwas von Pauli, wofür ich ihm heute noch dankbar bin: Ehrfurcht vor und Verständnis für das Genie. Worüber wir miteinander sprachen, als wir mal zusammen im „Karzer" saßen, kann ich mich leider nicht mehr erinnern.

Ich habe Ihnen, lieber Herr Professor, einen sehr viel längeren Brief geschrieben, als ich geplant hatte. Aber vielleicht können Sie das eine oder andere dazu verwenden, den Döblinger Gymnasiasten von heute klarzumachen, warum sie gut daran tun, die Erinnerung an Wolfgang Pauli, einen ihrer Vorgänger auf der Schulbank, in Ehren zu halten.

Mit den allerbesten Wünschen für Sie persönlich bin ich in alter Verbundenheit

Ihr ergebener [Erich Hula]

[1] Erich Hula gehörte mit Paul Frank und Josef Fuchshuber zu dem berühmten aus 27 Schülern bestehenden Maturitätsjahrgang 1918 des *Döblinger Gymnasiums* in Wien, aus dem unter vielen anderen Talenten auch die zwei Nobelpreisträger Wolfgang Pauli und Richard Kuhn hervorgingen {vgl. Santner (1962)}. Das Schreiben ist, wie aus der abschließenden Bemerkung hervorgeht, an einen (uns nicht bekannten) Lehrer des Gymnasiums gerichtet.

[2] Richard Kuhn erhielt den Chemie-Nobelpreis des Jahres 1938. Vgl. hierzu auch die Anm. zum Brief [2718].

[3] Der pädagogisch und fachlich außerordentlich begabte Gymnasialprofessor Rudolf Kottenbach leitete seit dem Schuljahr 1912/13 den Mathematik- und in den beiden letzten Schuljahren auch den Physik- und Chemie-Unterricht. Pauli verbesserte mit Kottenbach in beiden Fächern seine Noten von *gut* auf *sehr gut*. Vgl. hierzu Paulis Brief [3018] an seinen Deutschlehrer Alois Hornung und Meyenn (1985).

[4] Es ist sehr unwahrscheinlich, daß Pauli schon so früh mit Einstein korrespondiert haben soll. Erst nachdem er Anfang September 1918, kurz nach seiner Reifeprüfung, seine erste wissenschaftliche Untersuchung „Über die Energiekomponenten des Gravitationsfeldes“ zur Publikation bei der *Physikalischen Zeitschrift* eingereicht hatte, konnte Pauli etwas vorweisen, worüber er mit Einstein in einen Gedankenaustausch hätte treten können. Und Pauli selbst bemerkte in seinem Brief [3104]) an Lise Meitner, sie sei es gewesen, welche seine Identität Einstein gegenüber (im September 1920 während der Naturforscherversammlung in Bad Nauheim) festgestellt habe.

[5] Paulis Mutter Bertha Kamilla Schütz (1878–1927) veröffentlichte – ebenso wie ihr Vater – in der Wiener *Neuen Freien Presse* und später auch in der sozialistischen *Arbeiter-Zeitung*. Sie verfaßte kritische und frauenrechtlich engagierte Artikel und trat 1919 für die sozialdemokratische Partei ein. Vgl. hierzu insbesondere den Beitrag von Manfred Jacobi (2000).

# III. Anhang

1. Editorisches Nachwort
2. Zeittafel 1957–1958
3. Literaturverzeichnis
   a. Allgemeine Literatur
   b. Schriften von W. Pauli aus den Jahren 1957–1959
4. Verzeichnis der Korrespondenten
5. Briefverzeichnisse
   a. Chronologisches Verzeichnis: 1957–1958
   b. Alphabetisches Verzeichnis: 1957–1958
6. Personenregister
7. Sachwortregister

# 1. Editorisches Nachwort

*Bedeutung und Umfang der Pauli-Korresondenz*

Mit dem letzten, aus vier Teilbänden bestehenden vierten Band der Pauli-Korrespondenz gelangt nun ein Werk zu einem Abschluß, das voraussichtlich bei den Forschungen zur Entstehungsgeschichte der modernen Physik einen bleibenden Platz einnehmen wird. „Das Gewicht und die Reichweite“ des Einflusses, den Pauli auf die Weiterentwicklung der Quantentheorie ausübte, „werden spätere, sich mit der Geistesgeschichte dieses Jahrhunderts beschäftigende Forscher, die nur noch durch Quellenforschung von Wolfgang Pauli erfahren können, schwerlich so zu fassen und zu würdigen vermögen, wie die Zeitgenossen Paulis, die seine zentrale Rolle im geistigen Geschehen der physikalischen Forschung unseres Jahrhunderts selber beobachteten und miterleben konnten,“ schreibt zehn Jahre nach Paulis Tod sein einstiger Weggefährte Pascual Jordan.[1] Paulis „Beiträge zu dieser Entwicklung bestanden keineswegs allein in dem, was er in berühmt gewordenen Abhandlungen und Büchern veröffentlicht hat. Mit zahlreichen Physikern seiner Zeit in persönlichem Gedankenaustausch stehend, hat er in Gesprächen und in den vielen eigenhändig geschriebenen Briefen eine kaum zu ermessende Anregung und Befruchtung ausgeübt. Jene uns Heutigen so ferne Zeit früherer Jahrhunderte, in denen das geistige Leben Europas noch in einem großen Anteil vom Briefwechsel der Gelehrten getragen wurde, sie kam gewissermaßen zu einer Erneuerung, als Pauli unter uns Physikern weilte.“

Mit nahezu 3500 Briefen, von denen etwa zwei Drittel von Pauli selbst verfaßt sind, stellt die vorliegende Briefedition eine der umfangreichsten Briefsammlungen eines bedeutenden Physikers des 20. Jahrhunderts dar, die nun nahezu in ihrer Gesamtheit zum Abschluß gekommen ist.[2]

*Einige Bemerkungen zur Geschichte des Editionsprojektes*

Das vor mehr als 25 Jahren in Stuttgart begonnene Vorhaben und dessen Weiterführung konnte nur mit Unterstützung zahlreicher Personen und wechselnder Institutionen durchgeführt werden. Wichtige Stützpunkte bei diesen Editionstätigkeiten waren außer der *Universität Stuttgart* (1975–1985) die *Universitat Autónoma de Barcelona* (1985–1990), das *Max-Planck-Institut für Physik* und das *Deutsche Museum* in München (1991–1996), der *CERN* in Genf und die *ETH* in Zürich (1997–2000) sowie die *Universität Ulm* (2001–2003).

---

[1] Jordan [1971, S. 30]. Ähnliche Auffassungen über die Bedeutung von Paulis Briefen für die Entwicklung der Physik haben auch Ehrenfest, Peierls und Heisenberg vertreten.

[2] Damit reicht Pauli fast an das Briefvolumen seines großen Vorgängers, des Mathematikers Leonhard Euler heran, dessen umfangreiche Korrepondenz, wie Rüdiger Thiele [1982, S. 154ff.] in seiner Euler-Biographie darlegt, auf die Entfaltung der Wissenschaften im Zeitalter der Aufklärung ebenfalls einen enormen Einfluß ausübte. – Über die Vorbereitung eines *Supplementbandes* mit den neuen inzwischen aufgefundenen Briefen siehe weiter unten.

Als Franca Pauli in den ersten Jahren nach Paulis frühzeitigem Tod die Korrespondenz ihres Mannes einsammelte, wurde sie dabei vor allem durch Paulis ehemalige Assistenten Victor F. Weisskopf, Ralf Kronig und Charles P. Enz unterstützt. Sie halfen ihr bei der Zu- und Einordnung der Briefe und bei der Zusammenstellung einer Liste der wichtigsten Briefpartner, welche dann entweder Originale oder Kopien der von Pauli erhaltenen Briefe zur Verfügung stellten. Diese sich über ein Jahrzehnt hinziehende Sammelperiode führte zur Entstehung der sog. *Pauli Letter Collection* (PLC), einer Briefsammlung, die den Kernbestand des heute beim CERN in Genf aufbewahrten *Pauli-Nachlasses* bildet.[3]

Eine wesentliche Unterstützung erhielt das Unternehmem durch eine Anfang der 60er Jahre besonders von amerikanischen Physikern und Physikhistorikern veranstaltete großangelegte Bestandsaufnahme von Quellen zur Geschichte der Quantenphysik, den *Sources for History of Quantum Physics* (SHQP). In ihrem 1967 vorgelegten *Inventory and Report* haben Thomas S. Kuhn, John L. Heilbron, Paul Forman und Lini Allen nochmals auf die besondere Bedeutung von Paulis Briefen im Rahmen dieser Zusammenstellung aufmerksam gemacht:[4] „A … collection of particular interest to people studying the development of quantum physics is the one assembled by Mrs. Wolfgang Pauli at her home in Zürich. Much of it consists of manuscripts found in Professor Pauli's home and office during the weeks following his death in 1958." Es wurde allerdings bedauert, daß sich unter diesen Briefen nur wenige aus der Zeit vor dem *Zweiten Weltkrieg* befanden. „Mrs. Pauli has, however, obtained copies of a large number of valuable letters by Pauli, some from an early date. Though several were contributed by the project and others reached our files independently, the Zurich collection includes significant material not yet available in any other form." Im Rahmen dieses Projektes hatte der Physikhistoriker Shmuel Sambursky, der Pauli noch im September 1957 während seines Besuches in Israel persönlich kennengelernt hatte (vgl. die Briefe [2704, 2734 und 3108]), einen ersten partiellen Katalog dieser anfangs in Paulis Wohnung aufbewahrten Briefe angefertigt. Die damals von ihm festgelegten *Signaturen* wurden auch in unserer Briefedition beibehalten, weil sie eine eindeutige Identifizierung der zuweilen in Mehrfachausfertigungen vorhandenen Dokumente ermöglichen.[5]

Ein von John Heilbron und Bruce Wheaton geleitetes weiterführendes Projekt, das seinen Sitz in der *Office for History of Science and Technology* der *University of California* in Berkeley hatte und noch weit über diese thematisch auf die Quantentheorie beschränkte Bestandsaufnahme hinausging, sammelte ganz allgemein Hinweise auf Briefe zur Geschichte der Physik des 20. Jahrhunderts. Ein 1993 durch Bruce R. Wheaton in Stuttgart veröffentlichter *Katalog*[6] weist auf einen gewaltigen Bestand von mehr als 700 000 Briefen hin und machte nun auch dieses Material für die Forschung zugänglich. Auch hier ergaben sich viele Hinweise auf weitere Pauli-Briefe.

Es ist verständlich, daß selbst bei einer solchen ausgedehnten Sammelaktion nur Teile von der umfangreichen Korrespondenz zusammengetragen werden konnten, die Pauli im Laufe seines wechselreichen Lebens in aller Welt hinterlassen hat. Viele Briefe konnten

---

[3] Weitere Einzelheiten über die Entstehung der PLC findet man in den *editorischen Nachwort* zum Band **IV**/2, S. 963f.

[4] Kuhn et al. [1967, S. 8f.]. Weitere Informationen über den Entstehungsprozeß dieser physikhistorischen Aktivitäten vermittelt ein Aufsatz von Spencer Weart (2002).

[5] Die den einzelnen Briefen zugeteilten *Signaturen* sind im *alphabetischen Briefverzeichnis* aufgeführt. Aber auch bei der Reproduktion handschriftlicher Aufzeichnungen wurden zuweilen die entsprechenden *Signaturen* angegeben, weil durch sie die evtl. von der Reihenfolge der Ablage abweichende Wiedergabe erkennbar wird (wie z. B. bei den auf S. 347–356 abgedruckten Aufzeichnungen zu der im März 1957 gehaltenen *London-Vorlesung*).

[6] Vgl. Wheaton [1993].

erst während der Durchsicht der Dokumente in den Archiven entdeckt werden. Aber auch bei ihrer anschließenden Bearbeitung haben sich oft Spuren auf noch unbekannte Briefe ergeben, die dann bei weiterer Nachforschung der Edition zugeführt werden konnten. Besonders aber der Kontakt mit Paulis einstigen Briefpartnern oder ihren Angehörigen und Freunden hat oft zu einer wesentlichen Bereicherung der Briefsammlung geführt. So sind z. B. auch in diesem letzten Teilband Briefe enthalten, die Aage Bohr, Charles P. Enz, Ruth Braunitzer, Philippe Choquard, Hans Peter Dürr, Paolo Gulmanelli, Anne Jensen, Erland Källén, Peter T. Landsberg, Ingeborg Lüders, Gerda Panofsky, Vincent C. Frank-Steiner, Valentin Telegdi, Armin Thellung, Walter Thirring, Victor Weisskopf, Chen-Ning Yang und Wolfhart Zimmermann noch während der Editionsarbeit zur Verfügung stellten.

### *Darf ein Briefwechsel in einen „wissenschaftlichen" und einen „nicht-wissenschaftlichen" Bestandteil zerlegt werden?*

Es gehört zu dem Charakter solcher Briefeditionen, daß bei ihrem Beginn meist noch völlige Unklarheit über ihre Form, ihren Umfang, ihren Inhalt und ihre Finanzierung herrschen. Möchte man nur eine Auswahl- bzw. Partialedition vornehmen, bei der nur besonders interessante Stücke, einzelne wichtige Gebiete oder nur der Briefaustausch mit den bedeutendsten Persönlichkeiten berücksichtigt werden, oder will man vielmehr eine Gesamtedition veranstalten, bei der zugleich ein Überblick über das gesamte Spektrum der in einem Zeitraum stattfindenden Entwicklungen vermittelt wird? Wir haben uns für die letztere Alternative entschieden. Nur sie erlaubt eine möglichst getreue Rekonstruktion der historischen Ereignisse und vermag das Zusammenwirken der unterschiedlichen Faktoren bei der Entstehung wissenschaftlicher Ideen und Erkenntnisse sichtbar zu machen.[7]

Ein wichtiger Umstand für die Unvollständigkeit der ursprünglichen Briefsammlung war durch die zeitgebundenen Einstellungen des an der Sammlung beteiligten Personenkreises bedingt. Entweder aus fachlichen oder aus persönlichen Gründen waren zunächst Auswahlkriterien festgelegt worden, welche vieles aussonderten, was aus heutiger historischer Sicht nicht mehr vertretbar erscheint. Franca Pauli hatte zunächst solche Briefe *sperren* lassen, von denen sie annahm, daß ihr Inhalt dem Ansehen Paulis oder anderer Personen abträglich sein könnte. Sie war aber auch gegen die Aufnahme von Briefen, aus denen Paulis engere Beziehungen zu C. G. Jung und seinem Mitarbeiterkreis hervorgingen.

Die Physiker wollten dagegen häufig solche Briefe aussondern, in denen Meinungen und Ideen ausgebreitet sind, die sich später nicht bewährt haben. Ganz besonders traf dieses bei der umfangreichen Korrespondenz mit Heisenberg über die *Spinortheorie der Elementarteilchen* zu, die einen wesentlichen Teil dieses Bandes ausmacht.

Es ist natürlich einleuchtend, daß voneinander abweichende Einstellungen unterschiedliche Fragestellungen und damit auch unterschiedliche Auswahlkriterien bedingen. Besonders deutlich wurde der gegensätzliche Standpunkt eines Naturforschers und eines Historikers durch Dirac 1972 in seinen „Recollections of an exciting era" in Varenna beschrieben: „The research physicist, if he has made a discovery, is then concerned with standing on the new vantage point which he has gained and surveying the field in front of him. His question is, where we do go from here? What are the applications of this new discovery? How far will it go in elucidating the problems which are still before us? What will be the prime problems now facing us? – He wants to rather forget the way by which he attained this discovery. He proceeded along a tortuous path, followed various false trails, and he does not want to think of these. He feels perhaps a bit ashamed,

[7] Der Tübinger Kulturhistoriker Michael Maurer hat die vielfältige Verwendung von Briefen als historische Quelle in einem interessanten Beitrag [2002, S. 349–371] illustriert.

disgusted with himself, that he took so long. He says to himself: What a lot of time I wasted following this particular track when I should have seen at once that it would lead nowhere. … Now, that is just the opposite to what the historian of science wants. He wants to know the various influences at work, the various intermediate steps, and he may even have some interest in the false trails. These are quite contradictory points of view. Most of my life has been spent with the point of view of the research physicist, and that involves forgetting as quickly as possible the various intermediate steps."

Die Einschränkungen bezüglich der psychologischen Korrespondenz sind erst nach Francas Tod weggefallen, nachdem der Jung nahestehende und einst auch mit Pauli befreundete Psychologe C. A. Meier im Jahre 1992 den gesamten ihm zugänglichen Pauli-Jung-Briefwechsel veröffentlicht hatte. Nun stellte sich auch für den Herausgeber die Frage, wo und wie eine sinnvolle Grenze zwischen dem „wissenschaftlichen" und dem sog. „psychologischen" Teil des Briefwechsels zu ziehen sei, zumal sich in vielen Briefen besonders der späten Jahre beide Bereiche immer mehr überschneiden. Schließlich wurde beschlossen, von nun an den gesamten Briefwechsel in die Edition einzubeziehen; Pauli hat praktisch keine Briefe hinterlassen, die man nicht als *wissenschaftlich* bezeichnen könnte.

Somit wurde der *psychologische* Briefwechsel, der neben der genannten Korrespondenz mit Jung auch die Briefe mit Jungs anderen Mitarbeitern einschließt, zum ersten Mal in dem 1996 veröffentlichten Band **IV**/1 berücksichtigt. Die *psychologischen* Briefe aus den vorangehenden Jahrzehnten sollten dagegen in einem schon damals geplanten *Supplementband* nachgetragen werden.

### *Allgemeine Übersicht über den gesamten Briefbestand. Neue Brieffunde und ein geplanter Supplementband*

Eine weitere Quelle für Hinweise auf neue Briefe waren zuweilen auch Paulis eigene Schriften, oder die Schriften anderer, die sich mit Paulis Ideen auseinandersetzten. Aber auch Paulis Sonderdrucke und Büchern enthalten oft Bemerkungen, welche auf eine stattgefundene Korrespondenz hindeuten.[8] Auch Kollegen und Freunde wiesen häufig auf einen mit Pauli geführten Briefwechsel hin, der zum Entstehen einer Publikation oder eines Buches geführt habe. Pascual Jordan erwähnte beispielsweise, daß bei den Vorarbeiten zu ihrer im Dezember 1927 fertiggestellten „Quantenelektrodynamik ladungsfreier Felder" ein langer Briefwechsel mit Pauli notwendig gewesen sei. Diese Briefe sind leider verschollen. Im Rahmen eines zeitlich limitierten Editionsprojektes war es nicht möglich, solchen Hinweisen weiter nachzugehen. Es muß Aufgabe der künftigen Pauli-Forschung bleiben, auch noch diese Briefe aufzuspüren.[9]

---

[8] Der aus Deutschland emigrierte „Bänkelsänger von Berlin" Walter Mehring (1896–1981) bedankte sich im Juli 1951 in New York mit einer Widmung seines Buches *The lost library* bei „Professor Wolfgang Pauli in Erinnerung an eine Korrespondenz, der ich so viele, weiter wirkende Anregungen verdanke …." Walter Mehring war mit Paulis Schwester Hertha befreundet und hatte die Paulis während des Krieges mehrfach getroffen. (Vgl. auch die Widmung aus dem Jahre 1944 seines durch George Grosz illustrierten Gedichtbändchens *No Road back.*)

[9] Sehr bedauerlich ist das Fehlen einer Privatkorrespondenz, weil sie für eine eingehendere Biographie, die sich mit der besonders wichtigen Jugendentwicklung auseinanderzusetzen hat, unentbehrlich ist. Aus verschiedenen Äußerungen Paulis wissen wir, daß er besonders mit seinen Eltern und mit seiner Schwester einen regen Briefaustausch unterhielt. Wie er selbst berichtete, hatte er seiner geliebten Mutter noch kurz vor ihrem Tode „einen sehr spitzfindigen Brief geschrieben", in dem er ihr seine damals noch rein verstandesmäßige Haltung zu ihr und zu seiner Wissenschaft auseinandersetzte, weil er selbst es als „ein Schutz, ein Glück" empfand, „kein Herz und keine Gefühle zu haben."

Aber auch die zeitbeschränkte Unzugänglichkeit vieler Dokumente und Briefe ist im Laufe der Jahre weggefallen. Auch von dieser Seite her haben wir einen wesentlichen Zuwachs des Briefbestandes erfahren. Insbesondere betrifft das den amtlichen Schriftwechsel, den Pauli mit seiner Züricher Hochschulbehörde führte. Der Zugang auch zu diesem Bereichen wurde inzwischen durch die separate Veröffentlichung der Dienstakten der *Eidgenössischen Technischen Hochschule* in Zürich durch Charles P. Enz, Beat Glaus und Gerhard Oberkofler eröffnet.[10] Auch diese Briefe erscheinen nun in unserer Edition, die jetzt als eine Gesamtedition der Korrespondenz bezeichnet werden kann.

Die folgende Tabelle vermittelt eine Übersicht über die Zahl der Briefe *von* und *an* Pauli aus den vier unserer Bandaufteilung entsprechenden Jahrzehnten, während derer er mit seiner wissenschaftlichen Produktion an den wichtigsten physikalischen Entwicklungen seiner Zeit beteiligt gewesen ist.

Die Vorarbeiten zu dem in dieser Tabelle angekündigten *Supplementband* sind z. Z. noch nicht abgeschlossen. Die Mittel für seine Fertigstellung müssen noch eingeworben werden.

| | |
|---|---|
| **Band I**: 1919–1929 | 1919: 4 Briefe |
| | 1920: 4 Briefe |
| | 1921: 10 Briefe |
| | 1922: 12 Briefe |
| | 1923: 23 Briefe |
| | 1924: 27 Briefe |
| | 1925: 35 Briefe |
| | 1926: 37 Briefe |
| | 1927: 25 Briefe |
| | 1928: 36 Briefe |
| *Fertigstellung 1979* | 1929: 29 Briefe |
| XLVII + 577 = 624 Seiten | **242 Briefe** |
| **Band II**: 1930–1939 | 1930: 23 Briefe |
| | 1931: 24 Briefe |
| | 1932: 17 Briefe |
| | 1933: 35 Briefe |
| | 1934: 74 Briefe |
| | 1935: 26 Briefe |
| | 1936: 37 Briefe |
| | 1937: 26 Briefe |
| | 1938: 52 Briefe |
| | 1939: 50 Briefe |
| *Fertigstellung 1985* | Nachtrag: 15 Briefe |
| XXXIX + 783 = 822 Seiten | **379 Briefe** |
| **Band III**: 1940–1949 | 1940: 28 Briefe |
| | 1941: 31 Briefe |
| | 1942: 22 Briefe |
| | 1943: 18 Briefe |
| | 1944: 26 Briefe |
| | 1945: 83 Briefe |
| | 1946: 62 Briefe |
| | 1947: 69 Briefe |
| | 1948: 69 Briefe |

[10] Enz, Glaus und Oberkofler [1997].

| | |
|---|---|
| | 1949: 78 Briefe |
| *Fertigstellung 1993* | Nachtrag: 67 Briefe |
| LXIV + 1070 = 1134 Seiten | **553 Briefe** |
| **Band IV**/1. Teil: 1950–1952 | 1950: 117 Briefe |
| | 1951: 146 Briefe |
| *Fertigstellung 1996* | 1952: 166 Briefe |
| XXXVII + 968 = 1005 Seiten | **429 Briefe** |
| **Band IV**/2. Teil: 1954–1955 | 1953: 200 Briefe |
| *Fertigstellung 1999* | 1954: 263 Briefe |
| XXXV + 1100 = 1135 Seiten | **463 Briefe** |
| **Band IV**/3. Teil: 1955–1956 | 1955: 259 Briefe |
| *Fertigstellung 2001* | 1956: 206 Briefe |
| LXV + 994 = 1069 Seiten | **465 Briefe** |
| **Band IV**/4. Teil: 1957–1958 | 1957: 389 Briefe |
| *Fertigstellung 2004* | 1958: 326 Briefe |
| XL + 1585 Seiten | **715 Briefe** |
| ***Supplementband*** | |
| Nachtrag zu Band **IV**/1.–4. Teil sowie Manuskripte und Gesamtverzeichnisse | |
| geplante *Fertigstellung ca. Ende 2005* | |
| ca. 600 Seiten | **ca. 350 Briefe** |

*Zusammenfassender inhaltlicher Überblick über die einzelnen Bände*

In den *zwanziger* Jahren (Band **I**) waren es die Suche, die Formulierung und der Ausbau der Quantenmechanik, denen Pauli entscheidende Impulse erteilte und zu denen er u. a. mit seinem *Ausschließungsprinzip* einen fundamentalen Beitrag lieferte.

Als eines der wichtigsten Anwendungsgebiete der neu gefundenen Theorie erwies sich in den *dreißiger* Jahren (Band **II**) die Kernphysik, obwohl hier eine anfangs erwartete nochmalige Grundlagenerweiterung ausblieb. Die Theorie der Kerne konnte noch weitgehend mit Hilfe der konventionellen Quantenmechanik entwickelt werden, doch die fundamentale Frage nach der Natur der Kernkräfte und der zu ihrer Beschreibung erforderlichen Feldtheorie konnte zunächst nur unzureichend beantwortet werden. Paulis gewagte Neutrinohypothese, die er anfangs nur mündlich oder brieflich bekanntgab, hat schließlich den Anstoß zur Entwicklung einer Quantenfeldtheorie der Kern- und Elementarteilchen-Wechselwirkungen gegeben, die ebenso wie die Quantentheorie dem bleibenden Bestand der Physik einverleibt werden konnte.

Die Kernphysik führte zur Entdeckung der Kernspaltung und damit zu einer die wissenschaftlichen Grenzen der reinen Forschung sprengenden Entwicklung, die von nun an auch Paulis Leben überschatten sollte. In den *vierziger* Jahren (Band **III**) sehen wir ihn im amerikanischen Exil, obwohl das Schicksal ihn davor bewahrte, an der militärischen Forschung teilzunehmen und damit direkt zum Bau von Kernwaffen beizutragen. Während dieser Zeit wandte sich Pauli der Erforschung der Höhenstrahlung und der Mesonentheorie zu, die bereits das Terrain für eine allgemeine Theorie der Elementarteilchen vorbereiteten.

Diesem Gebiet hat sich – wie die meisten an den Grundlagen interessierten Physiker dieser Zeit – von nun an auch Pauli verschrieben (Band **IV**). Besonders die hier eingreifenden Erhaltungsgesetze und Symmetrieprinzipien, mit denen Pauli schon seit seiner Arbeit an dem Referat über die Relativitätstheorie vertraut war, erlangten hier wieder

neue Bedeutung. Obwohl die zeitweilig mit Heisenberg geteilte Hoffnung auf eine allgemeine Theorie der Elementarteilchen sich bald wieder zerschlagen sollte, so hat sich Pauli doch bis zuletzt an den neuen phänomenologischen Entwicklungen beteiligt, die besonders nach der Entdeckung der Paritätsverletzung bei der schwachen Wechselwirkung der Theorie neue Wege wies.

*Danksagungen*

Bei dem Zustandekommen des vorliegenden Bandes waren auch diesmal viele Personen beteiligt. Frank Steiner (*Abteilung für Theoretische Physik*, Universität Ulm) hat diesmal bei der organisatorischen Vorbereitung und Durchführung des Werkes maßgeblich mitgewirkt und bei der Durchsicht des Manuskriptres viele inhaltliche und formale Verbesserungen angeregt. Außerdem wurde das druckfertige Manuskript nochmals durch die Ulmer Physikstudentin Huguette Aust sorgfältig geprüft und verbessert.

Weitere verbleibende Mängel konnten abermals durch die freundliche Teilnahme von Engelbert Schücking (*Department of Physics*, *New York University*) beim Korrekturlesen der Druckfahnen ausgemerzt werden.

Unter den anderen direkt oder indirekt an dem Zustandekommen des Werkes Mitwirkenden sind besonders hervorzuheben: Werner Amrein (*Institut für Theoretische Physik*, Universität Genf), Harald Atmannspacher (*Institut für Grenzgebiete der Psychologie und Psychohygiene*, Freiburg i. Br.), Claus-Dieter Bachem (*Springer-Verlag*, Heidelberg), Tullio Basaglia (CERN Archivist), Eberhard Bauer (*Institut für Grenzgebiete der Psychologie und Psychohygiene*, Freiburg i. Br.), Wolf Beiglböck (*Springer-Verlag*, Heidelberg), Aage Bohr (*Niels Bohr Institut*, Kopenhagen), Cathryn Carson (*Office for History of Science and Technology*, Berkeley, California), Hendrik Gerhard Casimir (†), David C. Cassidy (*Hofstra University*, Hempstead), Philippe Choquard (Lausanne), David Dallman (CERN Library), Max Delbrück (†), Manuel García Doncel (Universitat Autónoma, Barcelona), Hans Peter Dürr (*Max-Planck-Institut für Physik*, München), Freeman J. Dyson (*Institute for Advanced Study*, Princeton), Charles P. Enz (*Institut für Theoretische Physik*, Universität Genf), Markus Fierz (Küsnacht), Ernst Peter Fischer (Konstanz), Marie-Louise von Franz (†), Sergio Fubini (CERN), Suzanne Gieser (Stockholm), Beat Glaus (Zürich), Samuel Goudsmit (†), Feza Gürsey (†), Rudolf Haag (Schliersee), Elisabeth Heisenberg (†), Armin Hermann (Hausham), Dieter Hoffmann (*Max-Planck-Institut für Wissenschaftsgeschichte*, Berlin), Anita Hollier (CERN-Archiv), Gerhard Huber (Zürich), Walter Hunziker (ETH-Zürich), Maurice Jacob (CERN), Manfred Jacobi (Memmingen und Brüssel), Karl Jauch (Genf), Anne Jensen (*Universität Tübingen*), Cecilia Jarlskog (CERN), Erland Källén (*Department of Meteorology* der Universität Stockholm), Horst Kant (*Max-Planck-Institut für Wissenschaftsgeschichte*, Berlin), Nicholas Kemmer (†), Hideji Kita (Kyoto-fu, Japan), Andreas Kleinert (*Martin-Luther-Universität*, Halle-Saale), Helge Kragh (*Universität Aarhus*), Grete Kronig (Den Haag), Ralf Kronig (†), Helga Kopecky (*C. G. Jung-Institut*, Küsnacht), Peter T. Landsberg (*Faculty of Mathematical Studies*, University of Southampton), Verena Larcher (ETH-Archiv), Sabine Lehr (*Springer-Verlag*, Heidelberg), Frau Lüders (Göttingen), Carl Alfred Meier (†), André Martin (CERN), Kurt Mattes (*Mattes Verlag*, Heidelberg), Cécile Morette (Les Houches), Rudolf Mumenthaler (ETH-Archiv), Hilde Mutschler (Geislingen/Steige), Gian A. Nogler (*Universitätsarchiv Zürich*), Konrad Osterwalder (ETH-Zürich), Abraham Pais (†), Gerda Panofsky (Princeton), Wolfgang Paul (†), Rudolf Peierls (†), Corrado Pettenati (CERN Library), Hans H. Primas (ETH Zürich), Isidor I. Rabi (†), Fritz Rohrlich (*Department of Physics*, *Syracuse University*), Roswitha Rahmy (CERN-Archiv), Helmut Rechenberg (*Max-Planck-Institut für Physik*, München), Karin Reich (*Institut für Geschichte der Naturwissenschaften, Mathematik und Technik*, *Universität Hamburg*), Xavier Roqué (Universitat Autónoma, Barcelona), Erik Rüdinger (Humlebæk, Dänemark), Yvonne Schetz

(*Mathematisches Forschungsinstitut Oberwolfach*), Robert Schulmann (*Einstein Papers Project*, Caltech, Pasadena), Annet Schultze (Zürich), Carlo Alberto Segnini (*Domus Galileana*, Pisa), Michael Segre (Govone), Jack Steinberger (CERN), Vincent Frank-Steiner (Basel), Michael Stöltzner (*Institut für Philosophie*, Universität Salzburg), Valentine Telegdi (CERN), Werner Theis (Berlin), Armin Thellung (†), Bernward Thiel (Todtmoos), Walter Thirring (*Institut für Theoretische Physik*, Universität Wien), Gabriele Veneziano (CERN), Yvonne Voegli (ETH-Archiv), Spencer Weart (*American Institute for Physics*, College Park, MD), Victor F. Weisskopf (†), Arthur S. Wightman (*Princeton University*), Marianne Willi (Stuttgart), Heidelies Wittig-Sorg (Hamburgisches Staatsarchiv), Dieter Wuttke (Universität Bamberg), Kazuo Yamazaki (Kyoto), Chen Ning Yang (*State University of New York*, Stony Brook), Wolfhart Zimmermann (*Max-Planck-Institut für Physik*, München).

Ihnen allen sei hiermit ein ganz besonderer Dank ausgesprochen.

# 2. Zeittafel 1957–1958*

**1957**

| | |
|---|---|
| Mitte Januar | Erste Nachrichten von der Paritätsverletzung [2451] |
| 18.–23. Januar | *Chapel Hill Conference on General Relativity* |
| 21. Januar | Vortrag *Zur älteren und neueren Geschichte des Neutrinos* in Zürich [2378, 2464] |
| 26. Februar | Bohrs Besuch in Zürich zur Vorbereitung der „Festspiele“ für das Weizmann Institut [2540, 2544] |
| 15.–16. März | Heisenberg zu Besuch in Zürich [2556] |
| 24.–25. März | Paulis Aufenthalt in London [2458, 2543, 2564] |
| 25.–29. März | Ankunft in Edinburgh [2550, 2582] |
| 30. März–3. April | Aufenthalt in Birmingham; Dinner bei Peierls [2548, 2550, 2567, 2582] |
| 31. März | Gemeinsamer Ausflug mit Peierls [Kommentar 2592] |
| 1.–4. April | Philosophenkongreß in Bristol [2582, 2615] |
| 3.–5. April | Besuch in Kopenhagen [2543] |
| 15.–19. April | 7. Rochester Konferenz [2432, 2506, 2511, 2513, 2514, 2528, 2561, 2564, 2569, 2597, Kommentar 2600, 2602, 2605, 2609, 2610, 2612, 2613] |
| 13. April | Rückflug von Kopenhagen nach Zürich [2597] |
| Ende April | Arbeitstagung in Oberwolfach [2597, 2599, 2600] |
| 4.–5. Mai | Versammlung der *Schweizerischen Physikalischen Gesellschaft* in Brunnen |
| 17.–18. Mai | Teilnahme an der Euler-Feier in Basel [2619] |
| 3.–8. Juni | *Colloques Internationaux* in Lille; Pauli nimmt nicht teil [2543] |
| 12.–13. Juni | Frauenfelder in Zürich zu Besuch [2654] |
| ca. 20. Juni | Besuch für zwei Tage in Deutschland [2650] |
| 21.–26. Juni | *Convegno internazionale sui raggi cosmici* in Varenna, Villa Monasterio [2674] |
| 29. Juni | Heisenberg in Zürich [2646, 2669, 2678] |
| Anfang Juli | Yang will aus Paris nach Zürich kommen [2625, 2653] |
| | Heisenberg macht 4 Wochen Ferien in Urfeld [2677] |

* Die in den eckigen Klammern angegebenen Nummern beziehen sich auf die Briefe, in denen das betreffende Ereignis erwähnt ist.

| | |
|---|---|
| 25. August | Beginn von Paulis Ferienreise nach Italien [2610, 2663, 2684, 2693, 2706] |
| 8. September | Rückkunft in Zürich [3050] |
| 7. September | Reise nach Israel [2561] |
| 9.–16. September | Konferenz über *Nuclear Structure* in Rehovoth [2610] |
| 17. September | Sambursky signiert sein Werk *The physical world of the Greeks* für Pauli |
| 18. September | Auf der Akropolis in Athen [2707] |
| 22.–28. September | Venedig-Padua-Konferenz [2610, 2698] |
| | Begegnung mit Heisenberg [2701] |
| 30. September | Rückkehr aus Italien [2693, 2707] |
| Wintersemester | Vorlesung über die *Theorie der schwachen Wechselwirkung* |
| 22. Oktober | Huber besucht Pauli |
| 10. November | Physik-Nobelpreis Lee und Yang zuerkannt [2728] |
| 13. November | Heisenberg trägt in Genf über das Lee-Modell vor [2725] |
| 15. November | Abendessen mit Heisenberg in einem Züricher Bahnhofrestaurant [2731, 2825] |
| 25. November | Paulis Vortrag über Heisenbergs Lee-Modell [2727, 2764] |
| 1. Dezember | Heisenberg auf der Durchreise in Zürich; Abendessen mit Pauli [2817, 2825] |
| 31. Dezember | Heisenbergs Anruf bei Pauli [2820] |

**1958**

| | |
|---|---|
| 7. Januar | Ansprache anläßlich der Enthüllung von Hermann Hubachers Einstein-Büste |
| 11.–12. Januar | Heisenbergs Besuch bei Pauli; Plan einer gemeinsamen Publikation über die Spinortheorie der Elementarteilchen [2828, 2829, 2833] |
| 14. Januar | Pauli beendet das Manuskript der gemeinsamen Abhandlung über das Spinormodell [2834] |
| Mitte Jan.–Ende Mai | Amerikareise: Als *Visiting Professor* in Berkeley: Vorlesungen über Quantenfeldtheorie [2455, Kommentar 2841] |
| 17. Januar | Abreise von Zürich [2820, 2827] |
| 18. Januar | Aufenthalt in Mailand [2839] |
| 19. Januar | Abfahrt von Genua mit der *Giulio Cesare* [2784, 2804] |
| 20. Januar | Abends Landung in Gibraltar [2834] |
| 30. Januar | Ankunft in New York; Vortrag an der *Columbia University* [2820, 2856] |
| 2. Februar | Zugreise von New York nach Chicago [2820, 2850] |
| 4. Februar–20. Mai | Vorlesungen als *Visiting Professor* in Berkeley [2653] |
| 19. Februar | Pauli erhält von Heisenberg eine „Neuauflage“ des *Preprints* [2879] |
| 24. Februar | Heisenbergs Göttinger Kolloquiumsvortrag über die „Weltformel“ [2896] |

| | |
|---|---|
| 27. Februar | Versendung des *Preprints* durch Heisenberg |
| 10. März–8. April | Heisenberg fährt zur Erholung zu Buchner nach Ischia [2896, 2909, 2961] |
| 20. März | Aufkommen zunehmender Bedenken gegen die Spinortheorie [2935] |
| 31. März–5. April | Besuch in Pasadena [2935, 2939, 2950, 2953, 2961, 2975, 2990] |
| | Dort Treffen mit Delbrück, Feynman und Gell-Mann [3075] |
| 7. April | Rückzug von einer gemeinsamen Publikation mit Heisenberg [2959] |
| | Tagung in Oberwolfach [2975, 2977, 3000] |
| 23.–25. April | Berliner Max-Planck-Feier; Verleihung der *Max-Planck-Medaille* an den abwesenden Pauli [2932, 2941] |
| 25. April | Wentzel reist nach Genf [2979] |
| 6.–31. Mai | Gürsey kommt nach Berkeley, Zusammenarbeit mit Pauli [2892, 2904, 2990] |
| Mitte Mai | Zimmermanns Ankunft in Berkeley [3000] |
| 25. Mai | Flug von Berkeley nach New York [2985, 2986] |
| 26. Mai–1. Juni | Aufenthalt in Brookhaven [2820] |
| 1./2. Juni | Rückflug von New York nach Zürich [2820, 2858, 2948, 2985, 2986] |
| 2. Juni | Glasers Vortrag im Züricher Seminar [2996, 3000] |
| 9.–13. Juni | Teilnahme am 11. Solvay-Kongreß in Brüssel [2990, 3003] |
| 16. Juni | Wentzels Vortrag im Züricher Seminar [3006] |
| 29. Juni–6. Juli | *International Conference on High Energy Physics* im CERN [2990, 3012] |
| | Auseinandersetzung mit Heisenberg über die Spinortheorie der Elementarteilchen |
| 1.–9. August | Teilnahme an der Sommerschule in Varenna [2827, 2953, 3023, 3030, 3035, und Urlaub in Massa Carrara 3040, 3050] |
| | Pauli lehnt einen Ruf nach Berkeley an die *University of California* ab |
| 22.–30. Sept. | Ferienseminar über hochenergetische Kernphysik in Oberwolfach |
| 28. September | Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte in Wiesbaden |
| 3. Oktober | Physikertagung in Essen. Die offizielle Verleihung der *Max-Planck-Medaille* an Pauli muß verschoben werden [3010] |
| 14. Oktober | Besuch von Gerhard Huber |
| 27.–29. Oktober | Gatlinburgh Konferenz über *Weak Interactions* |
| 5.–8. November | Kongreß in Palermo [2970] |
| 13.–14. November | Besuch in Genf [3102] |
| 20.–22. November | Besuch in Hamburg: Entgegennahme der *Ehrendoktorwürde der Universität Hamburg* [3076, 3088] |
| 21. November | Pauli hält seinen Vortrag über die Geschichte des Neutrinos [3088] |
| 1. Dezember | Pauli mit Thellung und Fierz in der *Kronenhalle* |

| | |
|---|---|
| 5. Dezember | Paulis letzter Vorlesungstag; Briefe an Gürsey und Wu [3088, 3124, 3125] |
| 6. Dezember | Pauli wird ins Krankenhas *Rotes Kreuz* eingeliefert |
| 10. Dezember | Operation auf den 13. Dezember verschoben |
| 13. Dezember | Zweite Operation [3127, 3129] |
| 15. Dezember | Pauli stirbt, kurz nachdem seine Erkrankung an einem Pankreascarcinom erkannt ist, im Zimmer 137 des Züricher Krankenhauses *Rotes Kreuz* [3130] |
| 20. Dezember | Begräbniszeremonie im Fraumünster in Zürich [3131] |

# 3. Literaturverzeichnis

Schriften und Werke, die bereits im Literaturverzeichnis in Band **IV**/1, S. 818–907, **IV**/2, S. 976–1020 und **IV**/3, S. 842–929 enthalten sind, werden hier nicht nochmals aufgeführt. Literaturhinweise, die in dem vorliegenden Verzeichnis nicht gefunden werden, müssen also dort nachgeschlagen werden. Bei allen Hinweisen im Text, in den Kommentaren, in den Fußnoten oder in den Verzeichnissen wurde ebenfalls wie bisher die hinter den Namen gesetzte und in Klammern eingeschlossene Jahreszahl als abgekürzte Bezeichnung verwendet. Die Jahresangaben in eckigen Klammern beziehen sich auf Buchveröffentlichungen; die in runden Klammern auf Zeitschriftenaufsätze oder Beiträge zu einer Sammelschrift. Die mit einem Stern * versehenen Bücher befinden sich in Paulis Handbibliothek, die z. Z. in der *Salle Pauli* bei CERN in Genf aufbewahrt wird (falls von einer Schrift mehrere Auflagen genannt sind, entspricht Paulis Exemplar der mit dem Stern gekennzeichneten Jahreszahl). Alle in dem Literaturverzeichnis auftretenden Abkürzungen sind ebenfalls in dem Abkürzungsverzeichnis in Band **IV**/1, S. 811–814 erklärt.

## 3a. Allgemeine Literatur

**Abragam, A.**
[1987] *De la physique avant toute chose*. Paris 1987

**Ackeret, J.**
(1957) Eulers Arbeiten über Turbinen und Pumpen. Vorrede zu Band **II** 15 von Eulers Werken. In Euler [1957, S. VII–LX]

**Adair, C. P.**
[1990] CP-Nonconservation: The early experiments. In Tran Thanh Van [1990, S. 37–54]

**Adams, J. P.**
(1959) The CERN proton synchrotron. *CERN Courier*, Dezember 1959, S. 6–11

**Adler, G.**
(1955) The logos of the unconscious. In *Jung-Festschrift* [1955, Band **I**, S. 229–246]
(1971) Analytical psychology and the principle of complementarity. In I. Wheelwright [1971]

**Albertus Magnus** ↦ Baumgart [1949]

**Alder, K.**
(1952) Beiträge zur Theorie der Richtungskorrelation. HPA **25**, 235–258 (1952)
(1957) Summary on experiments on the $\beta$ decay interactions. In Lipkin [1958, S. 414–415]

[1990] [Hrsg.] *Paul Scherrer (1890–1969)*. Vorträge und Reden gehalten anläßlich der Gedenkveranstaltung zum 100. Geburtstag am 3. Februar 1990. Villingen 1990

**Alder, K., B. Stech und A. Winther**
(1957) Parity nonconservation in $\beta$ decay. Phys. Rev. **107**, 728–736 (1957)

**Allen, Garland E.**
[1978] *Thomas Hunt Morgan: The man and his science*. Princeton 1978

**Allen, J. S.**
(1959) Determination of the beta-decay interaction from electron-neutrino angular correlation. Rev. Mod. Phys. **31**, 791–796 (1959)

**Allen, Philip B. und William H. Butler**
(1978) Electrical conduction in metals. The modern theory was created fifty years ago by Felix Bloch. *Physics Today*, Dezember 1978, S. 44–49

**Alpher, Ralph A. und Robert Herman**
(1988) Reflections on early work on ‚big bang' cosmology. *Physics Today*, August 1988, S. 24–34
[2001] *Genesis of the big bang*. Oxford 2001

**Alvarez, L. W.** ↦ Trower [1987]
(1968) Recent developments in particle physics. *Nobel lecture*. *Les prix Nobel en 1968*, S. 125–168. Auch in *Science* **165**, 1071–1091 (1969)
(1989) The hydrogen bubble chamber and the strange resonances. In Brown et al. [1989, S. 299–306]
[1987] *Adventures of a physicist*. New York 1987

**Alvarez, L. W., Frank S. Crawford, Jr. und M. Lynn Stevenson**
(1958) Elastic scattering of 1.6-MeV rays from H, Li, C, and Al nuclei. Phys. Rev. **112**, 1267–1273 (1958)

**Amadou, R.**
[1954] *La parapsychologie, essai historique et critique*. Paris 1954. – Deutsche Ausgabe: *Das Zwischenreich: Vom Okkultismus zur Parapsychologie*. Baden-Baden 1957
[1957] *Les grandes médiums*. Paris 1957

**Amaldi, E.** ↦ Rubbia (1991)
(1955) CERN, the European Council for Nuclear Research. *Nuovo Cimento* **2** (Supplemento), 339–354 (1955)
[1966] *La vita e l'opera di Ettore Majorana (1906–1938)*. Rom 1966
(1984) From the discovery of the neutron to the discovery of nuclear fission. *Physics Reports* **111**, 1–332 (1984)
(1987) The Fermi–Dirac statistics and the statistics of nuclei. In Doncel et al. [1987, S. 251–277]

**Ambartsumian, V. A.**
(1958) On the evolution of the galaxies. In *Solvay-Report 1958* [1958, S. 241–280]

**Ambler, E., R. W. Hayward, D. D. Hoppes, R. P. Hudson und C. S. Wu**
(1957) Further experiments on $\beta$ decay of polarized nuclei. Phys. Rev. **106**, 1361–1363 (1957)

**Ambler, E., R. W. Hayward, D. D. Hoppes und R. P. Hudson**
(1957) Absence of interference effects in the $\beta$ decay of polarized $Co^{56}$ and $Co^{58}$ nuclei. Phys. Rev. **108**, 503–505 (1957)

(1958) Beta–gamma correlations from polarized manganese-52. Phys. Rev. **110**, 787–789 (1958)

**Anderson, Herbert L.**
(1958) Diskussionsbemerkung nach Feynmans Vortrag. *CERN Konferenz* [1958, S. 219]

**Anderson, Herbert L. und C. M. G. Lattes**
(1957) Search for the electronic decay of the positive pion. *Nuovo Cimento* **6**, 1356–1381 (1955)

**Anderson, P. W.**
(1958a) Coherent excited states in the theory of superconductivity: Gauge invariance and the Meissner effect. Phys. Rev. **110**, 827–835 (1958)
(1958b) New method in the theory of superconductivity. Phys. Rev. **110**, 985–986 (1958)
(1958c) Random phase approximation in the theory of superconductivity. Phys. Rev. **112**, 1900–1916 (1958)
(1958d) Coherent excited states in the theory of superconductivity. *Bulletin of the American Physical Society*, Series II, Vol. **3**, January 29, 1958, No. 1, S. 17
[1963] *Concepts in solids*. New York 1963
(1964) Superconductivity. I. A theoretical approach. *Science* **144**, 373–378 (1964)
[1994] *A career in theoretical physics*. Singapur 1994

**Anderson, James L. und P. G. Bergmann**
(1951) Constraints in covariant field theories. *Phys. Rev.* **83**, 1018–1025 (1951)

**Appel, H. und H. Schopper**
(1957) Messung der Korrelation zwischen $\beta$- und zirkular polarisierter $\gamma$-Strahlung an $Co^{60}$, $Zr^{95}$ und $Sb^{124}$. *Z. Phys.* **149**, 103–106 (1957)

**Arnous, E. und W. Heitler**
(1953) Theory of line breadth phenomena. *Proc. Roy. Soc.* A **220**, 290–310 (1953)

***Artis auriferae***
[1593] *Artis auriferae quam chemiam vocant* …. 2 Bände. Basel 1593

**Ascoli, R.**
(1955) On Bloch and Nordsieck's divergence. *Nuovo Cimento* **2**, 413–417 (1955)
(1957) The infra-red and the Bloch–Nordsieck divergences. *Nature* **179**, 727–728 (1957)
(1958) Two component spinor equation. *Nuovo Cimento* **8**, 501–505 (1958)

**Ascoli, R. und E. Minardi**
(1958) On the unitarity of the *S*-matrix in quantum field theories with indefinite metric. *Nuovo Cimento* **8**, 951–953 (1958)
(1958/59) On quantum theories with indefinite metric. *Nuclear Physics* **9**, 242–254 (1957)

**Avenarius, R.**
[1888/90] *Kritik der reinen Erfahrung*. 2 Bände. Leipzig 1888 und 1890

**Bachmann, H. R.**
(1958) Jahrestagung und Theoretiker-Konferenz der Phys. Ges. in der DDR. *Phys. Bl.* **14**, 276–277 (1958)

**Bardeen, J.** ↦ Hoddeson und Daitch, Mattis, Pines, Pippard
(1957) Gauge invariance and the energy gap model of superconductivity. *Nuovo Cimento* **5**, 1766–1768 (1957)

(1990) Superconductivity and other macroscopic quantum phenomena. *Physics Today*, Dezember 1990, S. 25–31

**Bardeen, J., L. N. Cooper und J. R. Schrieffer**
(1957a) Microscopic theory of superconductivity. Phys. Rev. **106**, 162–164 (1957)
(1957a) Theory of superconductivity. Phys. Rev. **108**, 1175–1204 (1957)

**Bardeen, J. und D. Pines**
(1955) Electron–phonon interaction in metals. Phys. Rev. **99**, 1140–1150 (1955)

**Bardeen, J. und J. R. Schrieffer**
(1961) Recent developments in superconductivity. *Progress in Low Temperature Physics* **3**, 170–288 (1961)

**Bardon, M., M. Fuchs, K. Lande, L. M. Lederman und J. Tinlot**
(1958) Lifetime and decay of the $K_0^2$ meson. Phys. Rev. **110**, 780–782 (1958)

**Bargmann, V.**
(1954) On unitary ray representations of continuous groups. *Annals of Mathematics* **59**, 1–46 (1954)
(1962) On the representations of the rotation group. Rev. Mod. Phys. **34**, 829–845 (1962)

**Barshay, Saul**
(1956) Associated production of hyperons and K mesons. Phys. Rev. **104**, 853–855 (1956) (1958a) Possible model for strong interactions. Phys. Rev. **109**, 2160–2162 (1958)
(1958b) Scattering of $K^+$ mesons by nucleons. Phys. Rev. **110**, 743–747 (1958)
(1958c) Determination of the parities of strange particles from dispersion relations. *Physical Review Letters* **1**, 177–179; Errata: 263 (1958)

**Barth, P.**
[1922]* *Die Stoa*. Stuttgart $^{3+4}$1922

**Barut, A. O.**
(1958) On the symmetry of elementary particles. *Nuovo Cimento* **10**, 1146–1147 (1958)
[1967] *The theory of the scattering matrix*. New York 1967. – Deutsche Übersetzung: Die Theorie der Streumatrix. I und II. Mannheim 1971

**Barut, A. O. und F. Calogero**
(1962) Singularities in angular momentum of the scattering amplitude for a class of soluble potentials. Phys. Rev. **128**, 1383–1393 (1962)

**Barut, A. O. und A. S. Wightman**
(1959) Relativistic invariance and quantum mechanics. *Nuovo Cimento* **14** (Supplemento), 81–94 (1959)

**Bash, K. W.**
(1947) Gestalt, Symbol und Archetypus. *Schweizerische Zeitschrift für Psychologie* **5**, 127–138, (1946)

**Bauer, E.**
(1998) Hans Bender und die Gründung des Instituts für Grenzgebiete der Psychologie und Psychohygiene. In Jahnke et al. [1998, S. 461–476]

**Baumann, K.** ↦ auch Schmidt, Wildermuth
(1955) Positronium. *Fortschritte der Physik* **3**, 429–438 (1955)

**Baumann, K., G. Eder und W. Thirring**
(1961) On field theories with degenerate ground states. *Annals of Physics* **16**, 14–25 (1961)

**Baumgardt, Rudolf**
[1949]* *Der Magier. Das Leben des Albertus Magnus*. München 1949

**Bayley, C.**
[1928] *The Greek atomists and Epicurus*. Oxford 1928

**Beck, H., P. F. Meier und A. Thellung**
(1974) Phonon hydrodynamics in solids. *Physica status solidi* **24**, 11–63 (1974)

**Beerbohm, Max**
[1911] *Zuleika Dobson, or an Oxford love story*. London 1911

**Behrends, R. E.**
(1958) Universal Fermi interaction. Phys. Rev. **109**, 2217–2218 (1958)

**Behrends, R. E., R. J. Finkelstein und A. Sirlin**
(1956) Radiative corrections to decay processes. Phys. Rev. **101**, 866–873 (1956)

**Bell, J. S.** ↦ auch Burke und Percival (1999), Peierls (1991), Stapp (1988)
(1957a) Time reversal in beta-decay. Proc. Phys. Soc. A **70**, 552–553 (1957)
(1957b) A variational method in field theory. Proc. Roy. Soc. A **242**, 122–128 (1957)
(1962) Very elementary theory of weak interactions. Notes on three lectures given at the *Rutherford High-Energy Laboratory*, Harwell, in May 1962 *CERN-Report* 62–17
[1995] *Quantum mechanics, high energy physics and accelerators*. Selected papers of John S. Bell (with commentary). Singapur 1995

**Bell, Mary, K. Gottfried und M. Veltman, Hrsg.**
[1995] *Quantum mechanics, high energy physics and accelerators*. Selected papers of John S. Bell (with commentary). Singapur 1995

**Bender, H.**
(1957a) Parapsychische Phänomene als wissenschaftliche Grenzfrage. *Zeitschrift für Parapsychologie und Grenzgebiete der Psychologie* **1**, No. 2/3 (1957/58)
(1957b) Präkognition im qualitativen Experiment. Zur Methodik der „Platzexperimente“ mit dem Sensitiven Gerard Croiset. *Zeitschrift für Parapsychologie und Grenzgebiete der Psychologie* **1**, 5–35 (1957/58)
(1959) Editorial. *Zeitschrift für Parapsychologie und Grenzgebiete der Psychologie* **3**, 81–89 (1959/60)
[1974] [Hrsg.] *Parapsychologie. Entwicklung, Ergebnisse, Probleme*. Darmstadt 1974
[1985] *Die verborgene Wirklichkeit*. Aufsätze zur Parapsychologie. München 1985

**Bergmann, P. G.** ↦ auch Anderson (1951), Newman (1957)
[1949] *Basic theories of physics. Mechanics and electrodynamics*. New York 1949
[1951]* *Basic theories of physics. Heat and quanta*. New York 1951
(1956a) Introduction of „true observables“ into the quantum field equations. *Nuovo Cimento* **3**, 1177–1185 (1956)
(1956b) On Einstein's λ transformations. Phys. Rev. **103**, 780–781 (1956)
(1957a) Gravity shields. *Science* **125**, 498–499 (1957)
(1957b) Summary of the Chapel Hill conference. Rev. Mod. Phys. **29**, 352–354 (1957)
(1957c) Two-component spinors in general relativity. Phys. Rev. **107**, 624–629 (1957)

(1958) Conservation laws in general relativity as the generators of coordinate transformations. Phys. Rev. **112**, 287–289 (1958)

**Bergmann, P. G. und Allen I. Janis**
(1958) Subsidiary conditions in covariant theories. Phys. Rev. **111**, 1191–1200 (1958)

**Berley, D., T. Coffin, R. L. Garwin, L. M. Lederman und M. Weinrich**
(1957a) Depolarization of positive muons in matter. *Bulletin of the American Physical Society*, Series II, Vol. **2**, April 25, 1957, No. 4, S. 204
(1957b) Energy dependence of the asymmetry in the beta decay of polarized muons. Phys. Rev. **106**, 835–837 (1957)

**Berley, D., R. L. Garwin, G. Gidal und L. M. Lederman**
(1958) Electric dipole moment of the muon. *Physical Review Letters* **1**, 144–146 (1958)

**Bernardini, G.**
(1958a) Survey of the present experimental and theoretical situation in pion physics. *Fortbildungskurs über Hochenergetische Kernphysik*, Oberwolfach, 22.–30. September 1958
(1958b) Das Experiment zum Nachweis des direkten $\pi \to e + \nu$ Zerfalls. *Fortbildungskurs über Hochenergetische Kernphysik*, Oberwolfach, 22.–30. September 1958

**Bernays, P. I.** $\mapsto$ Müller (1978)
[1976] *Abhandlungen zur Philosophie der Mathematik*. Darmstadt 1976

**Bernhardt, H.**
[1984] *Richard von Mises und sein Beitrag zur Grundlegung der Wahrscheinlichkeitsrechnung im 20. Jahrhundert*. Unveröffentlichte Berliner Dissertation 1984

**Bernstein, J.**
(1962) A question of parity. *The New Yorker*, Mai 1962
(1974) Spontaneous symmetry breaking, gauges theories, the Higgs mechanism, and all that. Rev. Mod. Phys. **46**, 7–48 (1974)
(1975) Profiles. Physicists – I, II. *The New Yorker*, 13. Oktober 1975, S. 46–110; 20. Oktober, S. 47–101 (1975)
(1986) Pauli's puzzle. *Science Digest* **94**, Nr. 8, 40–43; 84–85 (1986)
[1993] *Cranks, quarks, and the cosmos*. New York 1993

**Bernstein, J. und Robert R. Lewis**
(1958) Vector interaction in beta decay. Phys. Rev. **112**, 232–238 (1958)

**Bès, Daniel R.**
(1959) The $\gamma$-dependent part of the wave functions representing $\gamma$-unstable surface vibrations. *Nuclear Physics* **10**, 373–385 (1959)
(1961) A study of nuclear potential energy surfaces and gamma vibrations. *Det Kongelige Danske Videnskabernes Selskab, matematisk-fysiske Meddelelser* **33**, Nr. 2, S. 1–39 (1961)

**Bethe, H., P. A. M. Dirac, W. Heisenberg, E. P. Wigner, O. Klein, L. D. Landau**
[1989] *From a life of physics*. Singapur 1989

**Biedenharn, L. C.**
(1994) Some remarks on time-reversal non-invariance in weak interactions. In Sudarshan [1994, S. 35–43]

**Biermann, L.**
(1961) 50 Jahre physikalische Grundlagenforschung in der Kaiser-Wilhelm-Gesellschaft und der Max-Planck-Gesellschaft. Naturwiss. **48**, 2–10 (1961)

**Bincer, Adam M.**
(1957a) Pair production of *s*-wave Pi mesons. Phys. Rev. **105**, 1399–1406 (1957)
(1957b) Scattering of longitudinally polarized Fermions. Phys. Rev. **107**, 1434–1438 (1957)
(1957c) Scattering of longitudinally polarized Fermions with anomalous magnetic moments. Phys. Rev. **107**, 1467–1468 (1957)

**Bindman, D.** ↦ auch Paley
[1977] *Blake as an artist*. London 1977

**Bitbol, M. und O. Darrigol, Hrsg.**
[1992] *Erwin Schrödinger. Philosophie and the Birth of Quantum Mechanics*. Editions Frontieres, Gif-sur-Yvette Cedex 1993

**Blackett, P. M. S.**
(1959) The Rutherford memorial lecture, 1958. Proc. Roy. Soc. A**251**, 293–305 (1959)
(1961) Note on the history of the experimental proof of nonconservation of parity. *Physics Today*, Februar 1961, S. 86–88

**Blatt, J. M.** ↦ auch Matsubara
(1960a) Electron pairs in the theory of superconductivity. Progr. Theor. Phys. **23**, 447–450 (1960)
(1960b) The Meissner effect in the quasi-chemical equilibrium theory of superconductivity. Progr. Theor. Phys. **24**, 851–876 (1960)

**Blatt, J. M. und T. Matsubara**
(1958) The Meissner–Ochsenfeld effect in the Bogoljubov theory. Progr. Theor. Phys. **20**, 781–783 (1958)

**Blatt, J. M., T. Matsubara und R. M. May**
(1959) Gauge invariance in the theory of superconductivity. Progr. Theor. Phys. **21**, 745–757 (1959)

**Bleaney, B.**
(1957) Non-conservation of parity. *Nature* **179**, 1101–1102 (1957)

**Bleuler, K. und W. Heitler**
(1950) The reversal of time and the quantization of the longitudinal field in quantum electrodynamics. *Progr. Theor. Phys.* **5**, 600–605 (1950)

**Blewett, J. P.**
(1966) Research letter PA-1 on particle accelerators. *AJP* **34**, 742–752 (1966)

**Blin-Stoyle, R. J., D. ter Haar, K. Mendelssohn, G. Temple, F. Waismann und D. W. Wilkinson**
[1960] *Turning points in physics*. A series of lectures given at Oxford University in Trinity term 1958. Amsterdam 1958

**Bloch, F.** ↦ Allen und Butler (1978)

**Blochinzew, D. I.**
(1956) The non-linear field theory and the theory of relativity. *Nuovo Cimento* **3** (Supplemento), 629–634 (1956)
(1957) Nonlocal and nonlinear field theories. *Uspekhi Fizicheskikh Nauk* **61**, 137–159 (1957). Englische Fassung in *Advances in Physical Sciences* **63**, 1069–

1098 (1957). Deutsche Übersetzung: Nichtlokale und nichtlineare Feldtheorien. *Fortschritte der Physik* **6**, 246–269 (1958)
(1958a) Über die Struktur der Elementarteilchen. In Kockel et al. [1959, S. 291–296]
(1958b) On a possible limit of applicability of quantum electrodynamics. *Nuovo Cimento* **9**, 925–929 (1958)

**Bludman, Sidney A.**
(1955) Extended isotopic spin invariance and meson–nucleon coupling. Phys. Rev. **100**, 372–375 (1955)
(1956) Interpretation of K-meson decays. Phys. Rev. **102**, 1420–1421 (1956)
(1957a) Conservation of parity and the two-component neutrino theory. *Rochester Conference* [1957, Session IX, S. 44–46]
(1957b) Some theoretical consequences of a particle having mass zero. Phys. Rev. **107**, 1163–1168 (1957)
(1958) On the universal Fermi interaction. *Nuovo Cimento* **9**, 433–445 (1958)
(1959) Phenomenological analysis of hyperon decay values and asymetries. Phys. Rev. **115**, 468–471 (1959)
[1997] The first gauge theory of the weak interactions. In Hoddeson et al. [1997, S. 403–410]

**Bochner, S.**
[1966] *The role of mathematics in the rise of science*. Princeton 1966

**Boehm, F.**
(1958) Interference between Gamow–Teller and Fermi interaction in $Mn^{52}$. Phys. Rev. **109**, 1018–1019 (1958)
(1960) Der Betazerfall. In Frauenfelder, Huber und Staehelin [1960, S. 126–137]

**Boehm, F., T. B. Novey, C. A. Barnes und B. Stech**
(1957) Positron polarization in a mirror transition. Phys. Rev. **108**, 1497–1499 (1957)

**Boehm, F., V. Soergel und B. Stech**
(1958) Higher-order effects in the allowed beta decay of $F^{20}$. *Physical Review Letters* **1**, 77–79 (1958)

**Boehm, F. und A. H. Wapstra**
(1957a) Beta–gamma circular polarization correlation measurements. Phys. Rev. **106**, 1364–1366 (1957)
(1957b) $\beta$–$\gamma$ circular polarization correlation in a J–J transition. Phys. Rev. **107**, 1202–1203 (1957)
(1957c) $\beta$–$\gamma$ circular polarization correlation in $Au^{198}$ and $Co^{58}$. Phys. Rev. **107**, 1462 (1957)
(1958) Beta–gamma circular polarization correlation experiments. Phys. Rev. **109**, 456–461 (1958)

**Boerner, H.**
[1955] *Darstellungen von Gruppen*. Berlin 1955

**Bogoljubov, N. N.**
(1958a) On a new method in the theory of superconductivity. *Nuovo Cimento* **7**, 794–805 (1958)
(1958b) A new method in the theory of superconductivity. *Soviet Physics JETP* **34**: 7, 41–46; 51–55 (1958)
(1958c) On a variant of the theory with indefinite metric. In *CERN Konferenz* [1958, S. 129–130]

(1958d) A new method in the theory of superconductivity. **I**. *Zhurnal eksperimentalnoii teoreticheskoi fiziki* **34**, 58–65 (1958). Übersetzung: *Soviet Physics JETP* **34** (7), 41–46 (1958)
(1958e) A new method in the theory of superconductivity. **III**. *Zhurnal eksperimentalnoii teoreticheskoi fiziki* **34**, 73–79 (1958). Übersetzung: *Soviet Physics JETP* **34** (7), 51–55 (1958)
(1959) The compensation principle and the self-consistent field method. *Uspekhi Fizicheskikh Nauk* **67**, 549–580 (1959)

**Bogoljubov, N. N., S. M. Bilen'sky und A. A. Logunov**
(1957) Dispersion relations. In *Padua-Venedig-Konferenz* [1958, S. VII–58–64]

**Bogoljubov, N. N., B. V. Medvedev und M. K. Polivanov**
(1958) Probleme der Theorie der Dispersionsbeziehungen. *Fortschritte der Physik* **6**, 169–245 (1958)

**Bogoljubov, N. N., V. V. Tolomachov und D. V. Shirkov**
(1958) A new method in the theory of superconductivity. *Fortschritte der Physik* **6**, 605–682 (1958)

**Bohr, A.**
(1957) On the structure of atomic nuclei. AJP **25**, 547–553 (1957)
(1958) Foundation of dispersion relations. In *CERN Konferenz* [1958, S. 213–215]
(1959) Relation between intrinsic parities and polarizations in collision and decay processes. *Nuclear Physics* **10**, 486–491 (1959)

**Bohr, A. und B. R. Mottelson**
(1953) Collective and individual-particle aspects of nuclear structure. *Det Kongelige Danske Videnskabernes Selskab, matematisk-fysiske Meddelelser* **27**, Nr. 16, S. 1–174 (1953)

**Bohr, N.** ↦ Faye [1991], French und Kennedy [1985], Meyenn et al. [1985], Roll-Hansen (2000)
(1957a) Die Physik und das Problem des Lebens. Eine 1957 vorgenommene Ausarbeitung einer im Februar 1949 in der *Dänischen Medizinischen Gesellschaft* gehaltenen Vorlesung. Auch enthalten in Bohr [1985, S. 67–75]
(1957b) The Karl Taylor Compton lectures. The philosophical lesson of atomic physics. Sixth Lecture, November 26, 1957. In N. Bohr, *Collected Works*, Band **10**, S. 182–190
(1957c) Atoms and human knowledge. A public lecture by Professor Niels Bohr, delivered on December 13, 1957, in Holmberg Hall, Norman, Oklahoma. In N. Bohr, *Collected Works*, Band **10**, S. 191–207
(1957d) The philosophical lesson of the atomic physics. Last of six lectures given at the Massachusetts Institute of Technology, 5.–26. November 1957. Unpubliziertes Transkript, enthalten in Bohrs *Collected Works*, Band **10** [1999, S. 182–190]
(1958a) Die Erkenntnisfragen der Quantenphysik. In Kockel et al. [1959, S. 169–175]
(1958b) Atomphysik und Philosophie – Kausalität und Komplementarität. In Klibansky [1958]
(1961a) The Rutherford memorial lecture 1958: Reminiscences of the founder of nuclear science and of some developments based on his work. Proc. Phys. Soc. A **78**, 1083–1115 (1961). Deutsche Übersetzung: Bohr [1985, S. 111–155]

(1961b) The Solvay meetings and the development of quantum physics. Vortrag auf der 12. Solvay-Konferenz in Brüssel, Oktober 1961. In *Solvay-Report 1961* [1961, S. 13–36] Deutsche Fassung in Bohr [1966, S. 80–102]
(1963) Licht und Leben – noch einmal. Naturwiss. **50**, 725–727 (1963)
[1964] *Atomphysik und menschliche Erkenntnis I*. Aufsätze und Vorträge aus den Jahren 1933–1955. Braunschweig 1964
[1966] *Atomphysik und menschliche Erkenntnis II*. Aufsätze und Vorträge aus den Jahren 1958–1962. Braunschweig 1966
[1985] *Atomphysik und menschliche Erkenntnis. Aufsätze und Vorträge aus den Jahren 1930 bis 1961*. Mit einem Vorwort zur Neuausgabe von Karl von Meyenn. Braunschweig, Wiesbaden 1985

**Boltzmann, L.**
(1895) Zur Erinnerung an Josef Loschmidt. In Boltzmann [1905, S. 228–252]
[1896/98] *Vorlesungen über Gastheorie*. **I**. Teil: Theorie der Gase mit einatomigen Molekülen, deren Dimensionen gegen die mittlere Weglänge verschwinden. Leipzig 1896, $^{2}$1910 **II**. Teil: Theorie van der Waals; Gase mit zusammengesetzten Molekülen; Gasdissociation; Schlussbemerkungen. Leipzig 1898, $^{2}$1912
[1905] *Populäre Schriften*. Leipzig 1905, $^{2}$1919

**Bondi, H.**
(1959) Relativity. *Reports on Progress in Physics* **22**, 97–120 (1959)
[1961] *The universe at large*. New York 1961

**Bondi, H. und T. Gold**
(1948) The steady-state theory of the expanding universe. *Monthly Notices of the Royal Society* **108**, 252–270 (1948)

**Boorse, H. A. und L. Motz, Hrsg.**
[1966] *The world of the atom*. Band **I** und **II**. New York und London 1966

**Bopp, F., Hrsg.**
[1961] *Werner Heisenberg und die Physik unserer Zeit*. Braunschweig 1961

**Bordag, M., Hrsg.**
[1999] *The Casimir effect 50 years later*. Singapur 1999

**Born, M.**
[1933]* *Optik. Ein Lehrbuch der elektromagnetischen Lichttheorie*. Berlin 1933
(1955) Entwicklung und Wesen des Atomzeitalters. Vortrag vom 21. Juni 1955 bei einer Journalistentagung in Loccum. *Merkur* **9**, 724–737 (1955)
[1956]* *Physics in my generation*. London 1956. Deutsche Ausgabe: *Physik im Wandel meiner Zeit*. Braunschweig 1957
(1957a) Man and the atom. *Bulletin of the Atomic Scientists*, Juni 1957. Deutsche Fassung: Der Mensch und das Atom. *Universitas* **12**, 1009–1026 (1957); *Zeitschrift für Atomkern-Energie* **1**, S. 1 (1957). Wiederabdruck in Born [1965, S. 23–49]
(1957b) Europäische Betrachtungen eines Naturforschers. *Die Sammlung* **12**, 593–604 (1957) Wiederabdruck in Born [1965, S. 51–74]
(1958) Der Realitätsbegriff in der Physik. *Universitas* **13**, 927–945 (1958)
[1965] *Von der Verantwortung des Naturwissenschaftlers. Gesammelte Vorträge*. München 1969

**Born, H. und M. Born**
[1969] *Der Luxus des Gewissens. Erlebnisse und Einsichten im Atomzeitalter*. München 1969

**Born, M. und E. Wolf**
[1959] *Principles of optics*. Electromagnetic theory of propagation, interference and diffraction of light. Oxford 1959, $^{6}$1980

**Bothe, W.** ↦ Fleischmann (1957), Gentner (1956/57)
(1951) Zur Entdeckungsgeschichte der künstlichen Kern-$\gamma$-Strahlung. *Naturwiss.* **38**, 465–467 (1951)
(1958) Advice to young physicists. *Physics Today*, September 1958, S. 26–27

**Bouchiat, Claude und L. Michel**
(1957) Theory of $\mu$-meson decay with the hypothesis of nonconservation of parity. Phys. Rev. **106**, 170–172 (1957)
(1958) Measure de la polarisation des électrons relativistes. *Nuclear Physics* **5**, 416–434 (1958)

**Boulanger, J.**
[1941]* *Les romans de la table ronde*. Nouvellement rédigés par Jaques Boulanger. Préface de Joseph Bédier. Paris 1941

**Boveri, M.**
[1956] *Der Verrat im 20. Jahrhundert*. Hamburg 1956, 1957 und 1960. Einbändige Gesamtausgabe, Reinbek bei Hamburg 1976

**Brailsford, A. D.**
(1957) The magnetic energy levels of electrons in metals. Proc. Phys. Soc. A **70**, 275–287 (1957)

**Brandenberger, E.**
(1955) Vom Ursprung des technischen Fortschritts. Zürich 1955

**Braunbek, W.**
(1960) Ergebnisse der Antinukleonen-Forschung. Phys. Bl. **16**, 267–275 (1960)

**Bremermann, H. J., R. Oehme und J. G. Taylor**
(1958) Proof of dispersion relations in quantized field theories. Phys. Rev. **109**, 2178–2190 (1958)

**Brenig, W. und R. Haag**
(1959) Allgemeine Quantentheorie der Stoßprozesse. *Fortschritte der Physik* **7**, 183–242 (1959)

**Bridgman, P. W.**
[1955] *Reflections of a physicist*. New York $^{2}$1955
(1956) Probability, logic and ESP. *Science* **123**, 15–17 (1956)
[1957] *Probability and scientific inference*. London 1957
(1957) Some of the broader implications of science. *Physics Today*, Oktober 1957, S. 17–24
(1960) [Review:] Non-linear wave mechanics: A causal interpretation, by Louis de Broglie. *Scientific American*, Oktober 1960, S. 201–206

**Brillouin, L.**
[1956] *Science and information theory*. New York 1956

**Brix, P. und G. zu Putlitz**
(1986) Rückblicke auf die Heidelberger Physik im Jubiläumsjahr der Universität. Phys. Bl. **42**, 65–68 (1986)

**Brodsky, A. und D. D. Iwanenko**
(1957) A new possibility in neutrino theory. *J. Exper. Theor. Phys.* **33**, 910–912 (1957). Übersetzung: *Soviet Physics JETP* **6** (33), 700–702 (1958)

(1959) On a possible connection between isobaric spin and strangeness and inversion properties of spinors. *Nuclear Physics* **13**, 447–450 (1959)

**Broglie, L. de**
[1952/55]* *Louis de Broglie. Physicien et penseur*. Paris 1952. Gekürzte deutsche Übersetzung: *Louis de Broglie und die Physiker*. Hamburg 1955

**Bros, J., H. Epstein und V. Glaser**
(1964) Some rigorous analyticity properties of the four-point function in momentum space *Nuovo Cimento* **31**, 1265–1302 (1964)
(1965) A proof of the crossing property for two particle amplitudes in general quantum field theory. *Commun. Math. Phys.* **1**, 240–264 (1965)

**Brown, G. S.**
(1953) Statistical significance in psychological research. *Nature* **172**, 154–156 (1953)
[1957] *Probability and scientific inference*. London 1957

**Brown, Harvey R. und Rom Harré, Hrsg.**
[1988] *Philosophical foundations of quantum field theory*. Oxford 1988

**Brown, L. M. und Tian Yu Cao**
(1991) Spontaneous breakdown of symmetry: Its rediscovery and integration into quantum field theory. HSPS **21**, 211–235 (1991)

**Brown, L. M. und H. Rechenberg**
(1990) Landau's work on quantum field theory and high-energy physics (1930–1961). In Gotsman et al. [1990, S. 53–81]

**Brown, L. M., R. Kawabe, M. Konuma und Z. Maki, Hrsg.**
[1988] *Elementary particle theory in Japan, 1935–1960*. Kyoto 1988

**Brüche, E.**
(1958) 23. Deutscher Physikertag in Essen. Phys. Bl. **14**, 523–524 (1958)

**Bruin, F. und M. Bruin**
(1957) The angular distribution of muons from $\pi$-$\mu$ decay. Physica **23**, 551–552 (1957)

**Brush, S. G.**
[1976] *The kind of motion we call heat. A history of the kinetic theory of gases in the 19th century*. Amsterdam 1976, $^{2}$1986
[1978/87] *The temperature of history:* Phases of science and culture in the nineteenth century. New York 1978. – Deutsche Übersetzung: *Die Temperatur der Geschichte*. Wissenschaftliche und kulturelle Phasen im 19. Jahrhundert. Braunschweig/Wiesbaden 1987
(1992) How cosmology became a science. *Scientific American*, August 1992, S. 34–40
(1993) Prediction and theory evaluation: Subatomic particles. *Rivista di Storia della Scienza* Serie II, **1** (2), 47–152 (1993)

**Buber, M.**
[1949]* *Die Erzählungen der Chassidim*. Zürich 1949

**Buchholz, Detlev und R. Haag**
(2000) The quest for understanding in relativistic quantum physics. *Journal of Mathematical Physics* **41**, 3674–3697 (2000)

**Buchta, J. W.**
(1958) New era in science? AJP **26**, 352–357 (1958)

**Burbidge, G. und F. Hoyle**
(1958) Anti-matter. *Scientific American*, April 1958, S. 34–39

**Burbidge, E. M., G. R. Burbidge, W. A. Fowler und F. Hoyle**
(1957) Synthesis of the elements in stars. Rev. Mod. Phys. **29**, 547–650 (1957)

**Burgoyne, N.**
(1958) On the connection of spin with statistics. *Nuovo Cimento* **8**, 607–609 (1958)

**Burgy, M. T., R. J. Epstein, V. E. Krohn, T. B. Novey, S. Raboy, G. R. Ringo und V. L. Telegdi**
(1957) Measurement of beta asymmetry in the decay of polarized neutrons. Phys. Rev. **107**, 1731–1733 (1957)
(1958) Measurement of asymmetries in the decay of polarized neutrons. Phys. Rev. **110**, 1214–1216 (1958)

**Burgy, M. T., V. E. Krohn, T. B. Novey, G. R. Ringo und V. L. Telegdi**
(1958) Measurements of asymmetries in the decay of polarized neutrons. Phys. Rev. **110**, 1214–1216 (1958)

**Burk, D.**
(1973) Richard Kuhn, 1900–1967. *Dictionary of Scientific Biography*. Band **7**, New York 1973. Dort S. 517–518

**Burke, P. G. und I. C. Percival**
(1999) John Stewart Bell, 28 July 1928 – 1. October 1972. BMFRS **45**, 1–17 (1999)

**Bush, V.**
(1957) Professional collaboration. *Science* **125**, 4954 (1957)

**Butenandt, A.**
(1964) Zum Leistungsstand der naturwissenschaftlichen Forschung an den Max-Planck-Instituten. Naturwiss. **51**, 98–101 (1964)

**Butlin, M.**
[1957] *Catalogue of the works of William Blake in the Tate Gallery*. London 1957

**Buzzati, Dino**
[1954]* *Il deserto dei Tartari*. Mailand 1940. Deutsche Übersetzung: *Die Festung*. München 1954

**Byers, N. und R. E. Peierls**
(1958) Two-stage model of Fermi interaction. *Nuovo Cimento* **10**, 520–524 (1958)

**Caianiello, E. R., Hrsg.**
[1961] *Lectures on field theory and the many-body problem*. New York 1961

**Caldirola, P. und A. Loinger**
(1958) The developments of the ergodic approach to statistical mechanics. In Kockel et al. [1959, S. 225–236]

**Calogero, F.** ↦ auch Barut
[2001] *Classical many-body problems amenable to exact treatment*. Berlin, Heidelberg 2001

**Cao, Tian Yu**
(1988) Gauge theory and the geometrization of fundamental physics. In Brown und Harre [1988, S. 117–133]

**Carnap, R.**
(1958) Beobachtungssprache und theoretische Sprache. *Dialectica* **12**, 236–248 (1958)

**Carson, Cathryn L.**
[1995] *Particle physics and cultural politics: Werner Heisenberg and the shaping of a role for the physicist in postwar West Germany*. Doctor Thesis, Harvard University, Cambridge, Mass. 1995
(2001) Reflexionen zu „Kopenhagen“. In Frayn [2001, S. 149–162]

**Case, K. M.**
(1957a) Majorana theory of the neutrino. *Rochester Conference* [1957, Session IX, S. 39–42]
(1957b) Dirac particles in arbitrary external electromagnetic fields. Phys. Rev. **106**, 173–174 (1957)
(1957c) Composite particles of zero mass. Phys. Rev. **106**, 1316–1320 (1957)
(1957d) Reformulation of the Majorana theory of the neutrino. Phys. Rev. **107**, 307–316 (1957)

**Casimir, H. B. G.**
(1957) Gedanken über die Zukunft der Physik. Naturwiss. **44**, 245–248 (1957)
(1988) Erinnerungen aus den Jahren 1932–1933. In Enz und von Meyenn [1988, S. 75–79]

**Cassels, J. M.**
(1957) Radiative $\pi$-meson decay. *Rochester Conference* [1957, Session IX, S. 27–31]

**Castell, L. und O. Ischebeck, Hrsg.**
[2003] *Time, quantum and information*. Berlin, Heidelberg, New York 2003

**Cavanagh, P. E.**
(1955) Spectroscopy of beta- and gamma-rays. Progr. Nucl. Phys. **1**, 140–167 (1957)
(1957) Electron neutrino-correlation. In *Rehovoth Conference* [1958, S. 370–374]

**Cavanagh, P. E., C. F. Coleman, B. W. Ridley und J. F. Turner**
(1958) A four-state theory of the neutrino. *Nuclear Physics* **5**, 11–16 (1958)

**Cavanagh, P. E., J. F. Turner, C. F. Coleman, G. A. Gard und B. W. Ridley**
(1957) On the longitudinal polarization of $\beta$-particles. Phil. Mag. **2**, 1105–1112 (1957)

***CERN Konferenz 1958***
[1958]* *1958 Annual International Conference on High Energy Physics at CERN*, sponsored by the International Union of Pure and Applied Physics. Geneva, 30th June – 5th July, 1958. *Proceedings*, edited by B. Ferretti. Genf 1958

**Cerulus, F.**
(1957) Parity violation and the spin of the $\Lambda^0$ particle. *Nuovo Cimento* **5**, 1685–1692 (1957)

**Chari, C. T. K.**
[1956] Quantum physics and parapsychology. *The Journal of Parapsychology* **20**, 166–183 (1956). – Deutsche Teilübersetzung in Bender [1974, S. 788–796]

**Chester, G. V. und A. Thellung**
(1959) On the electrical conductivity of metals. Proc. Phys. Soc. A **73**, 745–766 (1959)
(1961) The law of Wiedemann Franz. Proc. Phys. Soc. A **77**, 1005–1013 (1961)

**Chevalley, C.**
(1990) La physique de Heidegger. *Les Etudes philosophiques*, N° 3, 289–311 (1990)

**Chew, G. F.** ↦ De Tar et al. [1985]
(1958) Proposal for determining the pion–nucleon coupling constant from the angular distribution for nucleon–nucleon scattering. Phys. Rev. **112**, 1380–1383 (1958)
(1959) The pion–nucleon interaction and dispersion relations. *Annual Review of Nuclear Science* **9**, 29–60 (1959)
(1961) A unified dynamical approach to high- and low-energy strong interactions. Rev. Mod. Phys. **33**, 467–470 (1961)
[1961] *S-matrix theory of strong interactions*. New York 1961
(1962) *S*-matrix theory of strong interactions without elementary particles. Rev. Mod. Phys. **34**, 394–401 (1962)
(1964) Elementary particles. *Physics Today*, April 1964, S. 30–34

**Chew, G. F., M. Gell-Mann und A. H. Rosenfeld**
(1964) Strongly interacting particles. *Scientific American*, Februar 1964, S. 74–93

**Chinowsky, W.** ↦ Lande et al.
(1989) Strange particles. In Brown et al. [1989, S. 331–342]

**Christenson, J. H., J. W. Cronin, V. L. Fitch und R. Turley**
(1964) Evidence for the $2\pi$ decay of the $K_2^0$ meson. *Physical Review Letters* **13**, 138–140 (1964)

**Cini, M. und S. Fubini**
(1960) Theory of low energy scattering in field theory. *Annals of Physics* **10**, 352–389 (1960)
(1980) The history and ideology of dispersion relations: The pattern of internal and external factors in the paradigmatic shift. *Fundamentae Scientiae* **1**, 157–172 (1980)

**Cini, M. und B. Touschek**
(1958) The relativistic limit of the theory of spin 1/2 particles. *Nuovo Cimento* **7**, 422–423 (1958)

**Cline, B. L.**
[1987] *Men who made a new physics*. Physicists and the quantum theory. Chicago und London 1987

**Cline, D. und G. Riedasch, Hrsg.**
[1984] *50 years of weak interactions*. Madison 1984

**Close, F., M. Marten und Ch. Sutton**
[1987] *The particle explosion*. New York, Tokio, Melbourne 1987

**Coester, F.**
(1957) Weak decay interactions. Phys. Rev. **107**, 299–300 (1957)

**Coffin, T., R. L. Garwin, L. M. Lederman, M. Weinrich und D. Berley**
(1957) Energy dependence of the asymmetry in polarized muon decay. *Bulletin of the American Physical Society*, Series II, Vol. **2**, April 25, 1957, No. 4, S. 204–205

**Coffin, T., R. L. Garwin, L. M. Lederman, S. Penman und A. M. Sachs**
(1957) Magnetic resonance determination of the magnetic moment of the $\mu$ meson. Phys. Rev. **106**, 1108–1110 (1957)

**Coffin, T., R. L. Garwin, S. Penman, L. M. Lederman und A. M. Sachs**
(1958) Magnetic moment of the free $\mu$ meson. Phys. Rev. **109**, 973–979 (1958)

**Colerus, E.**
[1936]* *Leibniz. Der Lebensroman eines weltumspannenden Geistes*. Berlin, Wien, Leipzig 1936

***Colloque International, Lille 1957***
[1957] *Colloque International du Centre National de la Recherche Scientifique. Les problèmes mathématiques de la théorie quantique des champs*. Lille, 3.–8. Juni 1957. Paris 1959

**Compton, A. H.**
[1956] *Atomic quest: A personal narrative*. New York 1956

**Connell, D. J. K. O', Hrsg.**
[1958]* *Stellar populations*. Proceedings of the conference sponsored by the Pontifical Academy of Science and the Vatican Observatory, May 20–28, 1957. Amsterdam und New York 1958

**Cooper, L. N.**
(1960) Theory of superconductivity. AJP **28**, 91–100 (1960)

**Corson, E. M.**
[1953] *Introduction to tensors, spinors, and relativistic wave equations*. New York 1953

**Courant, E. D.**
(1989) Early history of the Cosmotron and AGS at Brookhaven. In Brown et al. [1989, S. 180–184]

**Cowan, C. L. und F. Reines**
(1972) Neutrino physics – prospects. In Reines [1972, S. 150–168]

**Cox, Richard T.**
(1973) One researcher's personal account. In Maglic [1973, S. 145–149]

**Cox, Richard T., C. G. McIlwraith und B. Kurrelmayer**
(1928) Apparent evidence of polarization in the beam of $\beta$-rays. *Proceedings of the National Academy of Science* **14**, 544–547 (1928)

**Cracknell, A. P.**
[1971] *Angewandte Gruppentheorie*. Berlin, Oxford, Braunschweig 1971

**Crawford, E.**
(2000) German scientists and Hitler's vendetta against the Nobel prizes. HSPS **31**, 37–53 (2000)

**Crawford, E., J. L. Heilbron und R. Ullrich**
[1987] *The Nobel population 1901–1937*. A census of the nominators and nominees for the prizes in physics and chemistry. Uppsala 1987

**Crease, Robert P.**
[1999] *Making physics. A biography of Brookhaven National Laboratory, 1946–1972*. Chicago und London 1999

**Crease, Robert P. und Ch. C. Mann**
[1986] *The second creation. Makers of the revolution in 20th-century physics*. New York 1986

**Croce, B.**
[1935]* *Geschichte Europas im neunzehnten Jahrhundert*. Zürich 1935

**Cronin, J.**
(1997) The discovery of CP violation. In Hoddeson et al. [1997, 114–136].

**Crowe, K. L.**
(1957a) Beta spectrum from the decay of positive muons. (Nur der Titel) *Bulletin of the American Physical Society*, Series II, Vol. **2**, April 25, 1957, No. 4, S. 206
(1957b) The masses of light mesons, K-mesons and hyperons in 1956. *Nuovo Cimento* **5**, 541–561 (1957)

**Crowther, J. G.**
[1974] *The Cavendish Laboratory 1874–1974*. London 1978

**Curtius, E. R.**
[1948] *Europäische Literatur und lateinisches Mittelalter*. Bern 1948, Bern und München $^{3}$1961

**Cutkosky, R. E. und G. C. Wick**
(1956) Spectrum of a Bethe–Salpeter equation. Phys. Rev. **101**, 1830–1831 (1956)

**Dahn, Felix**
[1875] *Markgraf Rüdiger*. Leipzig 1875

**Dalitz, R. H.**
(1957) K mesons and hyperons. Their strong and weak interactions. *Reports on Progress in Physics* **20**, 163–303 (1957)
(1958a) Parity nonconservation in the decay of free and bound $\Lambda$ particles. Phys. Rev. **112**, 605–613 (1958)
(1958b) Strange particle interactions – theoretical. In *CERN Konferenz* [1958, S. 187–203]
(1959) Strange particle decay processes and the Fermi interaction. Rev. Mod. Phys. **31**, 823–833 (1959)
(1961) On the strong interactions of strange particles. Rev. Mod. Phys. **33**, 471–492 (1961)
(1984) The $\tau$-$\theta$ puzzle. In Cline und Riedasch [1984, S. 332–348]
(1989) K-meson decays and parity violation. In Brown et al. [1989, S. 434–457]

**Daumler, Georg Friedrich**
[1945]* *Hafis*. Eine Sammlung persischer Gedichte. Basel 1945

**David-Néel, Alexandra**
[1929]* *Mystiques et magiciens du Thibet*. Préface de A. d'Arsonval. Paris 1929

**Davis, R.**
(2002) Memories of a Nobel laureate. *CERN Courier*, Dezember 2002, S. 15–17

**Davies, P. C. W., Hrsg.**
[1989] *The new physics*. Cambridge 1989

**Davies, P. C. W. und J. R. Brown**
[1986] *The ghost in the atom*. Cambridge 1986

**Delbrück, M.** ↦ Hayes (1982), Roll-Hansen (2000)
(1949) A physicist looks at biology. *Transactions of the Connecticut Academy of Arts and Sciences* **38**, 173–190 (1949)
(1957) Atomic physics in 1910 and molecular biology in 1957. Manuskript, PLC Bi 155
(1958) Construction and properties of comma-free codes. Part I. Origin of the problems, summary and discussion of results. In Golomb, Welch und Delbrück (1958, S. 3–13)
(1970) A physicist's renewed look at biology: Twenty years later. *Science* **168**, 1312 (1970)

(1972) Out of this world. In Reines [1972, S. 280–288]
(1976) How Aristotle discovered DNA. In Huang [1976, S. 123–130]
[1986a] *Wahrheit und Wirklichkeit. Über die Evolution des Erkennens*. Hamburg, Zürich 1986
[1986b] *Mind from matter? An essay on evolutionary epistemology*. Oxford 1986

**Delbrück, M. und R. Edgar**
(1969) Jean Jaques Weigle 1901–1968. Eng. Sci. **33**, 21 (1969)

**Delbrück, M. und W. Reichardt**
(1956) System analysis for the light growth reactions of phycomyces. In Rudnick [1956, S. 3–44]

**Dell'Antonio, G. F.**
(1961) On the connection between spin and statistics. *Annals of Physics* **16**, 153–157 (1961)

**Dell'Antonio, G. F. und F. Duimio**
(1957a) On the Ruigrok–van Hove model. *Nuovo Cimento* **6**, 751–754 (1957)
(1957b) On the relation between the Lee model and the ordinary meson theory. *Nuovo Cimento* **6**, 1636–1645 (1957)

**Dell'Antonio, G. F. und P. Gulmanelli**
(1958) On the locality of $\beta$-interaction. *Nuovo Cimento* **7**, 266–268 (1958)
(1959) Asymptotic conditions in quantum field theories. *Nuovo Cimento* **12**, 38–53 (1959)

**Deser, S., H. Feshbach, R. J. Finkelstein, K. A. Johnson und P. C. Martin, Hrsg.**
[1979] *Themes in contemporary physics*. Essays in honour of Julian Schwinger's 60th birthday. Amsterdam 1979

**Destouches, J.-L.**
[1932]* *État actuel de la théorie du neutron*. Paris 1932

**De Tar, C., J. Finkelstein und C. I. Tan, Hrsg.**
[1985] *A passion for physics: Essays in honour of Geoffrey Chew*. Philadelphia 1985

**Deutsch, M.**
(1953) Positronium. *Proceedings of the American Academy of Arts and Sciences* **82**, 331–343 (1953)
(1957) Measurement of longitudinal polarization of positrons. In *Rehovoth Conference* [1958, S. 376–377]

**Deutsch, M., B. Gittelmann, R. W. Bauer, L. Grodzins und A. W. Sunyar**
(1957) Polarized positrons from $Ga^{66}$ and $Cl^{34}$. Phys. Rev. **107**, 1733–1734 (1957)

**DeWitt, C., Hrsg.**
[1960] *Relations de dispersion et particules élementaires*. Paris 1960

**Dirac, P. A. M.** ↦ Bethe et al. [1989], Taylor [1987]
[1947] *The principles of quantum mechanics*. Oxford $^{3}$1947, $^{4}$1958

**Donat, K. und K. Philipp**
(1927) Die Ausbeute beim $\beta$-Rückstoß von Thorium B. Z. Phys. **45**, 512–521 (1927)
(1928) Die Ausbeute beim $\beta$-Rückstoß von Th B. Naturwiss. **16**, 513 (1928)

**Dieterich, Albrecht**
[1891] *Abraxas*. (Studien zur Religionsgeschichte des späten Altertums) Leipzig 1891

**Drake, S.**
(1957) More on Cesi and Galileo. *Isis* **48**, 65–66 (1957)

**Drell, Sidney D.**
[1993] *In the shadow of the Bomb. Physics and arms controll*. New York 1993

**Driesch, H., Hrsg.**
[1952] *Parapsychologie, die Wissenschaft von den okkulten Erscheinungen. Methodik und Theorie*. Zürich $^{3}$1952

**Du Bois-Reymond, E.**
(1872) Über die Grenzen des Naturerkennens. Leipzig 1872. Enthalten in Du Bois-Reymond [1974, S. 54–77]
[1974] *Vorträge über Philosophie und Gesellschaft*. Hamburg 1974

**Dürr, H.-P.** ↦ Saller
(1958) Beiträge zur Heisenberg–Paulischen Arbeit „On the isospingroup in the theory of elementary particles." Manuskript aus dem *Pauli-Nachlaß* 1/362-381.
(1961a) Heisenbergs Theorie der Elementarteilchen. In Bopp [1961, S. 299–310]
(1961b) Spin und Parität in der nichtlinearen Spinortheorie. Z. Naturforsch. **16**a, 327–345 (1961)
(1965) Klassifizierung der Elementarteilchen und die hypothetischen Quark-Teilchen. Phys. Bl. **21**, 406–420 (1965)
(1966a) On the nonlinear spinor theory of elementary particles. *Acta Physica Austriaca*, Supplementum III, S. 1–41 (1966)
(1966b) Die fundamentalen Symmetrien in der Elementarteilchenphysik. *Umschau* **66**, 374–377 (1966)
(1971) Die Dynamik der Elementarteilchen. In Kurzrock [1971, S. 35–46]
(1976) Zum gegenwärtigen Stand der Theorie der Elementarteilchen. *Nuova Acta Leopoldina* **44**, Supplementum, 37–68 (1976)
(1982) Heisenbergs einheitliche Feldtheorie der Elementarteilchen. In memoriam Werner Heisenberg aus Anlaß seines 80. Geburtstages. *Nova Acta Leopoldina* **55**, 93–136 (1982)
[1988] *Das Netz des Physikers. Naturwissenschaftliche Erkenntnis in der Verantwortung*. München 1988
[1992] [Hrsg.] *Werner Heisenberg*. München 1992

**Dürr, H.-P., W. Heisenberg, H. Mitter, S. Schlieder und K. Yamazaki**
(1959) Zur Theorie der Elementarteilchen. Z. Naturforsch. **14**a, 441–485 (1959)

**Dürr, H.-P. und E. Teller**
(1956) Interaction of antiprotons with nuclear fields. Phys. Rev. **101**, 494–495 (1956)

**Dusen, W. M. van**
[1957] *Mind in hyperspace*. Dissertation, Ann Arbor, Michigan 1957

**Dyson, F. J.**
(1957) Meanings of solutions of Low's scattering equation. Phys. Rev. **106**, 157–159 (1957)
(1958a) On the connection of weak local commutativity and regularity of Wightman functions. Phys. Rev. **110**, 579–581 (1958)
(1958b) Integral representations of causal commutators. Phys. Rev. **110**, 1460–1464 (1958)
(1958c) (Buchbesprechung) Principles of quantum theory I. Vol. 5, Part 1 of Handbuch der Physik. Edited by S. Flügge. *Physics Today*, Mai 1958, S. 26

[1999] *The sun, the genome, the internet*. Tools of scientific revolutions. New York 1999

**Dyson, F. J., A. Pais, B. Strömgren und C. N. Yang**
(1964) To J. Robert Oppenheimer on his sixtieth birthday. Rev. Mod. Phys. **36**, 507–508 (1964)

**Eckhart, Meister**
[1993] *Meister Eckhart*. Werke **I** und **II**. Herausgegeben von N. Largier. Frankfurt a. M. 1993

**Eckmann, B.** ↦ Knuus

**Eddington, A. S.**
[1928/39] *The nature of the physical world*. Cambridge 1928. Deutsche Übersetzung: *Das Weltbild der Physik und ein Versuch seiner philosophischen Deutung*. Braunschweig 1939
(1935) *Die Naturwissenschaft auf neuen Bahnen*. Aus dem Englischen übersetzt von W. Westphal. Braunschweig 1935
[1939/49] *The philosophy of physical science*. Cambridge 1939. Deutsche Übersetzung: *Philosophie der Naturwissenschaft*. Bern 1949
[1946] *Fundamental theory*. Cambridge 1946

**Edwards, S. F.**
(1953) A nonperturbation approach to quantum electrodynamics. Phys. Rev. **90**, 284–291 (1953)

**Ehrenfest, P.**
[1959] *Collected scientific papers*. Amsterdam 1959

**Einstein, A.** ↦ Fock (1959), Friedmann (1950), Gupta (1957), Infeld [1969], N. N. (1958), Pauli (1958a), Seelig [1956], Yang (1980)
[1952]* *Aus meinen späten Jahren*. Stuttgart 1952

**Eisler, F. R., Plano, A. Prodell, N. Samios, M. Schwartz, J. Steinberger, M. Conversi, P. Franzini, I. Manelli, R. Santangelo und V. Silvestrini**
(1958) Leptonic decay modes of the hyperons. Phys. Rev. **112**, 979–981 (1958)

**Elsasser, W. M.** ↦ Hanle (1984), Rubin und Olson (1993)
(1937) On quantum measurements and the role of the uncertainty relations in statistical mechanics. Phys. Rev. **52**, 987–999 (1937)
(1939) Origin of the earths magnetic field. *Nature* **143**, 374–375 (1939)
(1951) Quantum mechanics, amplifying processes and living matter. *Utah Academy* **26**, 89–118 (1951)
(1952) Les mesures et la réalité en mécanique quantique. In L. de Broglie [1952, S. 87–108]
(1956) Hydromagnetic dynamo theory. Rev. Mod. Phys. **28**, 135–163 (1956)
[1958]* *The physical foundation of biology. An analytical study*. New York 1958
[1966] *Atoms and organism*. Princeton 1966
[1978] *Memoirs of a physicist of the atomic age*. Bristol 1978
[1998] *Reflections on a theory of organisms: Holism in biology*. Baltimore/London 1998

**Emery, G. T., L. M. Langer und R. G. Newton**
(1991) Emil J. Konopinski. *Physics Today*, Oktober 1991, S. 144

**Enz, Ch. P.**
[2002] *No time to be brief*. A scientific autobiography of Wolfgang Pauli. Oxford 2002

**Enz, Ch. P. und J. Mehra, Hrsg.**
[1974] *Physical reality and mathematical description* Dordrecht/Boston 1974

**Enz, Ch. P. und K. von Meyenn, Hrsg.**
[1988] *Wolfgang Pauli. Das Gewissen der Physik*. Braunschweig/Wiesbaden 1988

**Epstein, H., V. Glaser und A. Martin**
(1969) Polynomial behaviour of scattering amplitudes at fixed momentum transfer in theories with local observables. Commun. Math. Phys. **13**, 257–316 (1969)

**Erdös, P., P. Scherrer und P. Stoll**
(1957) Die künstliche Alphaaktivität gammaangeregter Atomkerne. HPA **30**, 639–690 (1970)

**Erkelens, H. van**
[2002] *Wolfgang Pauli und der Geist der Materie*. Herausgegeben von Thomas Arzt in Zusammenarbeit mit Eva Wertenschlag-Birkhäuser, Charles Enz und Bernwald Thiel. Würzburg 2002

**Espagnat, B. d'**
(1958a) Classification and symmetries of strongly interacting particles. In *CERN Konferenz* [1958, S. 166–168]
(1958b) On weak interactions of elementary particles. *Nuovo Cimento* **8**, 894–898 (1958)
(1958c) A new representation for baryonic fields and strong interactions. *Nuovo Cimento* **9**, 920–923 (1958)

**Espagnat, B. d', J. M. Jauch und Y. Yamaguchi**
[1959] Strange particle physics. Lectures given at CERN in 1958 and 1959. Theory. CERN 59-35. *Theoretical Study Division*, 10 November 1959

**Espagnat, B. d' und Jacques Prentki**
(1957) Renormalisation d'une théorie ne conservant pas la parité. *Nuovo Cimento* **6**, 1129–1134 (1957)
(1958a) Some theoretical aspects of the strong interactions of the new particles. *Progress in Elementary Particle and Cosmic Ray Physics* **4**, 1–69 (1958)
(1958b) A tentative general scheme for weak interactions. *Nuclear Physics* **6**, 596–612 (1958)
(1958c) Production d'antihyperons et tests de la symmetrie globale. *CERN-Report* 58-26, *Theoretical Study Division*, October 1958
(1959) Note on parity violation in strong interactions. *Nuovo Cimento* **12**, 164–166 (1959)

**Espagnat, B. d', R. Omnès und J. Prentki**
(1957) Some remarks on decay rates of heavy mesons. *Nuclear Physics* **3**, 471–475 (1957)

**Espagnat, B. d', J. Prentki und A. Salam**
(1957) On symmetries in elementary particle interactions. *Nuclear Physics* **3**, 446–455 (1957)
(1958) On symmetries of weak interactions. *Nuclear Physics* **5**, 447–454 (1958)

***ETH Zürich***
[1980] *Eidgenössische Technische Hochschule Zürich 1955–1980*. Festschrift zum 125jährigen Bestehen. Herausgegeben vom Rektor der ETH Zürich und redigiert von JeanFrançois Bergier und Hans Werner Tobler. Zürich 1980

**Euler, L.** ↦ Fellmann, Thiele
[1957] *Euleri Opera Omnia*. Series II Vol 15. Leonhardi Euleri Commentationes Mechanicae ad Theoriam Machinarum Pertinentes. Zürich 1957

**Evola, Julius**
[1955]* *Das Mysterium des Grals*. München-Planegg 1955

**Faye, Jan**
[1991] *Niels Bohr: His heritage and legacy. An anti-realist view of quantum mechanics*. Dordrecht 1991

**Fazzini, T., G. Fidecaro, A. W. Merrison, H. Paul und A. V. Tollestrup**
(1958) Electron decay of the pion. *Physical Review Letters* **1**, 247–248 (1958)

**Feinberg, Eugen**
(1992) Werner Heisenberg – Die Tragödie eines Wissenschaftlers. In Dürr [1992, S. 57–108]

**Feinberg, G.**
(1957) Selection rules implied by C P invariance. Phys. Rev. **108**, 878–881 (1957)
(1958) Decays of the $\mu$ meson in the intermediate-meson theory. Phys. Rev. **110**, 1482–1483 (1958)

**Feinberg, G. und M. Goldhaber**
(1963) The conservation laws in physics. *Scientific American*, Oktober 1963, S. 36–45

**Feinberg, G., F. Gürsey und A. Pais**
(1961) Lepton pairings in the two-neutrino theory. *Physical Review Letters* **7**, 208–210 (1961)

**Feinberg, G. und L. M. Lederman**
(1963) The physics of muons and muon neutrinos. *Annual Review of Nuclear Science* **13**, 431–504 (1963)

**Feld, Bernard T.**
(1957a) Isotopic spin selection rules and parity non-conservation in the decay of strange particles. *Nuovo Cimento* **6**, 650–663 (1957)
(1957b) Kinematics of $\beta$ decay and parity nonconservation in weak interactions. Phys. Rev. **107**, 797–804 (1957)

**Feld, Bernard T. und G. Costa**
(1957) Associated production near threshold. In *Padua-Venedig-Konferenz* [1958, S. V-28-30]

**Feller, W.**
(1935/37) Über den zentralen Grenzwertsatz der Wahrscheinlichkeitsrechnung. Math. Z. **40**, 521–559 (1935); **42**, 301–312 (1937)
[1950/66] *An introduction to probability theory and its applications*. 2 Bände, New York 1950/1966

**Feller, W. und E. Tornier**
(1932a) Maß- und Inhaltstheorie des Baireschen Nullraums. Math. Ann. **107**, 165–187 (1932)
(1932b) Mengentheoretische Untersuchung von Eigenschaften der Zahlenreihe. Math. Ann. **107**, 188–232 (1932)

**Fellmann, E. A.**
[1995] *Leonhard Euler*. Reinbek bei Hamburg 1995

**Ferretti, B.**
(1956) On the conservation of the nucleons. *Nuovo Cimento* **4**, 951–952 (1956)
(1957a) On the conservation of nucleons. *Nuovo Cimento* **5**, 761 (1957)
(1957b) On the conservation of lepton number. *Nuovo Cimento* **6**, 999–1000 (1957)
(1957c) Preliminary report on the experimental program of the CERN PS. CERN/SPC/51, 18. Oktober 1957, 4.

**Feynman, R. P.**
(1957) Superfluidity and Superconductivity. Rev. Mod. Phys. **29**, 205–212 (1957)
(1958) Forbidding of $\pi$-$\beta$ decay. In *CERN Konferenz* [1958, S. 216–220]
(1961) The present status of quantum electrodynamics. In *Solvay-Report 1961* [1961, S. 61–91]
[2000] *Selected papers of Richard Feynman, with commentary*. Editor L. M. Brown. Singapur 2000

**Feynman, R. P. und M. Gell-Mann**
(1958) Theory of the Fermi interaction. Phys. Rev. **109**, 193–198 (1958)

**Fierz, M.** ↦ auch Speiser
(1939a) Über die relativistische Theorie kräftefreier Teilchen mit beliebigem Spin. HPA **12**, 3–37 (1939)
(1939b) Über den Drehimpuls von Teilchen mit Ruhemasse null und beliebigem Spin. HPA **13**, 45–60 (1939)
(1950a) Zusammenhang der nicht-lokalen Felder H. Yukawa's mit solchen, die Teilchen mit dem Spin f beschreiben. HPA **23**, 412–416 (1950)
(1950b) Über die Bedeutung der Funktion $D_c$ in der Quantentheorie der Wellenfelder. HPA **23**, 731–739 (1950)
(1957a) Does a physical theory comprehend an ‚objective, real, single process'? In *Körner* [1957, S. 93–96; Discussionsbemerkungen von Bohm, Fierz, Frank, Hutten, Polanyi, Rosenfeld, u. a., S. 107–118]
(1957b) Connection between pair density and pressure for a Bose gas consisting of rigid spherical atoms. Phys. Rev. **106**, 412–413 (1957)
(1958) Die Anzahl der mit Hilfe von $2l$ Diracschen Spinoren zu bildenden Invarianten. HPA **31**, 587–590 (1958)
(1959) Wolfgang Pauli (1900–1958). *Nuclear Physics* **10**, 1–5 (1959)
[1972] *Vorlesungen zur Entwicklungsgeschichte der Mechanik*. Berlin, Heidelberg, New York 1972
(1975) Die Bedeutung der Jungschen Psychologie für die exakten Wissenschaften. In Jung [1975, S. 88–103]

**Fierz, M. und V. F. Weisskopf**
(1959) In commemoration of Wolfgang Pauli. *Physics Today*, Juli 1959, S. 16–19 (1959)

**Finkelstein, R., R. LeLevier und M. Ruderman**
(1951) Nonlinear spinor fields. Phys. Rev. **83**, 326–332 (1951)

**Finkelstein, R., J. M. Jauch und D. Speiser**
(1959) Zur Frage der Ladungsquantisierung. HPA **32**, 258–260 (1959)

**Finkelstein, David und Charles W. Misner**
(1959) Some new conservation laws. *Annals of Physics* **6**, 230–243 (1959)

**Fischer, G., F. Hirzebruch, W. Scharlau und W. Törnig, Hrsg.**
[1990] *Ein Jahrhundert Mathematik 1890–1990. Festschrift zum Jubiläum der DMV*. Braunschweig/Wiesbaden 1990

**Fisher, Ronald**
[1956] *Statistical methods and scientific inference*. Edinburgh 1956

**Fitch, Val T.**
(1981) The discovery of charge conjugation-parity asymmetry. *Science* **212**, 989–993 (1981)
(1987) A personal view of the discovery of the C P violation. In Doncel et al. [1987, S. 451–471]

**Fitch, Val T. und J. L. Rosner**
(1995) Elementary particle physics in the second half of the twentieth century. In Brown et al. [1995, Band **II**, S. 635–794]

**Flasch, K.**
[2001] *Nikolaus von Kues. Geschichte einer Entwicklung*. Frankfurt a. M. 2001

**Fleischmann, R.**
(1957) Walter Bothe und sein Beitrag zur Atomkernforschung. Naturwiss. **44**, 457–460 (1957)

**Flügge, S.** ↦ Schlögel

**Fock, V. A.**
(1957a) The interpretation of quantum mechanics. *Uspekhi Fizicheskikh Nauk* **62**, 461–474 (1957). – Englische Fassung in *Advances in Physical Sciences* **62**, 556–573 (1957)
(1957b) Three lectures on relativity theory. Rev. Mod. Phys. **29**, 325–333 (1957)
(1957c) *Journey to Copenhagen*. *Vestnik Akademii Nauk SSSR* **27** (Nr. 7), 54–57 (1957)
(1958) Über die Deutung der Quantenmechanik. In Kockel et al. [1959, S. 177–195]
[1959] *The theory of space, time and gravitation*. Translation from the Russian by N. Kemmer. London 1959. Deutsche Übersetzung: *Theorie von Raum, Zeit und Gravitation*. Berlin 1960
(1959) Remarks on Bohr's article on his discussion with Einstein. Übersetzung: *Uspekhi Fizicheskikh Nauk* **66**, 208–210 (1959)

**Foerster, W., Hrsg.**
[1969] *Die Gnosis*. **1**. Band: *Zeugnisse der Kirchenväter. Quellen*. Zürich und Stuttgart 1969
[1971] *Die Gnosis*. **2**. Band: *Koptische und mandäische Quellen*. Zürich und Stuttgart 1971

**Fokker, A. D.**
(1957) The scientific work. In de Haas-Lorentz [1957, S. 48–81]

**Fordham, M.**
(1973) Carl Gustav Jung. In *Dictionary of Scientific Biography*, Band **7**, S. 189–193 (1973)

**Forman, P.**
(1982) The fall of parity. *The Physics Teacher*, Mai 1982, S. 281–288

**Fowler, P., P. S. Freier, C. Lattes, E. P. Ney und D. Perkins**
(1958) A cosmic ray jet in the $10^{12}$ electron Volt energy range. *Nuovo Cimento* **8** (Supplemento), 725 (1958)

**Fowler, W. B.**
(1989) Strange particles: production by Cosmotron beams as observed in diffusion cloud chambers. In Brown et al. [1989, S. 343–347]

**Frank, Ph.**
(1954) The work of Richard von Mises. *Science* **119**, 823–824 (1954)

**Franken, Peter und Sidney Liebes, Jr.**
(1956) Magnetic moment of the proton in Bohr magnetons. Phys. Rev. **104**, 1197–1198 (1956)

**Franklin, A.**
(1982) The discovery and acceptance of C P violation. HSPS **13**, 207–238 (1982)
[1986] *The neglect of experiment*. Cambridge 1986
(1989) The nondiscovery of parity nonconservation. In Brown et al. [1989, S. 409–433]

**Franklin, Jerrold**
(1957a) Pion production in pion–nucleon scattering. Phys. Rev. **105**, 1101–1108 (1957)

**Franklin, J. und B. Margolis**
(1958) Scattering of $\mu$-mesons by nuclei. Phys. Rev. **109**, 525–528 (1958)

**Franz, M.-L. von** ↦ Jung [1957a]

**Fraser, Gordon, Hrsg.**
[1998] The particle century. Bristol und Philadelphia 1998

**Frauenfelder, H.**
(1953) Angular correlation of nuclear radiation. *Annual Review of Nuclear Science* **2**, 129–162 (1953)
(1955) Angular correlation. In Siegbahn [1955, S. 531–599]
(1957a) Electron–neutrino angular correlations. In *Rehovoth Conference* [1958, S. 366–369]
(1957b) Measurement of electron polarizations. In *Rehovoth Conference* [1958, S. 378–379]
(1957d) Polarization of beta rays from unoriented nuclei. *Rochester Conference* [1957, Session VII, S. 16]

**Frauenfelder, H., R. Bobone, E. von Goeler, N. Levine, H. R. Lewis, R. N. Peacock, A. Rossi und G. DePasquali**
(1957a) Parity and the polarization of electrons from $Co^{60}$. Phys. Rev. **106**, 386–387 (1957)
(1957b) Parity and electron polarization: $Au^{198}$. Phys. Rev. **107**, 909–910 (1957)

**Frauenfelder, H., A. O. Hanson, N. Levine, A. Rossi und G. DePasquali**
(1957a) Parity and electron polarization: Møller scattering. Phys. Rev. **107**, 643–644 (1957)
(1957b) Parity and electron polarization: $0 \rightarrow 0$ transition in $Ga^{66}$. Phys. Rev. **107**, 910–911 (1957)

**Frauenfelder, H. und E. M. Henley**
[1974/87] *Subatomic physics*. Englewood Cliffs, New Jersey 1974. – Deutsche Ausgabe: *Teilchen und Kerne*. *Subatomare Physik*. München 1979, Wien $^{2}$1987

**Frauenfelder, H. und P. Huber**
[1951] *Einführung in die Physik*. **I**. Band: *Mechanik, Hydromechanik, Thermodynamik*. München 1951

**Frauenfelder, H., J. D. Jackson und H. W. Wyld**
(1958) Polarization effects following beta decay. Phys. Rev. **110**, 451–455 (1958)

**Frauenfelder, H., N. Levine, A. Rossi und S. Singer**
(1956) Decay of $Co^{58}$. Phys. Rev. **103**, 352–355 (1956)

**Frauenfelder, H. und R. M. Steffen**
(1965) The helicity of $\beta$-particles. In Siegbahn [1965, S. 1431–1452]

**Frayn, M.**
[2001] *Kopenhagen*. Stück in zwei Akten. Mit zwölf wissenschaftsgeschichtlichen Kommentaren. Göttingen 2001

**French, A. P. und P. Kennedy**
[1985] *Niels Bohr: A centenary volume*. Cambridge, Mass. 1985

**Freud, P. von**
(1939) Über die Ausdrücke der Gesamtenergie und des Gesamtimpulses eines materiellen Systems in der allgemeinen Relativitätstheorie. Ann. Math. **40**, 417–419 (1939)

**Freud, S.** ↦ Gay, Jung (1932)
[1900] *Die Traumdeutung*. Leipzig und Wien 1900; Frankfurt a. M. 1977
[1913] *Totem und Tabu. Einige Übereinstimmungen im Seelenleben der Wilden und der Neurotiker*. Wien 1913. Auch in Freud, *Gesammelte Werke*, Band **9**
(1914) Zur Einführung des Narzißmus. *Jahrbuch für psychoanalytische und psychotherapeutische Forschungen* **6** (1914). Auch in Freud, *Gesammelte Werke*, Band **10**, A III
[1940/68] *Gesammelte Werke*, herausgegeben von Anna Freud, unter Mitwirkung von Marie Bonaparte. Band **1**–**18**. London-Frankfurt a. M. 1940–1968

**Frey, L.**
(1955) Die Anfänge der Tiefenpsychologie von Mesmer bis Freud (1780–1900). In Jung [1955, Band **I**, S. 1–79]

**Friedman, Jerome I. und V. L. Telegdi**
(1957a) Nuclear emulsion evidence for parity nonconservation in decay chain $\pi^+$-$\mu^+$-$e^+$. Phys. Rev. **105**, 1681–1682 (1957)
(1957b) Nuclear emulsion evidence for parity nonconservation in decay chain $\pi^+$-$\mu^+$-$e^+$. Phys. Rev. **106**, 1290–1293 (1957)

**Friedmann, H.**
(1950) Das Weltbild Albert Einsteins und seine neueste Entwicklung. *Universitas* **5**, 621–623 (1950)

**Friedman, M. H.**
(1957) $\mu$-meson decay and the two-component neutrino. Phys. Rev. **106**, 387–388 (1957)

**Frisch, O. R.**
(1957) „Parity is not conserved.“ A new twist to physics? *Universities Quarterly* **11**, 235–244 (1958). – Auch abgedruckt in Frisch [1961, S. 202–216]
(1960a) Are the laws of nature symmetrical? *Nature* **187**, 638–647 (1960)
(1960b) The strange particles. *The Listener* **63**, 173–176 (1960)
(1960c) Strangeness and parity. *The Listener* **63**, 217–218 (1960)
[1961] *Atomic physics today*. New York 1961
(1961) The elementary particles. *Discovery* **22**, 515–524 (1961)

**Frisch, O. R., F. A. Paneth und F. Laves, Hrsg.**
[1959] *Beiträge zur Physik und Chemie des 20. Jahrhunderts*. Braunschweig 1959

**Frisch, O. R. und T. H. R. Skyrme**
(1957) Parity nonconservation in weak interactions. Progr. Nucl. Phys. **6**, 267–285 (1957)

**Froissart, M.** ↦ auch Omnès
(1961) Asymptotic behaviour and substractions in the Mandelstam representation. Phys. Rev. **123**, 1053–1057 (1961)
[1964] *Dispersion relations and their connection with causality*. New York 1964

**Froissart, M. und Roland Omnès**
(1957) Sur certaine propriétés de l'equation de Chew et Low. *Compte rendue de l'Académie des sciences* **245**, 2203–2206 (1957)
(1958) Analytical properties of the solutions of the Chew-Low equations. *Nuclear Physics* **6**, 628–629 (1958)

**Fubini, S.** ↦ auch Cini
(1961) Recent progress in the dispersion theory of pion–nucleon interactions. Rev. Mod. Phys. **33**, 455–457 (1961)

**Fubini, S. und W. E. Thirring**
(1957) Theory of p-wave pion–nucleon interaction. Phys. Rev. **105**, 1382–1387 (1957)

**Fubini, S. und J. D. Walecka**
(1959) Dispersion analysis of possible parity nonconservation in low-energy pion–nucleon scattering. Phys. Rev. **116**, 194–202 (1959)

**Fueter, Eduard**
(1955) Wichtige Beiträge zur modernen Historiographie. *Schweizerische Zeitschrift für Geschichte* **5**, 376–382 (1955)

**Fujita, Jun-Ichi, Masami Yamada, Zyun-Itiro Matumoto und Seitaro Nakamura**
(1957) Parity nonconservation and $\beta$ spectrum of RaE. Phys. Rev. **108**, 1104 (1957)

**Futscher, K.**
(1949) Elementarteilchen. Phys. Bl. **5**, 258–267 (1949)

**Galison, P., Hrsg.**
[1999] Historic perspectives: Personal essays on historic developments. Rev. Mod. Phys. **71**, 1–480 (1999)

**Gammel, J. L., R. S. Christian und R. M. Thaler**
(1957) Calculation of phenomenological nucleon–nucleon potentials. Phys. Rev. **105**, 311–319 (1957)

**Gammel, J. L. und R. M. Thaler**
(1957) Spin–orbit coupling in the proton–proton interaction. Phys. Rev. **107**, 291–298 (1957)
(1958) Phase shifts for $p$-$\alpha$ scattering and polarization in $p$-$\alpha$ scattering for proton laboratory energies from 0 to 40 MeV. Phys. Rev. **109**, 2041–2047 (1958)

**Gamow, G.** ↦ Harper et al., Rich
[1952] *Creation of the universe*. New York 1952
(1953) Expanding universe and the origin of galaxies. *Det Kongelige Danske Videnskabernes Selskab, matematisk-fysiske Meddelelser* **27**, Nr. 10, S. 1–15 (1953)
(1954a) Modern cosmology. *Scientific American*, März 1954, S. 55–63
(1954b) Possible mathematical relation between deoxyribonucleic acid and proteins. *Det Kongelige Danske Videnskabernes Selskab, biologiske Meddelelser* **22**, Nr. 3, S. 1–13 (1954)

(1955a) Information transfer in the living cell. *Scientific American*, Oktober 1955, S. 70–78
(1955b) Information transfer from nucleic acids to proteins. *Det Kongelige Danske Videnskabernes Selskab, biologiske Meddelelser* **22**, Nr. 8, S. 3–7 (1955)
(1956) The evolutionary universe. *Scientific American*, September 1956, S. 136–154
(1959) The exclusion principle. *Scientific American*, Juli 1959, S. 74–86

**Gårding, L. und A. S. Wightman**
(1954) Representations of the anticommutation relations. Proc. Nat. Acad. Sci. USA **40**, 617–621 (1954)

**Garwin, R.**
(1973) One researcher's personal account. In Maglic [1973, S. 124–127]

**Garwin, R., G. Gidal, L. M. Lederman und M. Weinrich**
(1957) Space properties of the $\pi$ meson. Phys. Rev. **108**, 1589–1593 (1957)

**Garwin, R. und L. M. Lederman**
(1959) The electric dipole moment of elementary particles. *Nuovo Cimento* **11**, 776–780 (1959)

**Garwin, R., L. M. Lederman und M. Weinrich**
(1957) Observations of the failure of parity and charge conjugation in meson decays: The magnetic moment of the free muon. Phys. Rev. **105**, 1415–1417 (1957)

**Garwin, R. und T. D. Lee**
(1997) Chien-shiung Wu. *Physics Today*, Oktober 1997, S. 120

**Gasiorowicz, S.**
(1960) The application of dispersion relations in quantum field theory. *Fortschritte der Physik* **8**, 665–726 (1960)

**Gatto, R.** $\mapsto$ auch Lüders
(1956a) Charge properties of the weak decay interactions of the new particles. *Nuovo Cimento* **3**, 318–335 (1956)
(1956b) On the question of the spins of the new particles. *Nuovo Cimento* **4**, 606–608 (1956)
(1956c) Coherence effects in the Lee–Yang parity doublet theory of strange particles. *Nuovo Cimento* **4**, 1274–1284 (1956)
(1957a) $K^0$ decay modes and question of time reversal of weak interactions. Phys. Rev. **106**, 168 (1957)
(1957b) Test of charge-conjugation invariance in hyperon decay. Phys. Rev. **108**, 1103–1104 (1957)
(1957c) Interference effects between members of parity doublets in the Lee–Yang theory. *Nuovo Cimento* **5**, 1021–1023 (1957)
(1958a) Possible experiments on the behaviour of the weak hyperon decay interactions under P, C, and T. *Nuclear Physics* **5**, 183–186 (1958)
(1958b) Parity non-conservation in neutrino interactions and the $\tau$-$\theta$ problem. *Nuclear Physics* **5**, 235–255 (1958)
(1958c) A possible theory of weak interactions. *Nuclear Physics* **5**, 530–543 (1958)
(1958d) A possible experimental test of the universal Fermi interaction. Phys. Rev. **111**, 1426–1430 (1958)
(1959) Problems in the theory of weak interactions. *Fortschritte der Physik* **6**, 147–181 (1959)

**Gatto, R. und G. Lüders**
(1958) Invariants in muon decay. *Nuovo Cimento* **7**, 806–820 (1958)

**Gatto, R. und B. Zumino**
(1957) Some consequences of TCP-invariance. Phys. Rev. **106**, 385–386 (1957)

**Gauquelin, M.**
(1957) Der Einfluß der Gestirne und die Statistik. *Zeitschrift für Parapsychologie und Grenzgebiete der Psychologie* **1**, 102–123 (1957/58)

**Gay, P.**
[1987] *Freud. A life for our time*. New York 1987. Deutsche Übersetzung: *Freud. Eine Biographie für unsere Zeit*. Frankfurt a. M. 1995

**Gegenschatz, E.**
(1981) Die „pythagoreische Bürgschaft" – Zur Geschichte eines Motivs von Aristoxenes bis Schiller. In Neukam [1981, S. 90–154]

**Gell-Mann, M.** ↦ auch Chew
(1957) Model of strong couplings. Phys. Rev. **106**, 1296–1300 (1957)
(1958a) Theory of the Fermi interaction. Phys. Rev. **109**, 193–198 (1958)
(1958b) Test of the nature of the vector interaction in $\beta$ decay. Phys. Rev. **111**, 362–365; **12**, (Errata) 2139 (1958)
(1958c) Strange particle production – theoretical. In *CERN Konferenz* [1958, S. 162–165]
(1958d) Weak interactions: Leptonic modes – theoretical II. In *CERN Konferenz 1958* [1958, S. 256–258]
(1959) Status of weak interactions. Rev. Mod. Phys. **31**, 834–838 (1959)
(1962) Symmetries of baryons and mesons. Phys. Rev. **125**, 1067–1084 (1962)

**Gell-Mann, M. und M. Lévy**
(1960) The axial vector current in beta decay. *Nuovo Cimento* **14**, 705–725 (1960)

**Gell-Mann, M. und Y. Ne'eman**
[1964] *The eightfold way*. New York/Amsterdam 1964

**Gell-Mann, M. und Arthur H. Rosenfeld**
(1957) Hyperons and heavy mesons. (Systematics and decay). *Annual Review of Nuclear Science* **7**, 407–478 (1957)

**Gell-Mann, M. und K. M. Watson**
(1954) The interactions between $\pi$-mesons and nucleons. *Annual Review of Nuclear Science* **4**, 219–270 (1954)

**Gennes, P. Gilles de**
(2001) A l'École d'été de physique théorique. *Bulletin de la société française de physique* **130**, 19–20, Juli–August 2001

**Gentner, W.**
(1957) Nachruf auf Walther Bothe. *Heidelberger Akademie der Wissenschaften*, Jahresheft 1956/57, S. 456–458
(1959a) Die Eigenschaften der leichten und schweren Mesonen. Naturwiss. **46**, 283–289 (1959)
(1959b) Die Radioaktivität im Dienste der Zeitmessung. *Nova Acta Leopoldina*, N. F. **21**, 57–72 (1959)
(1960) Das 600-MeV Synchrozyklotron des CERN in Genf. *Philips' Technische Rundschau* **22**, 81–89 (1960)
(1961) Max-Planck-Institut für Kernphysik in Heidelberg. *Max-Planck-Gesellschaft zur Förderung der Wissenschaften e. V.*, Jahrbuch 1961, Teil **II**, S. 486–491

(1961/62) Individuelle und kollektive Erkenntnissuche in den Naturwissenschaften. *DIES Universitatis* **9**, 1–6 (1961/62)
(1963) Irdische und meteoritische Materie. Naturwiss. **50**, 191–199 (1963)
[1976] *Wolfgang Gentner. Schriften und Vorträge zur Kernphysik bis 1976*. Heidelberg 1976

**Genzmer, Felix, Hrsg.**
[1964] *Die Edda*. Die wesentlichen Gesänge der altnordischen Götter- und Heldendichtung. Düsseldorf/Köln 1964

**Georgi, Howard**
(2001) Abraham Bram Pais. *Physics Today*, May 2001, S. 79–80 (2001)

**Gerhart, J. B.**
(1958) Fierz interference of the Fermi interactions in beta decay. Phys. Rev. **109**, 897–900 (1958)

**Gershtein, S. S. und Y. B. Zel'dovitch**
(1955) Meson corrections in the theory of beta decay. *Zhurnal eksperimentalnoi i teoreticheskoi fiziki* **29**, 698–699 (1955). Übersetzung in *Soviet Physics JETP* **2**, 576–578 (1957) und in Zel'dovich [1992/93, Band **II**, S. 75–78]

**Geyer, B., H. Herwig und H. Rechenberg, Hrsg.**
[1993] *Werner Heisenberg. Physiker und Philosoph*. Verhandlungen der Konferenz „Werner Heisenberg als Physiker und Philosoph in Leipzig" vom 9.–12. Dezember 1991 an der Universität Leipzig. Heidelberg, Berlin, Leipzig 1993

**Glasenapp, H. von**
[1948] *Die Philosophie der Inder*. Eine Einführung in ihre Geschichte und Lehren. Stuttgart 1948, $^{2}$1958

**Glaser, D. A.**
(1958b) Weak interactions: Other modes – experimental results. In *CERN Konferenz 1958* [1958, S. 265–269]
(1961) Elementarteilchen und Blasenkammern. Nobelvortrag 1960. Phys. Bl. **17**, 545–559 (1961)

**Glaser, V.** ↦ auch Bros et al., Epstein et al.
(1958) An explicit solution of the Thirring model. *Nuovo Cimento* **9**, 990–1006 (1958)

**Glaser, V. und B. Jasic**
(1959) A remark on one-dimensional quantum electrodynamics. *Nuovo Cimento* **11**, 877–879 (1959)

**Glaser, V., H. Lehmann und W. Zimmermann**
(1957) Field operators and retarded functions. *Nuovo Cimento***6**, 1122–1128 (1957)

**Glaser, Walter**
(1958) Hans Thirring zum 80. Geburtstag. Phys. Bl. **14**, 127–128 (1958)

**Glashow, S. L.**
(1979) Toward a unified theory – threads in a tapestry. *Nobel lecture*, 8. Dezember 1979. In *Nobel lectures. Physics 1971–1980*, [1992, S. 494–504]
[1991] *The charm of physics*. New York 1991

**Gödel, K.**
(1931) Über formal unentscheidbare Sätze der Principia Mathematica und verwandter Systeme I. *Monatshefte für Mathematik und Physik* **38**, 173–198 (1931)

(1958) Über eine bisher noch nicht benützte Erweiterung des finiten Standpunktes. *Dialectica* **12**, 280–287 (1958)

**Goebel, C.**
(1958) Parity of the K-meson from a dispersion relation. Phys. Rev. **110**, 572–573 (1958)

**Goeppert-Mayer, M. und J. H. D. Jensen**
[1955] *Elementary theory of nuclear shell structure*. New York 1955.

**Goeppert-Mayer, M., S. A. Moszkowski und L. W. Nordheim**
(1951) Nuclear shell structure and beta-decay. I. Odd A nuclei. Rev. Mod. Phys. **23**, 315–321 (1951)

**Goeppert-Mayer, M. und V. L. Telegdi**
(1957) „Twin" neutrinos: A modified two-component theory. Phys. Rev. **107**, 1445–1447 (1957)

**Goethe, J. W. von**
[1809] *Die Wahlverwandschaften*. Tübingen 1809

**Gold, T.** ↦ auch Bondi
(1955) The ‚horizon' of the steady state universe. *Nature* **175**, 382 (1955)
(1958) The arrow of time. In *Solvay-Report 1958* [1958, S. 81–95]
(1962) The arrow of time. AJP **30**, 403–410 (1962)

**Goldanskii, V. I.**
(1988) Ya. B. Zel'dovich. *Physics Today*, Dezember 1988, S. 98–102

**Goldberg, J. N.**
(1958) Conservation laws in general relativity. Phys. Rev. **111**, 315–320 (1958)

**Goldberger, Marvin L.**
(1958) Dispersion equations. In *CERN Konferenz* [1958, S. 207–212]
(1959) Mu capture, beta decay, and pi-meson decay. Rev. Mod. Phys. **31**, 797–801 (1959)
(1960) Introduction to the theory and applications of dispersion relations. In DeWitt [1960, S. 15–157]
(1970) Fifteen years in the life of dispersion theory. In Zichichi [1970, S. 648–693]

**Goldberger, M. L. und S. Treiman**
(1958a) Neutral pion decay. *Nuovo Cimento* **9**, 451–460 (1958)
(1958b) Decay of the pi meson. Phys. Rev. **110**, 1178 (1958)
(1958c) Conserved currents in the theory of Fermi interactions. Phys. Rev. **110**, 1478–1479 (1958)
(1958d) Form factors in $\beta$ decay and $\mu$ capture. Phys. Rev. **111**, 354–361 (1958)
(1958e) Normal decay of the $\pi$ meson – theoretical III. In *CERN Konferenz 1958* [1958, S. 259–262]

**Goldhaber, M.** ↦ Schwarzschild (2001)
(1956) Compound hypothesis for the heavy unstable particles. II. Phys. Rev. **101**, 433–438 (1956)
(1957) Polarization of bremsstrahlung from beta decay. *Rochester Conference* [1957, Session VII, S. 16–20]
(1958) Weak interactions: Leptonic modes – experimental. In *CERN Konferenz 1958* [1958, S. 233–250]
(1993) Reminiscences from the Cavendish Laboratory in the 1930s. *Annual Review of Nuclear and Particle Science* **43**, 1–25 (1993)

**Goldhaber, M., L. Grodzins und A. W. Sunyar**
(1957) Evidence for circular polarization of Bremsstrahlung produced beta rays. Phys. Rev. **106**, 826–828 (1957)
(1958) Helicity of neutrinos. Phys. Rev. **109**, 1015–1017 (1958)

**Goldstone, J.**
(1961) Field theories with „superconductor“ solutions. *Nuovo Cimento* **19**, 154–164 (1961)

**Golomb, S. W., L. R. Welch und M. Delbrück**
(1958) Construction and properties of comma-free codes. *Det Kongelige Danske Videnskabernes Selskab, biologiske Meddelelser* **23**, No. 9, S. 1–34 (1958)

**Gomes, L. C., J. D. Walecka und V. F. Weisskopf**
(1958) Properties of nuclear matter. *Annals of Physics* **3**, 241–274 (1958)

**Gonseth, F.**
(1947) L'idée de dialectique aux entretiens de Zurich. *Dialectica* **1**, 21–37 (1947)
(1958) Le problème du langue et l'ouverture à l'expérience. *Dialectica* **12**, 288–295 (1958)

**Good, R. H., Jr.**
(1955) Properties of the Dirac matrices. Rev. Mod. Phys. **27**, 187–211 (1955)

**Goodstein, J. R.**
[1991] *Millikan's school. A history of the California Institute of Technology*. New York, London 1991

**Gorter, C. J.** ↦ auch Postma et al.
(1948) A new suggestion for aligning certain atomic nuclei. *Physica* **14**, 504 (1948)
(1957) Tiefe Temperaturen und Kernphysik. In *Physikertagung Heidelberg* [1957, S. 24–33]
(1963) History and future applications of superconductivity. In Runcorn [1963, S. 79–85]

**Gorter, C. J., O. J. Poppema, M. J. Steenland und J. A. Beun**
(1951) Alignment of cobalt-60 nuclei at very low temperatures. *Physica* **17**, 1050–1051 (1951)

**Gotsman, Errol (Asher), Y. Ne'eman und A. Voronel, Hrsg.**
[1990] *Frontiers of physics*. (Proceedings of the Landau memorial conference, Tel Aviv, Israel, 6–10 June 1988). Oxford 1990

**Gottfried, Kurt**
(1956) Ground state properties on nonspherical nuclei. Phys. Rev. **103**, 1017–1031 (1956)

**Gottstein, K.**
(1959) Blasenkammer-Aufnahmen zur assoziierten Erzeugung von K-Mesonen und Hyperonen. Phys. Bl. **15**, 405–412 (1959)

**Götze, H.**
[1994] *Der Springer-Verlag. Stationen seiner Geschichte*. Teil **II**: 1945–1992. Berlin, Heidelberg, New York 1994

**Graham, L.**
(1985) Complementarity and Marxism-Leninism. French und Kennedy [1985, S. 332–341]

**Grassmann, W.**
(1969) Richard Kuhn 3. 12. 1900–31. 7. 1967. *Jahrbuch der Bayerischen Akademie der Wissenschaften 1969*, S. 231–253

**Grawert, G.**
(1958a) Parität. Phys. Bl. **14**, 53–61 (1958)
(1958b) Die Nicht-Erhaltung der Parität. Phys. Bl. **14**, 157–164 (1958)

**Grawert, Gerald, G. Lüders und H. Rollnik**
(1959) The TCP theorem and its applications. *Fortschritte der Physik* **7**, 291–328 (1959)

**Green, H. S.**
(1958a) Observation in quantum mechanics. *Nuovo Cimento* **9**, 880–889 (1958)
(1958b) Dirac matrices, teleparallelism and parity nonconservation. *Nuclear Physics* **7**, 373–383 (1958)

**Green, H. S. und C. A. Hurst**
(1957) Parity mixtures and decay processes. *Nuclear Physics* **4**, 589–598 (1957)

**Greenberg, O. W.**
[1956] *The asymptotic condition in quantum field theory*. Ph. D. Thesis, Princeton University 1956
(1959) Haag's theorem and clothed operators. Phys. Rev. **115**, 706–710 (1959)
(1961) Generalized free fields and models of local field theory. *Annals of Physics* **16**, 158–176 (1961)

**Greenberg, O. W. und A. S. Wightman**
(1955) Re-examination of the neutrino theory of light. (Abstract) Phys. Rev. **99**, 675 (1955)

**Greenberg, O. W. und S. S. Schweber**
(1958) Clothed particle operators in simple models of quantum field theory. *Nuovo Cimento* **8**, 378–406 (1958)

**Gregorovius, F.**
[1927] *Athen und Athenais. Schicksale einer Stadt und einer Kaiserin im byzantinischen Mittelalter*. Dresden 1927

**Greiff, Alexis de**
(2002) The tale of two peripheries: The creation of the International Centre for Theoretical Physics in Trieste. HSPS **33**, 33–59 (2002)

**Grill, Sebastian, Hrsg.**
[1952] *Graf Bobby und Baron Mucki: Geschichten aus dem alten Wien*. München [13]1952 Siehe auch: *Graf Bobby, Baron Mucki & Poldi, 123mal in Wort und Bild*. Frankfurt a. M. 1976

**Grimm, G. und H. Stumpf**
(1993) Induzierte Feldtheorien und nichtlineare Spinortheorie. In Geyer et al. [1993, S. 313–319]

**Grodzins, L.**
(1958) Lifetime of a $1^-$ level in $Sm^{152}$. Phys. Rev. **109**, 1014–1015 (1958)
(1959) Measurement of helicity. Progr. Nucl. Phys. **7**, 163–241 (1959)
(1973) A comment on the history of double scattering of beta rays. In Maglic [1973, S. 154–160]

**Groot, S. R. de**
[1960] *Thermodynamik irreversibler Prozesse*. Ins Deutsche übersetzt von H. Staude. Mannheim 1960

**Groot, S. R. de und P. Mazur**
[1969] *Grundlagen der Thermodynamik irreversibler Prozesse*. Ins Deutsche übersetzt von H. Staude. Mannheim 1969

**Grosz, G.**
[1946] *A little yes and a big no*. The autobiography of George Grosz. New York 1946

**Gupta, Suray N.**
(1957) Einstein's and other theories of gravitation. Rev. Mod. Phys. **29**, 334–336 (1957)

**Gurland, J.**
[1888] *Beiträge zur Geschichte der Judenverfolgungen*. Krakau 1888

**Gürsey, Feza** ↦ auch Feinberg et al.; MacDowell und Sommerfield (1993)
(1954) Connection between Dirac's electron and a classical spinning particle. Phys. Rev. **97**, 1712–1713 (1954)
(1956a) On a conform-invariant spinor wave equation. *Nuovo Cimento* **3**, 988–1006 (1956)
(1956b) Correspondence between quaternions and four-spinors. *Revue de la Faculté de Sciences de l'Université d'Istanbul* A **21**, 33–53 (1956)
(1956c) New algebraic identities and divergence equations for the Dirac electron. *Revue de la Faculté de Sciences de l'Université d'Istanbul* A **21**, 85–95 (1956)
(1957a) General relativistic interpretation of some spinor equations. *Nuovo Cimento* **5**, 154–171 (1957)
(1957b) Relativistic kinematics of a classical point particle in spinor form. *Nuovo Cimento* **5**, 784–809 (1957)
(1957c) Coulomb scattering of polarized electrons. Phys. Rev. **107**, 1734–1735 (1957)
(1958a) Relation of charge independence and baryon conservation to Pauli's transformation. *Nuovo Cimento* **7**, 411–415 (1958)
(1958b) On the group structure of elementary particles. *Nuclear Physics* **8**, 675–691 (1958)
(1958c) Possible connection between strangeness and parity. *Physical Review Letters* **1**, 98–100 (1958)
(1960a) On the symmetries of strong and weak interactions. *Nuovo Cimento* **16**, 230–240 (1960)
(1960b) On the structure and parity of weak interaction currents. *Annals of Physics* **12**, 91–117 (1960)
[1964] [Hrsg.] *Group theoretical concepts and methods in elementary particle physics*. New York 1964
(1979) Geometrization of unified fields. In Ne'eman [1981, S. 22–36]
(1987) Quaternionic and octonionic structures in physics. Episodes in the relation between physics and mathematics. In Doncel [1987, S. 557–592]

**Gustafson, T.**
(1970) Gunnar Källén. 13th February 1926–13th October 1968. *Nuclear Physics* A **140**, 1–8 (1970)

**Güttinger, W.**
(1958) Non-local structure of field theories with non-renormalizable interaction. *Nuovo Cimento* **10**, 1–36 (1958)

**Haag, R.** ↦ auch Brenig, Buchholz
(1957a) On the physical significance of the redundant solutions of the Low equation. *Nuovo Cimento* **5**, 203–215 (1957)
(1957b) Discussion des „axioms“ et des propriétés asymptotiques d'une théorie des champs locale avec particules composées. In *Colloque International*, *Lille 1957* [1959, S. 151–162]
(1958) Quantum field theories with composite particles and asymptotic conditions. Phys. Rev. **112**, 669–673 (1958)
(1959) The framework of quantum field theory. *Nuovo Cimento* **14** (Supplemento), 131–152 (1959)
[1961] *Quantum theory of collision processes*. New York 1961
(1993) Heisenbergschnitt, *S*-Matrix, Urfeld. In Geyer et al. [1963, S. 265–268]

**Haag, R. und Bert Schroer**
(1962) Postulates of quantum field theory. J. Math. Phys. **3**, 248–256 (1962)

**Haas-Lorentz, G. L. de, Hrsg.**
[1957]* *H. A. Lorentz. Impressions of his life and work*. Amsterdam 1957

**Haffter, Heinz, Hrsg.**
[1981] *Et in Arcadia ego*. Essays, Feuilletons, Gedenkwort. Baden 1981
(1981) Ernst Howald und die klassische Philologie in Zürich. In Haffter [1981, S. 110–122]

**Hafner, E. M. und S. Presswood**
(1965) Strong inference and weak interactions. *Science* **149**, 503–510 (1965)

**Hahn, D.**
(1958a) Max Planck-Feier Berlin 24. bis 25. 4. 1958. *Physikalische Verhandlungen* **9**, 45–46 (1958)
(1958b) Max Planck-Festsitzung in Berlin. Phys. Bl. **14**, 274–275 (1958)

**Hahn, O.**
(1958a) Lise Meitner 80 Jahre. Naturwiss. **45**, 501–502 (1958)
(1958b) Lise Meitner zum 80. Geburtstag. In *Max-Planck-Gesellschaft* [1958, S. 324–328]

**Hall, D. und A. S. Wightman**
(1957) A theorem of invariant analytic functions with applications to relativistic quantum field theory. *Det Kongelige Danske Videnskabernes Selskab, matematisk-fysiske Meddelelser* **31**, Nr. 5, S. 1–41 (1957)

**Hamilton, J.**
(1949) Collision problems and the theory of radiation damping. Proc. Roy. Soc. A **62**, 4–11 (1949)
[1959] *The theory of elementary particles*. Oxford 1959

**Hamilton, J. und H. W. Peng**
(1944) On the production of mesons by light quanta and related processes. *Proceedings of the Royal Irish Academy* A **49**, 197–224 (1944)

**Hanawa, Sigeo**
(1957) Mathematical formulation of the Gell-Mann–Nishijima scheme for new particles. Progr. Theor. Phys. **17**, 592–602 (1957)

**Hanle, W.**
(1984) Walter Elsasser zum 80. Geburtstag. Phys. Bl. **40**, 134–135 (1984)

**Hanna, S. S. und R. S. Preston**
(1957a) Positron polarization demonstrated by annihilation in magnetic iron. Phys. Rev. **106**, 1363–1364 (1957)
(1957b) Polarization of positrons from $N^{13}$: A mixed transition. Phys. Rev. **108**, 160–161 (1957)
(1958) Polarization of positrons and annihilation in ferromagnetic materials. Phys. Rev. **109**, 716–720 (1958)

**Hansen, K. G., N. O. Lassen, A. Nielsen, Hrsg.**
[1963] *Fysisk Tidsskrift, udgivet af Selskabet for Naturlærens Udbredelse*. Kopenhagen 1963

**Häny, A.**
[1987] *Die Edda. Götter- und Heldenlieder der Germanen*. Zürich 1987

**Hara, O., Y. Fuji und Y. Ohnuki**
(1958) An attempt at reformulating pion–nucleon interaction, I. Introduction of K-space. Progr. Theor. Phys. **19**, 129–145 (1958)

**Harper, E., W. C. Parke und G. D. Anderson, Hrsg.**
[1997] *The George Gamow Symposium*. Sponsored by the George Washington University and the Carnegie Institution of Washington, 12 April 1997. San Francisco 1997

**Hartlaub, Gustav F.**
[1951] *Zauber des Spiegels. Geschichte und Symbolik des Spiegels in der Kunst*. München 1951

**Hartner, W.**
(1955) Disskussion zu Referat Pauli. In Göhring [1956, S. 90–92]

**Hartwig, G. und H. Schopper**
(1958) Die zirkulare Polarisation der inneren Bremsstrahlung beim K-Einfang von $A^{37}$. Z. Phys. **152**, 314–318 (1958)

**Hauri, H. H.**
(1980) Die bauliche Entwicklung der ETH Zürich 1945–1980. In: *ETH Zürich 1955–1980*, S. 523–545

**Hayes, William**
(1982) Max Ludwig Henning Delbrück, 4. September 1906 – 10. March 1981. BMFRS **28**, 59–90 (1982)

**Heber, G.**
(1958a) Remarks on the measurability of electromagnetic fields. *Nuovo Cimento* **7**, 677–684 (1958)
(1958b) Meßprozeß und algebraische Eigenschaften der Feldgößen in einer einfachen Modell-Feldtheorie. *Nuovo Cimento* **8**, 327–339 (1958)
(1958c) Einige physikalische und mathematische Eigenschaften eines nichtlokalisierbaren Feldes. In Kockel et al. [1959, S. 345–352]

**Heckmann, O.**
(1957) Die Astronomie in der Geistesgeschichte der Neuzeit. Naturwiss. **44**, 125–132 (1957)
(1962) Die Universalität der Naturgesetze in der Astronomie. Phys. Bl. **18**, 49–54; 112–117 (1962)

**Heer, E.**
(1960) Richtungskorrelation sukzessiver Kernstrahlungen. In Frauenfelder, Huber und Stähelin [1960, S. 157–168]

**Heilbron, J. L. und R. W. Seidel**
[1989] *Lawrence and his laboratory. A history of the Lawrence Berkeley Laboratory*. Band **I**. Berkeley 1989

**Heilbron, J. L., R. W. Seidel und B. R. Wheaton**
[1981] *Lawrence and his laboratory. Nuclear science at Berkeley, 1931–1961*. Berkeley 1981

**Heiler, Friedrich**
[1959] *Die Religionen der Menschheit in Vergangenheit und Gegenwart*. Stuttgart 1959

**Heisenberg, W.** ↦ Bethe et al. [1989]; Bopp [1961]; Carson [1995]; Dürr et al. (1958, 1961a, 1982); Dürr et al. [1959]; Geyer et a. [1993]; Hermann [1977]; Pfeiffer [1977]; Saller [1989]; von Weizsäcker (1971); Wightman (1965); Yamazaki (1977)
(1947a) Zur Theorie der Supraleitung. *Zeitschrift für Naturforschung* **2**a, 185–201 (1947)
(1947b) Die Übertragung elektromagnetischer Kräfte im Supraleiter. *Nachrichten der Göttinger Akademie der Wissenschaften* 1947, Nr. 1, S. 23–26
(1947c) Zur Theorie der Supraleitung. *Forschungen und Fortschritte* **21**, 243–244 (1947)
[1949] *Two lectures:* The present state in the theory of elementary particles. – The electron theory of superconductivity. Cambridge 1949
[1955] *Das Naturbild der heutigen Physik*. Hamburg 1955
(1957a) Quantum theory of fields and elementary particles. Rev. Mod. Phys. **29**, 269–278 (1957)
(1957b) Lee model and quantization of non linear field equations. *Nuclear Physics* **4**, 532–563 (1957)
(1957c) General remarks concerning the theory of elementary particles. In *Padua-Venedig-Konferenz* [1958, S. IX-1-2]
(1958a) Application of the Tamm-Dancoff-method to the Lee-model. *Nuclear Physics* **5**, 195–201 (1958)
(1958b) Heisenbergs „Weltformel“. Phys. Bl. **14**, 241–245 (1958)
(1958c) Die Plancksche Entdeckung und die philosophischen Grundfragen der Atomlehre. Naturwiss. **45**, 227–234 (1958). Vortrag, gehalten am 25. April 1958. – Auch enthalten in Heisenberg [1971, S. 20–42]
(1958d) Research on the non-linear spinor theory with indefinite metric in Hilbert space. In *CERN Konferenz 1958* [1958, S. 119–122]
(1958e) Fortschritte in der Theorie der Elementarteilchen. *Wissenschaft und Fortschritt* **8**, 243–245 (1958)
(1958f) Erklärung Prof. Heisenbergs. *Die Tat*, Nr. 87, 14 (1958)
(1958g) Allgemeiner Überblick und Fortschritte in der Theorie der Elementarteilchen. Naturwiss. **45**, Beilage zum Heft 14: *Mitteilungen der Gesellschaft Deutscher Naturforscher und Ärzte*. Vorschau auf die vom 28. September bis 2. Oktober 1958 in Wiesbaden stattfindende 100. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte und die damit verbundene Schultagung. Nr. 3, S. 2 (1958)
[1959] *Physik und Philosophie*. Gifford-Vorlesungen 1955/56. Stuttgart 1959
(1959) Wolfgang Paulis philosophische Auffassungen. *Zeitschrift für Parapsychologie und Grenzgebiete der Psychologie* **3**, 120–128 (1959/60)
(1960) Feier im Hörsaal des Institutes. *Mitteilungen der Max-Planck-Gesellschaft*, Heft **6**, 325–338 (1960)

(1961) Der derzeitige Stand der nichtlinearen Spinortheorie der Elementarteilchen. *Acta Physica Austriaca* **14**, 328–339 (1961)
(1962) Max-Planck-Institut für Physik und Astrophysik in München. *Jahrbuch der Max-Planck-Gesellschaft zur Förderung der Wissenschaften e. V.* 1961, Teil II, S. 632–643
(1963a) Die Entwicklung der einheitlichen Feldtheorie der Elementarteilchen. Naturwiss. **50**, 3–7 (1963)
(1963b) Bohrs Interpretation der Quantentheorie und die Physik der Elementarteilchen. In Hansen et al. [1963, S. 47–53]
[1967] *Einführung in die einheitliche Feldtheorie der Elementarteilchen*. Stuttgart 1967.
(1968) Die Ausstrahlung von Sommerfelds Werk in der Gegenwart. Phys. Bl. **24**, 530–537 (1968)
[1969] *Der Teil und das Ganze. Gespräche im Umkreis der Atomphysik*. München 1969
[1971] *Schritte über Grenzen*. Gesammelte Reden und Aufsätze. München 1971
(1971) Abschluß der Physik? *Universitas* **26**, 1–7 (1971)
(1972) Indefinite metric in state space. In Salam und Wigner [1972, 129–136]
(1974) The unified field theory of elementary particles. Some recent advances. Naturwiss. **61**, 1–5 (1974)
(1975) Bemerkungen über die Entstehung der Unbestimmtheitsrelationen. Phys. Bl. **31**, 193–196 (1975)
(1976a) The nature of elementary particles. *Physics Today*, März 1976, S. 32–39
(1976b) Was ist ein Elementarteilchen? Naturwiss. **63**, 1–7 (1976)

**Heisenberg, W. und W. Pauli**
(1958) On the isospin group in the theory of elementary particles. Unveröffentlichtes Manuskript. Abgedruckt in Band **IV**/4, S. 827–861 des vorliegenden Briefwechsels und in W. Heisenbergs *Gesammelten Werken*, Band **A III**, S. 337–351

**Heitler, W.** ↦ auch Arnous (1953), Bleuler (1950), Mott (1982)
(1926) Zur Thermodynamik und Statistik der Quantenprozesse. (Beitrag zur Intensitätsfrage der Spektrallinien) Z. Phys. **36**, 101–119 (1926)
(1956) Le principe de bilan détaillé. *Ann. Inst. Henri Poincaré* **15**, 67–80 (1956))
(1957) Renormalization in non-relativistic field theories. (Remarks about the paper by Enz) *Nuovo Cimento* **5**, 302–305 (1957)
(1960) Wolfgang Pauli 1900–1958. HPA **33**, 709–710 (1960)
(1961) Physical aspects of quantum-field theory. In *Solvay-Report 1961* [1961, S. 37–60]
[1970] *Naturphilosophische Streifzüge*. Braunschweig 1970
(1976) Über die Komplementarität von lebloser und lebender Materie. *Akademie der Wissenschaften und der Literatur*, Mainz, Abhandlungen der mathematisch-naturwissenschaftlichen Klasse, Jahrgang 1976, Nr. 1

**Helmholtz, H. von**
(1856) On the interaction of natural forces. Phil. Mag. **11**, 489–518 (1856)

**Helmholz, A. C.**
(1961) Strong interactions. A Conference Report. *Physics Today*, Mai 1961, S. 28–32

**Hemingway, E.**
[1952]* *The old man and the sea*. London 1952

**Hengel, M.**
(1982) Preisverleihung 1976 und 1977 an Elias Bickerman und Shmuel Sambursky. In Stuhlmacher und L. Abramowski [1982, S. 53–64]

**Henley, E. M.**
(1969) Parity and time-reversal invariance in nuclear physics. *Annual Review of Nuclear Science* **19**, 367–432 (1969)

**Herder, J. G.**
[1953] *Werke in zwei Bänden*. München 1953

**Hermann, A.**
[1976] *Werner Heisenberg in Selbstzeugnissen und Bilddokumenten*. Reinbek bei Hamburg 1976
[1977] *Die Jahrhundertwissenschaft. Werner Heisenberg und die Physik seiner Zeit*. Stuttgart 1977
(1980) Die Funktion von Briefen in der Entwicklung der Physik. *Berichte zur Wissenschaftsgeschichte* **3**, 55–64 (1980)

**Herring, Conyers**
(1992) Recollections from the early years of solid-state physics. *Physics Today*, April 1958, S. 26–33

**Herrmannsfeldt, W. B., D. R. Maxson, P. Stähelin und J. S. Allen**
(1957) Electron–neutrino angular correlation in the positron decay of Argon 35. Phys. Rev. **107**, 641–643 (1957)

**Herrmannsfeldt, W. B., P. Stähelin und J. S. Allen**
(1958) Electron–neutrino angular correlation in the positron decay of $A^{35}$ and $Ne^{19}$. *Bulletin of the American Physical Society*, Series II, Vol. **3**, January 29, 1958, No. 1, S. 52

**Hertz, G.**
(1958) Die Bedeutung der Planckschen Quantentheorie für die experimentelle Physik. Naturwiss. **45**, 401–405 (1958)

**Heuss, Th.**
(1951) Leopold von Ranke. In Theodor Heuss' *Im Bertelsmann Lesering* erschienenen: *Ernte der Jahre*. Reden, Aufsätze und Skizzen. Dort S. 66–71

**Higgs, P. W.**
(1964) Broken symmetries and the masses of gauge bosons. *Physical Review Letters* **13**, 508–509 (1964)

**Hochkirchen, Thomas**
[1992] *Die Axiomatisierung der Wahrscheinlichkeitsrechnung zwischen Maß- und Häufigkeitstheorie – der Ansatz von Erhard Tornier*. Diplomarbeit, Bergische Universität. – Gesamthochschule Wuppertal 1992
(1999) Die Axiomatisierung der Wahrscheinlichkeitsrechnung und ihre Kontexte. In: *Studien zur Wissenschafts-, Sozial- und Bildungsgeschichte der Mathematik*, Band **13**. Göttingen 1999

**Hoddeson, L. und V. Daitch**
[2002] *True genius. The life and science of John Bardeen*. Washington D.C. 2002

**Hoddeson, L., E. Braun, J. Teichmann und S. Weart**
[1992] *Out of the crystal maze: Chapters from the history of solid-state physics*. Oxford 1992

**Hoddeson, L., L. Brown, M. Riordan und M. Dresden, Hrsg.**
[1997] *The rise of the standard model. Particle physics in the 1960s and 1970s*. Cambridge 1997

**Hoffmann, D.**
(1996) Wider die geistige Trennung. Die Max-Planck-Feier(n) in Berlin 1958. *Deutschland-Archiv* **29**, 525–533 (1996)
(1999) The divided centennial. The 1958 Max Planck celebration(s) in Berlin. *Osiris* **14**, 138–149 (1999)

**Hoffmann, E.**
[1960] *Platonismus und griechische Philosophie*. Zürich und Stuttgart 1960

**Hoffmann, K.-W.**
(1958) Zur Polarisation von Elektronen. Naturwiss. **45**, 377–381 (1958)

**Hofmann, J. E.**
(1958) Leonhard Euler (1707–1783). Phys. Bl. **14**, 117–122 (1958)

**Hofstadter, R.**
(1958) Nuclear and nucleon scattering of high-energy electrons. *Annual Review of Nuclear Science* **7**, 231–316 (1958)

**Hölderlin, F.**
[1969] *Werke und Briefe*. Herausgegeben von Friedrich Beißner und Jochen Schmidt. 3 Bände. Frankfurt a. M. 1969

**Holl, J. M.**
[1997] *Argonne National Laboratory 1946–1996*. Urbana, Ill. 1997

**Holladay, W. G.**
(1957) Forward–backward asymmetry in K-$\mu$-$e$ decay. Phys. Rev. **107**, 637–638 (1957)

**Horowitz, Jesaja**
[1648] *Schne Luchoth ha-brith*. 1648

**Hourani, A.**
[1991] *A history of the Arab people*. London 1991. Deutsche Übersetzung: *Die Geschichte der arabischen Völker. Von den Anfängen des Islam bis zum Nahostkonflikt unserer Tage*. Frankfurt a. M. 2001

**Houtermans, F. G. und H. Oeschger**
(1958) Proportionalzählrohr zur Messung schwacher Aktivitäten weicher $\beta$-Strahlung. HPA **31**, 117–126 (1958)

**Hove, L. van**
(1956) The approach to equilibrium in quantum statistics. In *International Symposium on Transport Processes in Statistical Mechanics*, Brüssel 1956. Dort S. 219–228
(1957a) The approach to equilibrium in quantum statistics. A perturbation treatment to general order. *Physica* **23**, 441–480 (1957)
(1957b) Statistical mechanics: A survey of recent lines of investigation. Rev. Mod. Phys. **29**, 200–204 (1957)
(1957c) Quelques méthodes et problèmes de la théorie quantique des champs en interaction. In *Colloque International*, *Lille 1957* [1959, S. 39–56]
(1958) A remark on the time-dependent pair distribution. *Physica* **24**, 404–408 (1958)
(1959) The ergodic behaviour of quantum many-body systems. *Physica* **25**, 268–276 (1959)

[2000] *The legacy of Léon van Hove*. Edited by Alberto Giovanini. Singapur 2000

**Hove, L. van, N. M. Hugenholtz und L. P. Howland, Hrsg.**
[1961] *Problems in quantum theory of many-particle systems*. New York 1961

**Howald, E.** ↦ Haffter (1981)
[1948] *Die Kultur der Antike*. Zürich $^{2}$1948
[1949]* *Die Anfänge der abendländischen Philosophie*. Zürich 1949
[1957] *Humanismus und Europäertum*. Eine Sammlung von Essays zum 70. Geburtstag von Ernst Howald am 20. April 1957 dargebracht von seinen Freunden. Zürich und Stuttgart 1957
[1962] *Deutsch-französisches Mosaik*. Zürich und Stuttgart 1962
(1963) Ein neuer Humanismus. In *Die Tat*, Zürich, 12. April 1963, S. 3

**Howald, E. und M. Grünwald, Hrsg.**
[1949]* *Die Anfänge der Philosophie. Fragmente und Lehrberichte der Vorsokratiker*. Eingeleitet von Ernst Howald. Übertragen von Michael Grünwald. Zürich 1949

**Hoyle, F.** ↦ Burbidge, Rees
(1938) $\beta$-transitions in a Coulomb field. *Proc. Roy. Soc.* A **166**, 249–269 (1938)
(1939) Quantum electrodynamics. I and II. *Proc. Cambr. Phil. Soc.* **35**, 419–462 (1939)
[1950] *The nature of the universe*. New York 1950
(1956) The steady state universe. *Scientific American*, September 1956, S. 157–166
[1957a] *The black cloud*. London 1957
[1957b] *Das grenzenlose All. Der Vorstoß der modernen Astrophysik in den Weltraum*. Köln 1957
(1958a) The steady state theory. In *Solvay-Report 1958* [1958, S. 53–80]
(1958b) Origin of the elements in the stars. In *Solvay-Report 1958* [1958, S. 281–296]
[1962] [Mit J. Elliot] *A for Andromeda: A novel for tomorrow*. New York 1962
[1994] *Home is were the wind blows. Chapters from a cosmologist's life*. Mill Valley, California 1994

**Hoyle, F. und J. V. Narlikar**
(1972) Conformal invariance in physics and cosmology. In Reines [1972, S. 15–28]

**Huang, K., Hrsg.**
[1976] *Physics and our world: A symposium in honour of Victor F. Weisskopf*. (Massachusetts Institute of Technology – 1974). New York 1976

**Huang, K. und F. E. Low**
(1958) Decay of the $\mu$-mesons and a universal Fermi interaction. Phys. Rev. **109**, 1400–1402 (1958)

**Huang, K., C. N. Yang und T. D. Lee**
(1957) Capture of $\mu$-mesons by protons. Phys. Rev. **108**, 1340–1341 (1957)

**Huber, Gerhard**
(1957a) Die Stellung der Philosophie in der Gegenwart. Antrittsvorlesung, gehalten am 24. November 1956. Zürich 1957. Auch in Huber [1975, S. 92–102]
(1957b) Die Frage nach dem Weltbild unserer Zeit. Radiovortrag im Studio Zürich, 28. Mai 1957. *Schweizerische Bauzeitung* **76**, 1–3 (1958). Auch in Huber [1975, S. 103–109]
[1975] *Gegenwärtigkeit der Philosophie*. Vorträge und Aufsätze. Basel und Stuttgart 1975

(1989) Das widersprüchliche Ganze. Der Physiker Wolfgang Pauli als Philosoph. *Neue Zürcher Zeitung* Nr. 213, 14. September 1989
[1995] *Eidos und Existenz*. Umrisse einer Philosophie der Gegenwart. Basel 1995

**Hugenholtz, N. M.**
(1957) Perturbation theory of large quantum systems. *Physica* **23**, 481–532 (1957). – Wiederabdruck in van Hove et al. [1961, S. 171–222]

**Huiskamp, W. J. und H. A. Tolhoek**
(1957/61) Orientation of atomic nuclei at low temperature. I./II. Progr. Low Temp. Phys. **2**, 292–337 (1957); **3**, 331–395 (1961)

**Hula, E.**
(1985) Erich Hula. In *Hundert Jahre Gymnasiumstraße 1885–1985*. Wien 1985. Dort S. 60–61

**Hulm, J. K., J. E. Kunzler und B. J. Matthias**
(1981) The road to superconducting materials. *Physics Today*, Januar 1981, S. 34–41

**Hunziker, W. J. und I. M. Sigal**
(2000) The quantum $N$-body problem. *Journal of Mathematical Physics* **41**, 3448–3510 (2000)

**Ikeda, M., S. Ogawa und Y. Ohnuki**
(1959) A possible symmetry in Sakata's model for bosons–baryons system. Progr. Theor. Phys. **22**, 715–723 (1959)

**Impeduglia, G., R. Plano, A. Prodell, N. Samios, M. Schwartz und J. Steinberger**
(1958) $\beta$ decay of the pion. *Physical Review Letters* **1**, 249–251 (1958)

**Inagaki, M., G. Wanders und C. Piron**
(1954) Théorème H et unitarité de S. HPA **27**, 71–73 (1954)

**Infeld, L.**
[1969] *Leben mit Einstein. Kontur einer Erinnerung*. Wien, Frankfurt, Zürich 1969

***International Symposium on Transport Processes in Statistical Mechanics*, Proceedings**
[1956] Brussels, Aug. 27–31, 1956. New York und London 1958

**Ioffe, B., L. Okun und I. Pomeranchuk**
(1956/57) Concerning the number of different types of K-mesons. *Nuclear Physics* **2**, 277–280 (1956/57)

**Ising, E.**
(1925) Beitrag zur Theorie des Ferromagnetismus. Z. Pys. **31**, 253–258 (1925)

**Itzykson, C. und J. B. Zuber**
[1980] *Quantum field theory*. New York 1980

**Iwanenko, D. D.** ↦ auch Brodsky
(1957a) The science of physics in Italy. *Uspekhi Fizicheskikh Nauk* **62**, 523–535 (1957). Englische Fassung: *Advances in Physical Sciences* **62**, 645–672 (1957)
(1957b) Non-linear generalizations of the field theory and the constant of minimal length. *Nuovo Cimento* **6** (Supplemento), 349–355 (1957)
(1958a) Diskussion. In *Moskauer Allunionskonferenz* [1958, S. 332–337]
(1958b) Bemerkungen zu einer einheitlichen nichtlinearen Theorie der Materie. In Kockel et al. [1959, S. 353–369]
(1958c) Planck celebrations in Berlin and Leipzig. *Uspekhi Fizicheskikh Nauk* **66**, 287–297 (1958)

(1958d) Diskussion. In *Moskauer Allunionskonferenz 1958* [1962, S. 332–337]
(1959) Max Planck, Festschrift, 1958, Herausgegeben von B. Kockel. *Soviet Physics Uspekhi* **2** (68), 337–342 (1959)

**Iwanenko, D. D. und A. Brodsky**
(1958) On the nonlinear theory of elementary particles. *Soviet Physics Doklady* **3**, 608–612 (1958)

**Iwanenko, D. D. und A. Startsev**
(19561) The classification of elementary particles. *Soviet Physics Uspekhi* **4**, 928–948 (1961)

**Jackson, J. D.** ↦ auch Frauenfelder et al.
[1958] *The Physics of elementary particles*. Princeton 1958
[1962] *Classical electrodynamics*. New York 1962
(1999) Snapshots of a physicist's life. *Annual Review of Nuclear and Particle Science* **49**, 1–33 (1999)

**Jackson, J. D., S. D. Treiman und H. W. Wyld, Jr.**
(1957a) Possible tests of time reversal invariance in $\beta$-decay. Phys. Rev. **106**, 517–521 (1957)
(1957b) Proposed experiment to determine the direction of $\mu$-meson polarization in pion decay. Phys. Rev. **107**, 327–328 (1957)
(1957c) Coulomb corrections in allowed beta transitions. *Nuclear Physics* **4**, 206–212 (1957)

**Jacob, M.**
(2000) Wolfgang Pauli: Never to be excluded. *CERN Courier* **40**, No. 6, 30–32 (2000)

**Jacob, M. und G. C. Wick**
(1959) On the general theory of collisions for particles with spin. *Annals of Physics* **7**, 404–428 (1959)

**Jacobi, M.**
(2000) Wolfgang Paulis familiärer Hintergrund. *Gesnerus* **57**, 222–237 (2000)

**Jacobs, Stephen F.**
(1959) Physics in Israel. *Physics Today*, April 1959, S. 16–19

**Jaffé, A.**
[1958] *Geistererscheinungen und Vorzeichen. Eine psychologische Deutung*. Zürich 1958
(1960/61) C. G. Jung und die Parapsychologie. *Zeitschrift für Parapsychologie und Grenzgebiete der Psychologie* **4**, 8–23 (1960/61)
[1968] *Aus Leben und Werkstatt von C. G. Jung*. Zürich und Stuttgart 1968

**Jaffé, A., H. Lehmann und G. Mack, Hrsg.**
[1985] *Quantum field theory. A selection of papers in memoriam Kurt Symanzik*. Berlin 1985

**Jaffe, Bernard**
[1980] *Men of science in America*. New York 1980
(1980) Thomas Hunt Morgan (1866–1945). American science comes of age. In Morgan [1980, S. 383–436]

**Jahnke, J., J. Fahrenberg, R. Stegie und E. Bauer, Hrsg.**
[1998] *Psychologiegeschichte – Beziehungen zu Philosophie und Grenzgebieten*. München/Wien 1998

**Jammer, M.**
[1954] *Concepts of space. The history of theories of space in physics*. Cambridge, Mass. 1954
[1957] *Concepts of force. A study in the foundations of dynamics*. Cambridge, Mass. 1957
[1974] *The philosophy of quantum physics. The interpretations of quantum mechanics in historical perspective*. New York 1974

**Janner, A.**
(1962) The master equation for the interference term and the approach to equilibrium in quantum many-body systems. HPA **35**, 47–68 (1962)

**Jaspers, K.** ↦ Leist
[1958]* *Die Atombombe und die Zukunft des Menschen*. Politisches Bewußtsein in unserer Zeit. München 1958

**Jauch, J. M.**
(1957) On the relation between scattering phase and bound states. HPA **30**, 143–156 (1957)
(1958a) Theory of the scattering operator. HPA **31**, 127–158 (1958)
(1958b) Theory of the scattering operator II. Multichannel scattering. HPA **31**, 661–684 (1958)
(1959) Die Symmetrie der Zeitumkehr in der Physik. *Technische Rundschau* Nr. **53**, 24. Dezember 1959
(1965) Gedanken über die Zukunft der Hochenergie-Physik in der Schweiz. Manuskript, *Jauch-Nachlaß*
(1970) [Review article:] *Introduction to the unified field theory of elementary particles*, W. Heisenberg, Interscience Publishers, London, 1966

**Jeans, J.**
[1930] *The Mysterious Universe*. Cambridge 1930

**Jensen, J. H. D.** ↦ auch Goeppert-Mayer, Stech
(1955) Die Kopplungskonstanten in der Theorie des $\beta$-Zerfalls. Z. Pys. **141**, 175–184 (1955)
(1957) Nuclear shell models. Rev. Mod. Phys. **29**, 182–185 (1957)
(1965) The history of the theory of structure of the atomic nucleus. *Nobel lecture* 1963. *Science* **147**, 1419–1422 (1965)

**Jentschke, W.**
[1965] *Das Deutsche Elektronen-Synchrotron (DESY). Eigenschaften und Forschungsmöglichkeiten*. Köln und Opladen 1965

**Joffe, A. F.**
[1967] *Begegnungen mit Physikern*. Basel 1967

**Joliot, F.** ↦ Marty

**Joos, H.**
(1962) Zur Darstellungstheorie der inhomogenen Lorentzgruppe als Grundlage quantenmechanischer Dynamik. *Fortschritte der Physik* **10**, 65–146 (1962)

**Jordan, P.** ↦ Strauß und Torney (1957)
(1957a) Wilhelm Lenz †. Phys. Bl. **13**, 296–297 (1957)
(1957b) Aussprache über Atomgefahren. Über die Notwendigkeit des Umdenkens in den modernen Entwicklungen der Physik. Phys. Bl. **13**, 361–366 (1957)
[1956] *Der gescheiterte Aufstand*. Frankfurt a. M. 1956
(1961) Zum Problem der Erdexpansion. Naturwiss. **48**, 417–425 (1961)

(1966) Dirac-Hypothese und Erdexpansion. Phys. Bl. **22**, 443–453 (1966)
[1971] *Begegnungen*. Oldenburg und Hamburg 1971
(1975) My recollections of Wolfgang Pauli. AJP **43**, 205–208 (1975)

**Jost, R.** ↦ Kohn et al. (1992), Pais (2000a)
(1957a) Eine Bemerkung zum C T P-Theorem. HPA **30**, 409–416 (1957)
(1957b) Sur le théorème C T P. In *Colloque International*, *Lille 1957* [1959, S. 105–108]
(1958) Ein Beispiel zum Nukleon-Vertex. HPA **31**, 263–272 (1958)
(1960) Das Pauli-Prinzip und die Lorentzgruppe. In Fierz und Weisskopf [1960, S. 107–136]
(1961) Properties of Wightman functions. In Caianello [1961, S. 127–145]
[1965] *The general theory of quantized fields*. Providence, Rhode Island 1965

**Jost, R. und H. Lehmann**
(1957) Integraldarstellung kausaler Kommutatoren. *Nuovo Cimento* **5**, 1598–1610 (1957)

**Judd, Brian R.**
[1963] *Operator techniques in atomic spectroscopy*. New York 1963

**Judd, David L.**
(1958) Conceptual advances in accelerators. *Annual Review of Nuclear Science* **8**, 181–216 (1958)
(1960) Developpment from 1952–60 at LRL of planing for a larger accelerator. UCRL Memo (September 29, 1960)

**Jung, C. G.** ↦ Fierz (1975), Fordham (1973), Jaffé (1960/61, 1968), Noll [1997]
[1921]* *Psychologische Typen*. Zürich und Leipzig 1921
[1926]* *Das Unbewußte im normalen und kranken Seelenleben*. Ein Überblick über die moderne Theorie und Methode der analytischen Psychologie. Zürich und Leipzig $^{3}$1926, 1929
[1928]* *Die Beziehungen zwischen dem Ich und dem Unbewußten*. Darmstadt 1928
[1929]* *Psychologie der unbewußten Prozesse*. Zürich $^{1}$1916, $^{2}$1918. Ab der 3. Auflage unter dem Titel: *Das Unbewußte im normalen und kranken Seelenleben. Ein Überblick über die moderne Theorie und Methode der analytischen Psychologie*. Zürich $^{3}$1926, $^{4}$1929. Spätere Auflagen unter dem Titel: *Über die Psychologie des Unbewußten*.
(1932) Sigmund Freud als kulturhistorische Erscheinung. In Jung [1934, S. 119–131]
[1934]* *Wirklichkeit der Seele*. Anwendungen und Fortschritte der neueren Psychologie. Mit Beiträgen von Hugo Rosenthal, Emma Jung, W. M. Kranefeldt. Zürich 1934
[1948]* *Symbolik des Geistes*. *Studien über psychische Phänomenologie*. Mit einem Beitrag von Riwkah Schärf. Zürich 1948
[1944*/52] *Psychologie und Alchemie*. Zürich 1944, $^{2}$1952
(1954a) Zu den fliegenden Untertassen. Auch in Jung, *Gesammelte Werke*, Band **18**, S. 671–676
(1954b) Zur Psychologie der Tricksterfigur. Auch in Jung, *Gesammelte Werke*, Band **9**/1, S. 273–290
(1954c) C. G. Jung zu den fliegenden Untertassen. *Weltwoche* **22**, 1078, 9. Juli 1954
[1955] *Festschrift zum 80. Geburtstag von C. G. Jung*. Band **I**: *Beiträge aus Theorie und Praxis*. Band **II**: *Beiträge zur Kulturgeschichte*. Herausgegeben vom C. G. Jung-Institut. Zürich 1955

[1957a]* *Mysterium Coniunctionis. Untersuchungen über die Trennung und Zusammensetzung der seelischen Gegensätze in der Alchemie*. Dritter Teil: *Aurora Consurgens. Ein dem Thomas von Aquin zugeschriebenes Dokument der alchemistischen Gegensatzproblematik* von Dr. M.-L. von Franz. Zürich 1957

(1957) Gegenwart und Zukunft. *Schweizer Monatshefte* **36** (Sonderbeilage), 5–55 (1957). Auch in Jung: *Gesammelte Werke*, Band **10**, S. 275–336

[1958a] *Ein moderner Mythos. Von Dingen, die am Himmel gesehen werden*. Zürich 1958. Auch in Jung: *Gesammelte Werke*, Band **10**, S. 337–474

[1958b] *Praxis der Psychotherapie. Beiträge zum Problem der Psychotherapie und zur Psychologie der Übertragung*. Zürich 1958. Auch in Jung: *Gesammelte Werke*, Band **16**

[1967] *C. G. Jung Bibliothek. Katalog*. Küsnacht-Zürich 1967

(1968) Zugang zum Unbewußten. In Jung [1968, S. 18–103]

[1975] *C. G. Jung im Leben und Denken unserer Zeit*. Olten und Freiburg i. Br. 1975

[1990e] *Traum und Traumdeutung*. München 1990

[1991c] *Seelenprobleme der Gegenwart*. München 1991

**Jung, C. G., M.-L. von Franz, J. L. Henderson, J. Jacobi und A. Jaffé**

[1964] *Der Mensch und seine Symbole*. Olten und Freiburg i. Br. 1964

**Jung, E.**

(1934) Ein Beitrag zum Problem des Animus. In Jung [1934, S. 296–354]

[1944a] *Die Graalssage; „Le Conte del Graal" von Chrétien de Troyes; Psychologische Kommentare*; Manuskript der vier im *Psychologischen Club Zürich* gehaltenen Vorlesungen

[1944b] *Die Graalssage II: Le roman de l'estoire dou Graal von Robert de Boron*. Manuskript der am 16. und 18. November sowie am 2. Dezember 1944 im *Psychologischen Club Zürich* gehaltenen Vorlesungen

(1955) Die Anima als Naturwesen. In *Jung-Festschrift* [1955, Band **II**, S. 78–120]

[1957] *Animus und Anima*. Zwei Essays. Zürich/New York 1957

**Jung, E. und M.-L. von Franz**

[1960] *Die Graalslegende in psychologischer Sicht*. Zürich 1960. Englische Übersetzung, von Andrea Dykes: *The grail legend*. New York 1970

**Jungk, R.**

[1956] *Heller als tausend Sonnen. Das Schicksal der Atomforscher*. Stuttgart 1956. Reinbek bei Hamburg 1964

**Juschkewitsch, A. P.**

(1971) Leonhard Euler. *Dictionary of Scientific Biography*, Band **4**, S. 467–484. New York 1971

**Kabir, P. K., Hrsg.**

[1963] *Development of weak interaction theory*. New York 1963

**Kahana, S. und D. L. Pursey**

(1957) Coupling constant invariants in $\beta$-decay. *Nuovo Cimento* **6**, 1469–1479 (1957)

**Kahler, E. von**

[1957] *The tower and the abyss. An inquiry into the transformation of the individual*. New York 1957

**Källén, G.** ↦ Gustafson (1970); Møller (1972)

(1956c) Possible inconsistency of field theories. In *Rochester Conference* [1956, Session **III**, S. 1–8]

(1957a) Structure of the vacuum expectation value of three field operators. In *Rochester Conference* [1957, Session **IV**, S. 17–27]
(1957b) L'électrodynamique quantique. In *Colloque International*, *Lille 1957* [1959, S. 109–118]
(1957c) Consistency problems in quantum electrodynamics. *CERN-Report* 57-43, S. 1–38. – Deutsche Fassung: Konsistenzprobleme in der Quantenfeldtheorie. *Fortbildungskurs über Hochenergetische Kernphysik*, Oberwolfach, 22.–30. September 1958
[1958/72] Quantenelektrodynamik. *Handbuch der Physik*, Band **5**/1, S. 169–364. Berlin 1958. Englische Übersetzung, von Carl K. Iddings und Masataka Mizushima: *Quantum electrodynamics*. Berlin, Heidelberg, New York 1972
(1958) Selected problems in renormalization theory. (Lecture notes by S. Gasiorovicz). *Nuovo Cimento* **14** (Supplemento), 105–130 (1959)
(1962) Some aspects of the formalism of field theory. In *Solvay-Report 1961* [1961, S. 147–165]
[1964] *Elementary particle physics*. Reading, Mass. 1964. Deutsche Übersetzung: *Elementarteilchenphysik*. Mannheim 1965

**Källén, G. und A. Wightman**
(1958) The analytic properties of the vacuum expectation value of a product of three scalar local fields. *Det Kongelige Danske Videnskabernes Selskab, matematisk-fysiske Meddelelser* **1**, Nr. 6, S. 1–58 (1958)

**Källén, G. und H. Wilhemsson**
(1959) Generalized singular functions. *Det Kongelige Danske Videnskabernes Selskab, matematisk-fysiske Meddelelser* **1**, Nr. 9, S. 1–27 (1959)

**Kamefuchi, Susumu** ↦ auch Oneda
(1957) A comment on Landau's method of integration in quantum electrodynamics. *Det Kongelige Danske Videnskabernes Selskab, matematisk-fysiske Meddelelser* **31**, Nr. 6, S. 1–12 (1957)

**Kampen, N. van**
(1954) Quantum statistics of irreversible processes. *Physica* **20**, 603–622 (1954)
(1956) Grundlagen der statistischen Mechanik der irreversiblen Prozesse. *Fortschritte der Physik* **4**, 405–437 (1956)
[2000] *Views of a physicist*. Selected papers of N. G. van Kampen. Singapur 2000

**Kanesawa, S. und Sin-itiro Tomonaga**
(1946) On a relativistic invariant formulation of the quantum theory of wave fields. V. Progr. Theor. Phys. **3**, 1–13; 101–113 (1946)

**Kargon, R. H.**
(1977) Temple of science: Cooperative research and the birth of the California Institute of Technology. HSPS**8**, 3–31 (1977)

**Karplus, R. und N. N. Kroll**
(1950) Fourth order corrections in quantum electrodynamics and the magnetic moment of the electron. Phys. Rev. **77**, 536–549 (1950)

**Karplus, R. und M. A. Ruderman**
(1955) Application of causality to scattering. Phys. Rev. **98**, 771–774 (1955)

**Kaschluhn, Frank**
(1958) Dispersionsbeziehungen für die Streuung von $\pi$-Mesonen an Deuteronen. *Zeitschrift für Naturforschung* **13**a, 183–194 (1958)
(1958) Impulse approximation and dispersion relations for the pion–deuteron scattering [I]. *Nuclear Physics* **8**, 303–309 (1958)

(1958/59) Dispersion relations for pion–deuteron scattering (II). *Nuclear Physics* **9**, 347–354 (1958/59)

**Kemmer, N.**
(1982) Isospin. In *Colloque international sur l'histoire de la physique des particules* [1982, S. C8-359-393]
(1983) Die Anfänge der Mesonentheorie und des verallgemeinerten Isospins. Phys. Bl. **39**, 170–175 (1982)
(1988) Erinnerungen an Pauli. In Enz und von Meyenn [1988, S. 89–94]

**Kemmer, N., J. C. Polkinghorne und D. L. Pursey**
(1959) Invariance in elementary particle physics. *Reports on Progress in Physics* **22**, 368–432 (1959)

**Kendall, D. G.**
(1990) Andrei Nikolaevich Kolmogorov. 25. April 1903 – 20. October 1987. *Bulletin of the London Mathematical Society* **22**, 31–47 (1990).

**Kerényi, K.**
[1944]* *Hermes der Seelenführer. Das Mythologem vom männlichen Lebensursprung*. Zürich 1944
[1950]* *Pythagoras und Orpheus. Präludien zu einer zukünftigen Geschichte der Orphik und des Pythagoreismus*. Zürich 1950
(1955) Perseus. Aus der Heroenmythologie der Griechen. In *Jung-Festschrift* [1955, Band **II**, S. 199–208]
[1958] *Die Heroen der Griechen*. Zürich 1958

**Kerr, A.**
[1917] *Die Welt im Drama*. 5 Bände. Berlin 1917

**Ketelsen, Chr.**
[1994] *Die Gödelschen Unvollständigkeitssätze. Zur Geschichte und Rezeption*. Stuttgart 1994

**Khalatnikov, I. M., Hrsg.**
[1989] *Landau. The physicist and the man*. Recollections of L. D. Landau. Übersetzt aus dem Russischen von J. B. Sykes. Oxford 1989

**Khuri, N. N.**
(1957) Analyticity of the Schrödinger scattering amplitude and nonrelativistic dispersion relations. Phys. Rev. **107**, 1148–1156 (1957)

**Kibble, T. W. B.**
(1998) Abdus Muhammad Salam. BMFRS **44**, 385–401 (1998)

**Kibble, T. W. B. und J. C. Polkinghorne**
(1958) Higher order spinor Lagrangians. *Nuovo Cimento* **8**, 74–83 (1958)

**Kinoshita, T.**
(1954) Families of spinor fields. Phys. Rev. **96**, 199–201 (1954)
(1957) Polarization of electrons in muon decay and the two-component theory of the neutrino. *Rochester Conference* [1957, Session IX, S. 49–51]
(1958) Commutation relation of different fields and the TCP theorem. Phys. Rev. **110**, 978–981 (1957)

**Kinoshita, T. und R. F. Peierls**
(1957) Spin and parity of the neutral pion. Phys. Rev. **108**, 161–163 (1957)

**Kinoshita, T. und Alberto Sirlin**
(1957a) Muon decay with parity nonconserving interactions and radiative corrections in the two-component theory. Phys. Rev. **106**, 1110–1111 (1957)
(1957b) Polarization of electrons in muon decay with general parity-nonconserving interactions. Phys. Rev. **107**, 593–599 (1957)
(1957c) Radiative corrections to the asymmetry parameter of low-energy positrons in muon decay. Phys. Rev. **107**, 638–639 (1957)
(1957d) Polarization of electrons in muon decay and two-component theory of neutrino. Phys. Rev. **108**, 844–850 (1957)
(1988) Personal recollections, 1944–1952. In Brown et al. [1988, S. 7–10]

**Kirsten, T., W. Gentner und O. A. Schaeffer**
(1967) Massenspektrometrischer Nachweis von $\beta\beta$-Zerfallsprodukten. Z. Phys. **202**, 273–292 (1967)

**Kitchener, R. F., Hrsg.**
[1988] *The world view of contemporary physics*. Albany, New York 1988

**Kittel, Ch.**
[1956] *Introduction to solid state physics*. New York 1956
[1964] *Quantum theory of solids*. New York 1964. – Deutsche Übersetzung: *Quantentheorie der Festkörper*. München, Wien 1970
[1973] *Physik der Wärme*. München 1973

**Klein, M. J.**
(1955) Principle of detailed balance. Phys. Rev. **97**, 1446–1447 (1955)

**Klein, O.**
(1938) Quelques remarques sur le traitement approximatif du problème des électrons dans un réseaux cristallin par la mécanique quantique. *Journal de Physique et le Radium* **9**, 1–12 (1938)
(1957a) Some remarks on general relativity and the divergence problem of quantum field theory. *Nuovo Cimento* **6** (Supplemento), 344–348 (1957)
(1957b) The 1957 Nobel prize for physics. *In Les prix Nobel en 1957*. Stockholm 1958. Dort S. 22–24
(1958) Some considerations regarding the earlier development of the system of galaxies. In *Solvay-Report 1958* [1958, S. 33–51]
(1959) Zur Theorie der Elementarteilchen. In *Physikertagung Berlin:* Hauptvorträge der Jahrestagung 1959 des Verbandes Deutscher Physikalischer Gesellschaften. Mosbach Baden 1960. Dort S. 1–11
(1961) Einige Probleme der allgemeinen Relativitätstheorie. In Bopp [1961, S. 58–72]

**Kleinert, A.**
(1992) Camille Flammarion und der Zweite Hauptsatz der Thermodynamik. *Berichte zur Wissenschaftsgeschichte* **15**, 243–250 (1992)

**Klibansky, R., Hrsg.**
[1958] *Philosophy in the mid-century*. Florenz 1958

**Kliefoth, W.**
(1957) Forschung verändert die Welt. Phys. Bl. **13**, 23–32 (1957)

**Knuus, M.-A., G. Mislin und U. Stammbach, Hrsg.**
[1978] *Topology and Algebra*. Proceedings of a Colloquium in Honour of Beno Eckmann. Genf 1978

**Kobe, S.**
(1998) Das Ising-Modell – gestern und heute. Phys. Bl. **54**, 917–920 (1998)
(2000) Ernst Ising 1900–1998. *Brazilian Journal of Physics* **30**, 649–653 (2000)

**Kockel, B., W. Macke und A. Papapetrou, Hrsg.**
[1959] *Max-Planck-Festschrift 1958*. Berlin 1959

**Kofink, W.**
(1949) Zur Mathematik der Diracmatrizen: Die Bargmannsche Hermitisierungsmatrix $A$ und die Paulische Transpositionsmatrix $B$. Math. Z. **51**, 702–711 (1949)

**Kofoed-Hansen, O. und C. J. Christiansen**
(1962) Experiments on $\beta$-decay. In: *Beta decay*. *Handbuch der Physik*, Band **41**/2. Berlin 1962. Dort S. 1–105

**Kohler, Robert E.**
(1991) Systems of production: Drosophila, neurospora, and biochemical genetics. HSPS **22**, 87–130 (1991)

**Kohn, W.**
(2001) Bereshit …. *Bulletin de la société française de physique* **130**, 16–17, Juli–August 2001

**Kohn, W., D. Ruelle und A. Wightman**
(1992) Res Jost. *Physics Today*, Februar 1992, S. 120–121

**Kolmogoroff, A.**
[1933] *Grundbegriffe der Wahrscheinlichkeitsrechnung*. Berlin 1933

**Komar, A.**
(1958) Construction of a complete set of independent observables in the general theory of relativity. Phys. Rev. **111**, 1182–1187 (1958)

**Konopinsky, E. J.** ↦ Emery et al. (1991)
(1957) Theory of the classical $\beta$-decay measurements. In *Rehovoth Conference* [1958, S. 319–334]
(1959) The experimental clarification of the laws of $\beta$-radioactivity. *Annual Review of Nuclear Science* **9**, 99–158 (1959)

**Konuma, M., S. Nakamura und H. Umezawa**
(1958a) Conservation laws for lepton processes. Phys. Rev. **109**, 1404–1406 (1958)
(1958b) On the „neutrino charge“ in weak and strong interactions. *Nuclear Physics* **6**, 282–286 (1958)

**Körner, S.**
[1957] *Observation and interpretation*. London 1957
(1957) On philosophical arguments in physics. *Colston Papers* **9**, 93–96 (1957)

**Körner, S., Hrsg., in collaboration with M. H. L. Pryce**
[1957] *Observation and interpretation. A symposium of philosophers and physicists*. *Proceedings of the ninth symposium of the Colston Research Society* held in the *University of Bristol*, April 1st – April 4th, 1957. *Colston Papers*, Volume IX. London 1957

**Kortel, F.**
(1956) On some solutions of Gürsey's conformal-invariant spinor wave equation. *Nuovo Cimento* **4**, 210–215 (1956)

**Koyré, A.**
[1939] *Études Galiléennes*. 3 Bände. Paris 1939
(1943) Galileo and the scientific revolution of the XVIIth century. *The Philosophical Review* **52**, 333–348 (1943)

**Kragh, Helge**
(1992) Relativistic collisions: The work of Christian Møller since the early 1930s. AHES **43**, 299–328 (1992)
[1996] *Cosmology and controversy. The historical development of two theories of the universe*. Princeton, New Jersey 1996
(2003) Magic number: a partial history of the fine structure constant. AHES **57**, 395–431 (2003)

**Kramer, G.** ↦ Stech

**Kramers, H. A.**
[1938]* *Die Grundlagen der Quantentheorie. Quantentheorie des Elektrons und der Strahlung*. Leipzig 1938. – Englische Übersetzung (von D. ter Haar):
[1957a]* *The foundations of quantum theory*. Amsterdam 1957
[1957b]* *Quantum mechanics*. Amsterdam 1957

**Kraus, K.** ↦ Schick [1965]
[1922] *Die letzten Tage der Menschheit*. Wien/Leipzig 1922

**Kreisel, G.**
(1958) Hilbert's programme. *Dialectica* **12**, 346–372 (1958)

**Kretzmann, N. und E. Stump, Hrsg.**
[1993] *The Cambridge companion to Aquinas*. Cambridge 1998

**Królikowski, W.**
(1957) Low's general equation. *Nuovo Cimento* **5**, 1611–1621 (1957)
(1958) On the elementary particles and their strong interactions. *Nuclear Physics* **8**, 461–467 (1958)

**Kroll, N. M.**
(1958) On the Lee-model. In *CERN Konferenz* [1958, S. 131–133]

**Kroll, N. M. und M. A. Ruderman**
(1954) A theorem on photomeson production near threshold and the suppression of pairs in pseudoscalar meson theory. Phys. Rev. **93**, 233–238 (1954)

**Kuhn, R.** ↦ Burk (1973), Grassmann (1969), Selchow (1985)
(1956) Vom Lehren und Lernen an unseren Hochschulen. Chemiker-Zeitung **80**, 1–16 (1956)

**Kuhn, Th. S., J. L. Heilbron, P. Forman und L. Allen**
[1967] *Sources for history of quantum physics. An inventory and report*. Philadelphia 1967

**Kurti, N.**
(1958) Nuclear orientation and nuclear cooling. *Physics Today*, März 1958, S. 19–25

**Kurzrock, Ruprecht, Hrsg.**
[1971] *Physik und Kosmologie*. Stand und Zukunftsaspekte naturwissenschaftlicher Forschung in Deutschland. Berlin 1971

**Kusch, P.**
(1956) Magnetic moment of the electron. *Nobel lecture*. *Science* **123**, 207–211 (1956)

**Lackenbucher, R.**
(1955) Die Klasse der Genies. *Neue Illustrierte Wochenschau*, Nr. **22**, Wien, 29. Mai 1955, S. 1–3

**Lacki, J.**
(2000) André Mercier (1913–1999). *Archives des Sciences* **53**, 69–71 (2000)

**Lamb, W. E.**
(1956) Fine structure of the hydrogen atom. *Nobel lecture*. *Science* **123**, 439–442 (1956)
(1957) Microwave technique for determining the fine structure of the helium atom. Phys. Rev. **105**, 559–572 (1957)

**Landau, L. D.** ↦ Brown und Rechenberg (1990); Khalatnikov (1989)
(1957) On the conservation laws for weak interactions. *Nuclear Physics* **3**, 127–131 (1957) Englische Fassung in Landau [1965, Nr. 92]
(1959a) Wolfgang Pauli. Englische Übersetzung in *Uspekhi Fizicheskikh Nauk* **68**, 624–626 (1959)
(1959b) On analytical properties of vertex parts in quantum field theory. *Nuclear Physics* **13**, 181–192 (1959)
[1965] *Collected papers of L. D. Landau*. Edited by D. ter Haar. Oxford 1965
[1989] *Landau. The physicist and the man*. Recollections of L. D. Landau. Herausgegeben von I. M. Khalatnikov. Oxford 1989

**Landau, L. D. und E. M. Lifschitz**
[1951] *Classical theory of fields*. Cambridge 1951. Deutsche Übersetzung: *Klassische Feldtheorie*. Berlin 1963
[1958]* *Quantum mechanics. Non-relativistic theory*. London-Paris 1958

**Lande, K., L. M. Lederman und W. Chinowsky**
(1957) Report on long-lived $K^0$ mesons. Phys. Rev. **105**, 1925–1927 (1957)

**Landsberg, P. T.**
(1959) Negative temperatures. Phys. Rev. **115**, 518–520 (1959)
[2000] *Seeking ultimates: An intuitive guide to physics*. Philadelphia 2000

**Langer, Lawrence M.**
(1957) The measurement of beta spectra. In *Rehovoth Conference* [1958, S. 437–454]

**Laporte, O.**
(1924) Die Struktur des Eisenspektrums. Z. Phys. **23**, 135–175 (1924)

**Lattes, C. M. G.** ↦ Anderson, H. L.

**Laue, M. von**
(1958) Zu Max Plancks 100. Geburtstage. Naturwiss. **45**, 221–226 (1958)

**Laugwitz, D.**
[1978] *Infinitesimalkalkül. Kontinuum und Zahlen. Eine elementare Einführung in die Nichtstandard-Analysis*. Mannheim, Wien, Zürich 1978

**Lebowitz, J. L.**
(1995) Statistical physics. In Stroke [1995, 369–383]

**Lederman, L. M.** ↦ Bardon et al., Berley et al. (1957), Coffin et al., Feinberg; Garwin et al. (1957), Lande et al. (1957), Schwarzschild (1989)
(1957a) Polarized muon decay and the magnetic moment of the muon. *Rochester Conference* [1957, Session VII, S. 28–30]

(1957b) Long-lived neutral V-particles ($\theta_2^0$). *Rochester Conference* [1957, Session VIII, S. 3–6]
(1970) Resource letter neu-1. History of the neutrino. AJP **38**, 129–136 (1970)
(1963) The two-neutrino experiment. *Scientific American*, März 1963, S. 60–70

**Lederman, L. M. und D. Teresi**
[1993] *The god particle. If the universe is the answer, what is the question?* New York 1993. Deutsche Übersetzung: Das schöpferische Teilchen. Der Grundbaustein des Universums. München 1993

**Lee, T. D.** ↦ Garwin (1997), Huang et al. (1957), Novick [1988], Pais (1958a), Wu (1958)
(1957a) Weak interaction. Introductory survey. In *Rochester Conference* [1957, Session VII, 1–12]
(1957b)* Conservation laws in weak interactions. Notes on four Lectures given at Harvard University in March 1957. *Nevis Cyclotron Laboratories*. Columbia University. Physics Department, Irvington-on Hudson, New York 1957
(1957c) Theoretical implications of parity violations in beta interactions. *Rehovoth Conference* [1957, S. 336–345]
(1957d) Weak interactions and nonconservation of parity. *Nobel lecture*, 11. Dezember 1957. In *Nobel lectures. Physics 1942–1962*, [1964, S. 406–418. – Deutsche Übersetzung: Schwache Wechselwirkungen und Nichterhaltung der Parität. Phys. Bl. **14**, 391–401 (1958)
(1957e) Weak interactions. In *Padua-Venedig-Konferenz* [1958, S. IV-1-8]
(1958) Elementary particles and their interactions. *Science* **127**, 569–573 (1958)
(1966) Space inversion, time reversal and particle–antiparticle conjugation. *Physics Today*, März 1966, S. 23–31
(1971) History of weak interactions. In Zichichi [1971, S. 828–840]
(1988) Reminiscences. In Novick [1988, S. 153–165]. – Auch abgedruckt in Lee [1998, S. 719–731]
(1993) History of weak interactions. In Lévy [1993, S. 1–27]. – Auch abgedruckt in Lee [1998, S. 733–759]
(1994) A brief history of the muon. *Hyperfine Interactions* **86**, 439–453 (1994). – Auch abgedruckt in Lee [1998, S. 761–787]
[1998] *Selected papers, 1985–1996*. Edited by Hai-cang Ren und Yang Pang. Amsterdam 1998

**Lee, T. D., R. Oehme und C. N. Yang**
(1957) Remarks on possible noninvariance under time reversal and charge conjugation. Phys. Rev. **106**, 340–345 (1957)

**Lee, T. D., J. Steinberger, G. Feinberg, P. K. Kabir und C. N. Yang**
(1957) Possible detection of parity nonconservation in hyperon decay. Phys. Rev. **106**, 1367–1369 (1957)

**Lee, T. D. und C. S. Wu**
(1965/66) Weak interactions. *Annual Review of Nuclear Science* **15**, 381–476 (1965); **16**, 471–590 (1966)

**Lee, T. D. und C. N. Yang**
(1957a) Parity nonconservation and a two-component theory of the neutrino. Phys. Rev. **105**, 1671–1675 (1957)
(1957b) Elementary particles and weak interactions. *Brookhaven National Laboratory*, Upton. BNL Report No. **443** (T-91), S. 1–68 (1957)

(1958a) Possible determination of the spin of $\Lambda^0$ from its large decay angular asymmetry. Phys. Rev. **109**, 1755–1758 (1958)
(1958b) Low-temperature behaviour of a dilute bose system of hard spheres. **I**. Equilibrium properties. Phys. Rev. **112**, 1419–1429 (1958)

**Leggett, A. J.**
(1995) Superfluids and superconductors. In Brown et al. [1995, Band **II**, S. 913–966]

**Lehmann, H.** ↦ auch Glaser, Jaffe, Jost, Pauli (1957b)
(1957) Dispersion relations; general remarks. *Rochester Conference* [1957, Session IV, S. 33–34]
(1958a) Analytic properties of scattering amplitudes as functions of momentum transfer. *Nuovo Cimento* **10**, 579–589 (1958)
(1958b) Scattering matrix and field operators. *Nuovo Cimento* **14** (Supplemento), 153–176 (1958)
(1984) Kurt Symanzik (1923–1983). Phys. Bl. **40**, 48–49 (1984)

**Lehmann, H., K. Symanzik und W. Zimmermann**
(1957) On the formulation of quantized field theory. II. *Nuovo Cimento* **6**, 319–333 (1957)

**Leibniz, G. W.** ↦ auch Otte (1993)
[1904/66] *Hauptschriften zur Grundlegung der Philosophie*. Übersetzt von A. Buchenau. Durchgesehen und mit Einleitungen und Erläuterungen herausgegeben von Ernst Cassirer. Band **I**. Hamburg $^{1}$1904, $^{3}$1966

**Leisegang, H.**
[1924]* *Die Gnosis*. Stuttgart 1924

**Leist, F.**
(1957) Das philosophische Denken von Karl Jaspers. *Universitas* **12**, 957–966 (1957)

**Leite Lopes, J.**
(1958) A model of the universal Fermi interaction. *Nuclear Physics* **8**, 234–236 (1958)

**Lemaître, G.**
[1950] *The primeval atom*. New York 1950
(1958) The primaeval atom hypothesis and the problem of the clusters of galaxies. In *Solvay-Report 1958* [1958, S. 1–31]

**Levi, Barbara Gross**
(1989) Ramsey, Dehmelt, Paul win Nobel prize for helping to set high standards. *Physics Today*, Dezember 1989, S. 17–19

**Lewis, Clive Staples**
[1949]* *That hideous strength, a modern fairy-tale for grown-ups*. London 1949
[1956]* *Till we have faces. A myth retold*. London 1956

**Lévy, M. et al., Hrsg.**
[1993] *Quantitative particle physics – Cargese 92*. New York 1993

**Libby, W. F.**
(1958) Chemistry and the atomic nucleus. AJP **26**, 524–536 (1958)

**Lifshitz, E. M.**
(1958) Superfluidity. *Scientific American*, Juni 1958, S. 30–36

**Lipkin, H. J.**
[1958]* [Hrsg.] *Proceedings of the Rehovoth Conference on nuclear structure*, held at the Weizmann Institute of Science, Rehovoth – September 8–14, 1957. Amsterdam 1958
(1958) Rehovoth conference on nuclear structure. *Physics Today*, Januar 1958, S. 17–20
[1962] *Beta decay for pedestrians*. New York 1962
(1966) Parity and momentum, a prelude to the use of group theory in physics. In Shalit [1966, S. 27–34]

**Lipkin, H. J., S. Cuperman, T. Rothem und A. de-Shalit**
(1958) Measurement of $\beta$-ray polarization of $Au^{198}$ by double Coulomb scattering. Phys. Rev. **109**, 223–224 (1958)

**Littrow, J. J. und K. Stumpff**
[1969] *Die Wunder des Himmels. Das astronomische Weltbild unserer Zeit*. Bonn, Hannover, München 1969

**Livingston, M. S.**
[1969] *Particle accelerators: A brief history*. Cambridge 1969

**Ljubarski, G. J.**
[1962] *Anwendungen der Gruppentheorie in der Physik*. Berlin 1962

**Long, A. A., Hrsg.**
[1999] *Early Greek philosophy*. Cambridge 1999

**Low, F. E.**
(1957) Pi mesodynamics. Rev. Mod. Phys. **29**, 215–222 (1957)
(1959) The quantum theory of scattering. In *Brandeis University 1959 Summer Institute in Theoretical Physics*. Dort S. 3–79

**Lüders, G.** ↦ auch Gatto, Grawert
(1957a) Verletzung der Spiegelungssymmetrie der Naturgesetze? Naturwiss. **44**, 273–277 (1957)
(1957b) Invariance under TCP. *Rochester Conference* [1957, Session IV, S. 55–59]
(1957c) Proof of the TCP theorem. Ann. Phys. **2**, 1–15 (1957)
(1958a) Experimente mit dem Neutrino. Naturwiss. **45**, 456–458 (1957)
(1958b) Vertauschungsrelationen zwischen verschiedenen Feldern. *Zeitschrift für Naturforschung* **13**a, 254–260 (1958)
(1958c) On the Pursey–Pauli invariants in the theory of beta decay. *Nuovo Cimento* **7**, 171–189 (1958)
(1958d) Applications of the TCP theorem. *Fortbildungskurs über Hochenergetische Kernphysik*, Oberwolfach, 22.–30. September 1958
(1959) Symmetrieeigenschaften der Elementarteilchen. *Jahrbuch der Akademie der Wissenschaften in Göttingen*. Übergangsband für die Jahre 1944–1960. Göttingen 1962 Dort S. 102–104
(1961a) Teilchen und Antiteilchen. In Bopp [1961, S. 260–274]
(1961b) TCP theorem and related problems. In Caianello [1961, S. 1–26]
(1966) Symmetrieeigenschaften der Elementarteilchen und TCP-Theorem. Vortrag anläßlich der Verleihung der *Max-Planck-Medaille* 1966. Phys. Bl. **22**, 414–422 (1966)

**Lüders, G. und W. D. Schmitt-Ott**
(1963) Die Existenz zweier Neutrinoarten. Naturwiss. **50**, 463–466 (1963)

**Lüders, G. und B. Zumino**
(1957) Some consequences of TCP-invariance. Phys. Rev. **106**, 385–386 (1957)
(1958) Connection between spin and statistics. Phys. Rev. **110**, 1450–1453 (1958)

**Ludwig, G.**
(1955) Zur Deutung der Beobachtung in der Quantenmechanik. Phys. Bl. **11**, 489–494 (1955)
(1958a) Zum Ergodensatz und zum Begriff der makroskopischen Observablen. **I**. Z. Phys. **150**, 346–374 (1958)
(1958b) Zum Ergodensatz und zum Begriff der makroskopischen Observablen. **II**. Z. Phys. **152**, 98–115 (1958)

**Luzzatto, Giunio und A. Wightman**
(1958) The mathematics of quantum theory. *Physics Today*, September 1959, S. 26–28

**MacDowell, S. W. und Ch. W. Sommerfield**
(1993) Feza Gürsey. *Physics Today*, März 1993, S. 102

**Mack, G.**
(1985) From *S*-matrix elements to Green functions: The work of Kurt Symanzik 1954–1961. *Nuclear Physics* B **254**, 1–10 (1985)

**Macke, W.**
[1963] *Quanten und Relativität*. Ein Lehrbuch der Theoretischen Physik. Leipzig 1963

**Maglic, B., Hrsg.**
[1972] *Adventures in experimental physics*. Volume $\alpha$. Princeton 1972
[1973] *Adventures in experimental physics*. Volume $\gamma$: *Discovery of parity violation in weak interactions*. Princeton 1973

**Majorana, E.**
(1937) Teoria simmetrica dell'elettrone e del positrone. *Nuovo Cimento* **5**, 171–184 (1937)

**Malory, Thomas**
[1485] *Le morte D'Arthur*. Westminster 1485, London 1954. Deutsche Übersetzung: *Die Geschichte von König Artus und den Rittern seiner Tafelrunde*. Leipzig 1973

**Mandelstam, S.**
(1958) Determination of the pion–nucleon scattering amplitude from dispersion relations and unitarity. General theory. Phys. Rev. **112**, 1344–1360 (1958)

**Mandl, F.**
[1959] *Introduction to quantum field theory*. New York 1959

**Mark, Karl**
(1985) Klasse der Genies? In *Hundert Jahre Gymnasiumstraße 1885–1985*. Wien 1985. Dort S. 64–65

**Marmier, Pierre**
(1951) Fonctions d'excitation de la réaction (p, n). HPA **24**, 3–38 (1951). Dissertationsschrift, ETH Zürich

**Marshak, R. E.** $\mapsto$ auch Sudarshan
(1957) Pions. *Scientific American*, Januar 1957, S. 84–92
[1961] *Meson physics*. New York 1961

[1966] [Hrsg.] *Perspectives in modern physics. Essays in Honour of Hans A. Bethe*. New York, London, Sydney 1966
(1968) Ten years of the universal (*V*-*A*) theory of weak interactions. In Puppi [1968, S. 177–200]
[1993] *Conceptual foundations of modern physics*. Singapur 1993
(1994) „The pain and joy of a major scientific discovery." In Sudarshan [1994, S. 315–323]

**Marshak, R. E., Riazuddin und C. P. Ryan**
[1969] *Theory of weak interactions in particle physics*. New York 1969.

**Marshak, R. E. und E. C. G. Sudarshan**
[1961] *Introduction to elementary particle physics*. New York 1961. – Deutsche Übersetzung: *Einführung in die Physik der Elementarteilchen*. Mannheim 1964

**Marshall, L.**
(1957) The Panofsky ratio. *Rochester Conference* [1957, Session II, S. 32–39]

**Marshall, W. Ch.**
(1957/58) The kinetic theory of an ionized gaz. Part I, II, III. *Atomic Energy Establishment*, Harwell, Berkshire 1957, 1958
(1961) The unrestricted Hartree–Fock method. Proc. Phys. Soc. (London) **78**, 113–119 (1961)

**Martin, A.**
(2001) Souvenirs d'un ancien de l'École des Houches. *Bulletin de la société française de physique* **130**, 17–19, Juli–August 2001

**Martin, Paul C.**
(1967) Sum rules, Kramers–Kronig relations, and transport coefficients in charged systems. Phys. Rev. **161**, 143–155 (1967)

**Martin, Paul C. und J. Schwinger**
(1959) Theory of many-particle systems. **I**. Phys. Rev. **115**, 1342–1373 (1959)

**Marty, N. und C.**
(1958) Frédéric Joliot (1900–1958). *Nuclear Physics* **9**, 1–5 (1958/59)

**Matsubara, T.** ↦ auch Blatt
(1955) A new approach to quantum-statistical mechanics. *Progr. Theor. Phys.* **14**, 351–378 (1955)

**Matsubara, T. und J. M. Blatt**
(1960) Bose Einstein condensation of correlated pairs. Progr. Theor. Phys. **23**, 451–474 (1960)

**Matthews, P. T.**
(1957) The parity of elementary particles. *Nuovo Cimento* **6**, 642–649 (1957)

**Matthews, P. T. und A. Salam**
(1956/57) The coupling constants of strong interactions. *Nuclear Physics* **2**, 582–585 (1956/57)
(1958a) An analysis of the strong interaction data. *Nuovo Cimento* **7**, 789–793 (1958)
(1958b) K-meson dispersion relations: I. Theory; II. Applications: Phys. Rev. **110**, 565–568; 569–572 (1958)

**Matthias, Bernd Teo**
(1957) Superconductivity. *Scientific American*, November 1957, S. 92–103
(1964) Superconductivity. II. The facts. *Science* **144**, S. 378–381 (1964)

**Matthias, B. T., T. H. Geballe und V. B. Compton**
(1963) Superconductivity. Rev. Mod. Phys. **35**, 1–22 (1963)

**Mattis, D. C.**
[1965] *The theory of magnetism*. New York 1965

**Mattis, D. C. und J. Bardeen**
(1958) Theory of the anomalous skin effect in normal and superconducting metals. Phys. Rev. **111**, 412–417 (1958)

**Maurer, M., Hrsg.**
[2002] *Aufriß der historischen Wissenschaften*. Band **4**: Quellen. Stuttgart 2002

***Max-Planck-Gesellschaft***
[1958] *Mitteilungen aus der Max-Planck-Gesellschaft*. Jahrgang 1958. Göttingen 1958

**May, G.**
[1978] *Schöpfung aus dem Nichts. Die Entstehung der Lehre von der creatio ex nihilo*. 1978

**Mayer, M. G. und V. L. Telegdi**
(1957) „Twin" neutrinos: A modified two-component theory. Phys. Rev. **107**, 1445–1447 (1957)

**McCauley, Graham P.**
(1961) Parity. AJP **29**, 173–181 (1961)

**McCrea, W. H.**
(1958) Cosmology. *Endeavour*, Januar 1958, S. 5–11

**McLennan, James A., Jr.**
(1956) Conformal invariance and conservation laws for relativistic wave equations for zero rest mass. *Nuovo Cimento* **3**, 1360–1379 (1956)
(1957) Parity nonconservation and the theory of the neutrino. Phys. Rev. **106**, 821–822 (1957)
(1958) Improper Lorentz transformations. Phys. Rev. **109**, 986–989 (1958)

**Mehra, J. und K. A. Milton**
[2000] *Climbing the mountain*. The scientific biography of Julian Schwinger. Oxford 2000

**Mehring, W.**
[1951]* *The lost library. The autobiography of a culture*. Translated by Richard and Clara Winston. Indianapolis, New York 1951

**Meier, C. A.**
[1959] *Jung and analytical psychology*. Newton Centre, Massachusetts 1959

**Meisl, J.**
[1921/25] *Geschichte der Juden in Polen und Rußland*. 3 Bände. Berlin 1921–1925

**Meiss, M.**
[1957] *Andrea Mantegna as illuminator; an episode in renaissance art, humanism, and diplomacy*. New York 1957

**Meitner, L.** ↦ auch Hahn (1958)
(1958) Max Planck als Mensch. *Naturwiss.* **45**, 406–408 (1958)

**Melvin, M. A.**
(1960) Elementary particles and symmetry principles. Rev. Mod. Phys. **32**, 477–518 (1960)

**Menzinger, F., Hrsg.**
[1995] *L'Italia al CERN. Le ragioni di un successo*. Frascati 1995

**Mereschkowski, D. S.**
[1918]* *Julian Apostata*. Leipzig 1918

**Mersits, U.**
(1984) Construction of the CERN Synchro-Cyclotron (1952–1957). *Studies in CERN History* CHS-13, August 1984

**Meyenn, K. von** ↦ auch Enz
(1980) Wolfgang Pauli 1900–1980. *ETH Zürich*, Nr. **154**, April 1980, S. 5–7
(1985) Wolfgang Pauli (1900–1958). „Antimetaphysisch statt katholisch getauft". In *Hundert Jahre Gymnasiumstraße 1885–1985*. Wien 1985. Dort S. 47–56
(1992) Schrödingers Beiträge zur Atomtheorie vor der Entstehung seiner Wellenmechanik. In Bitbol und Darrigol [1992, S. 193–235]
(1988) Paulis Briefe als Wegbereiter wissenschaftlicher Ideen. In Enz und von Meyenn [1988, S. 20–39]
(2003a) The origins of nuclear physics and Carl Friedrich von Weizsäcker's semi-empirical mass formula. In Castell und Ischebeck [2003, S. 83–114]
(2003b) Heisenbergs Zusammenarbeit mit Pauli während der Leipziger Jahre. *Berichte über die Verhandlungen der Sächsischen Akademie der Wissenschaften zu Leipzig*, 2003 (im Druck)

**Meyenn, K. von und E. Schücking**
(2001) Wolfgang Pauli. *Physics Today*, Februar 2001, S. 43–48; August 2001, S. 11 und 70f.

**Meyenn, K. von, R. U. Sexl und K. Stolzenburg, Hrsg.**
[1985] *Niels Bohr 1885–1962. Der Kopenhagener Geist in der Physik*. Braunschweig/Wiesbaden 1985

**Meyer, E.**
[1920/23] *Ursprung und Anfänge des Christentums*. 3 Bände. Stuttgart 1920–1923

**Meyer-Abich, Klaus M., Hrsg.**
[1982] Für Carl Friedrich von Weizsäcker zum 70. Geburtstag: *Physik, Philosophie und Politik*. München, Wien 1982

**Michel, L.** ↦ Bouchiat (1957, 1958), Stora und Telegdi (2000)
(1952) Coupling properties of nucleons, mesons and leptons. *Progress in Cosmic Ray Physics* **1**, 127–190 (1952)
(1957) Weak interactions between „old" particles and beta decay. Rev. Mod. Phys. **29**, 223–230 (1957)
(1958) Weak interactions: Leptonic modes – theoretical I. In *CERN Konferenz 1958* [1958, S. 251–255]
(1987) Charge conjugation. In Doncel et al. [1987, S. 361–377]
(1996) Wigner memorial lecture. Lecture given at Goslar (Germany) on July 16, 1996 to close the Wigner medal award ceremony during the *21st International Colloquium on Group Theoretical Methods in Physics*

**Millikan, R. A.**
[1950] *Autobiography of Robert A. Millikan*. New York 1950

**Milne, E. A.**
[1935] *Relativity, Gravitation and World Structure*. Oxford 1935

**Minardi, E.** ↦ auch Ascoli
(1956a) Su una teoria bilocale dell'interazione tra una particella con spin 1/2 e il campo elettromagnetico. *Nuovo Cimento* **3**, 968–978 (1956)
(1956b) Sulla teoria bilocale dell'elettrone. *Nuovo Cimento* **4**, 1127–1132 (1956)
(1958) Mass selection rules in the bilocal theory – I; II. *Nuovo Cimento* **7**, 715–717; 898–900 (1958)

**Mises, R. v.**
(1919) Grundlagen der Wahrscheinlichkeitsrechnung. *Mathematische Zeitschrift* **5**, 52–99 (1919)
[1928] *Wahrscheinlichkeit, Statistik und Wahrheit*. Wien 1928
[1939] *Kleines Lehrbuch des Positivismus. Einführung in die empiristische Wissenschaftsauffassung*. Den Haag 1939. Neu herausgegeben und eingeleitet von Friedrich Stadler. Frankfurt a. M. 1990
[1960] *Lectures on mathematical theory of probability and statistics*. Herausgegeben von Hilda Geiringer. New York 1960

**Misner, Charles William** ↦ Finkelstein
(1957) Preliminary draft on the H-principle. Anlage zum Brief [2705]
(1957) Feynman quantization of general relativity. Rev. Mod. Phys. **29**, 497–509 (1957)

**Misner, Ch. W. und J. A. Wheeler**
(1957) Classical physics as geometry. Gravitation, electromagnetism, unquantized charge, and mass as properties of curved empty space. *Annals of Physics* **2**, 525–603 (1957)

**Moe, M. K. und S. P. Rosen**
(1990) Der doppelte Beta-Zerfall. *Spektrum der Wissenschaft*, Januar 1990, S. 62–71

**Mohan, G.**
(1958) On the creation operators of physical particles. *Nuovo Cimento* **7**, 491–500 (1958)
(1961) Dispersion relation and analyticity of a production amplitude. *Nuovo Cimento* **19**, 331–343 (1961)

**Møller, Chr.** ↦ Kragh (1992), Roqué (1992)
(1945) General properties of the characteristic matrix in the theory of elementary particles. **I**. *Det Kongelige Danske Videnskabernes Selskab, matematisk-fysiske Meddelelser* **23**, Nr. 1, S. 1–48 (1945)
(1946) General properties of the characteristic matrix in the theory of elementary particles. **II**. *Det Kongelige Danske Videnskabernes Selskab, matematisk-fysiske Meddelelser* **24**, Nr. 19, S. 1–46 (1946)
(1972) Gunnar Källén in memoriam. In Källén [1972, S. XI–XV]

**Morette-de Witt, C.**
(2001) L'École d'été de physique théorique. *Bulletin de la société française de physique* **130**, 15–16, Juli–August 2001

**Mörike, E.**
[1873] *Das Stuttgarter Hutzelmännlein*. Stuttgart 1873

**Moriyasu, K.**
[1983] *An elementary primer for gauge theory*. Singapur 1983

**Morpurgo, G. und B. Touschek**
(1958) Parity conservation in strong interactions. Internal Report, *Istituto di Fisica Nucleare*, Sezione di Roma 1958

**Morrison, Ph.**
(1956) The neutrino. *Scientific American*, Juni 1956, 58–68
(1957) The overthrow of parity. *Scientific American*, April 1957, 45–53
(1958) Approximate nature of physical symmetries. AJP **26**, 358–368 (1958)
(1965) Law of conservation of parity. *Encyclopaedia Britannica*, Volume **17**, 305–306 (1965)

***Moskauer Allunionskonferenz 1958***
[1962] *Philosophische Probleme der modernen Naturwissenschaft*. Materialien der Allunionskonferenz zu den philosophischen Fragen der Naturwissenschaft, Moskau 1958. Berlin 1962

**Moszkowski, S. A.**
(1957) Models of nuclear structure. In *Handbuch der Physik*, Band **39**: *Bau der Atomkerne*. Berlin, Göttingen, Heidelberg 1957. Dort S. 411–550

**Mott, N.**
(1982) Walter Heinrich Heitler, 2 January 1904 – 15 November 1981. BMFRS **28**, 141–151 (1982)

**Mowrer, Edgar Ansel**
[1928]* *Amerika. Vorbild und Warnung*. Berlin 1928

**Muehlhause, C. O. und S. Oleksa**
(1957) Antineutrino flux from a reactor. Phys. Rev. **105**, 1332–1334 (1957)

**Müller, G. H.**
(1978) Paul J. Bernays (1888–1977). *Mathematical Intelligencer* **1**, 27–28 (1978)

**N. N.**
(1957) Parity not conserved. *Science* **125**, 185 (1957)

**Nambu, Y.**
(1957) Possible existence of a heavy neutral meson. Phys. Rev. **106**, 1366–1367 (1957)
(1958) Dispersion relations for form factors. *Nuovo Cimento* **9**, 610–623 (1958)
(1960) Quasi-particles and gauge invariance in the theory of superconductivity. Phys. Rev. **117**, 648–663 (1960)
(1982) Concluding remarks (18. Solvay-Kongreß 1982). *Physics Reports* **104**, 237–258 (1984)
(1989) Gauge principle, vector-meson dominance, and spontaneous symmetry breaking. In Brown et al. [1989, S. 639–642]
[1995] *Broken symmetry*. Selected papers of Y. Nambu. Hrsg. von T. Eguchi und K. Nishijima. Singapur 1995
(1995) Profile: Yoichiro Nambu. *Physics Today*, Februar 1995, S. 23–26
(1997) [Comments:] Spontaneous symmetry breaking. In Hoddeson et al. [1997, S. 510–516]

**Nambu, Y., K. Nishijima und Y. Yamaguchi**
(1951) On the nature of the V-particles, I. *Progr. Theor. Phys.* **6**, 615–619 (1951)

**Needell, A.**
(1983) Nuclear reactors and the founding of Brookhaven National Laboratory. HSPS **14**, 93–122 (1983)

**Ne'eman, Yuval**
[1961] *The applications of Lie groups to invariance principles in physics*. Thesis, University of London
[1981] [Hrsg.] *To fulfill a vision. Jerusalem Einstein Centennial Symposium on gauge theories and unification of physical forces*. London 1981
(1987) Hadron symmetry, classification and compositness. In Doncel et al. [1987, S. 499–540]
(1989) The classification and structure of hadrons. In Brown et al. [1989, S. 630–638]

**Neukam, P., Hrsg.**
[1981] *Begegnungen mit Neuem und Altem*. Zürich 1981

**Neumann, J. von** ↦ Ulam (1958)
(1929) Beweis des Ergodensatzes und des $H$-Theorems in der neuen Mechanik. Z. Phys. **57**, 30–70 (1929)
[1932]* *Die mathematischen Grundlagen der Quantenmechanik*. Berlin 1932

**Neumann, J. von und E. Wigner**
(1928) Zur Erklärung einiger Eigenschaften der Spektren aus der Quantenmechanik des Drehelektrons. [I], II, [III]. Z. Phys. **47**, 203–220; **49**, 73–94; **51**, 844–858 (1928)

**Newman, Ezra und P. G. Bergmann**
(1957) Observables in singular theories by systematic approximation. Rev. Mod. Phys. **29**, 443–449 (1957)

**Nicolaus Cusanus** ↦ Flasch [2001], Volckmann-Schluck [1957]
[1957] *Die Kunst der Vermutung*. Auswahl aus den Schriften. Bremen 1957

**Nietzsche, Friedrich**
[1930] *Also sprach Zarathustra. Ein Buch für Alle und Keinen.* Leipzig 1930

**Nilsson, S. G.**
(1955) Binding states of individual nucleons in strong deformed nuclei. *Det Kongelige Danske Videnskabernes Selskab, matematisk-fysiske Meddelelser* **29**, Nr. 16, S. 1–68 (1955)

**Nishijima, K.**
(1957a) Properties of leptons and baryons. *Rochester Conference* [1957, Session IX, S. 47–48]
(1957b) On the asymptotic conditions in quantum field theory. Progr. Theor. Phys. **17**, 765–802 (1957)
(1957c) On the theory of leptons. *Nuovo Cimento* **5**, 1349–1354 (1957)
(1957d) Vanishing of the neutrino rest mass. Phys. Rev. **108**, 907–908 (1957)
(1958) Formulation of field theories of composite particles. Phys. Rev. **111**, 995–1011 (1958)

**N. N.**
(1958) Einstein II. *Hamburger Abendblatt*, 24. November 1958

***Nobel lectures. Physics***
[1964] *1942–1962*. Amsterdam 1964
[1972] *1963–1970*. Amsterdam 1972
[1992] *1971–1980*. Editor Stig Lundquist. Singapur 1992
[1993] *1981–1990*. Editor Gösta Ekspong. Singapur 1993
[1997] *1991–1995*. Editor Gösta Ekspong. Singapur 1997

**Noll, R.**
[1997] *The aryan Christ. The secret life of Carl Gustav Jung*. Macmillan 1997

**North, J. D.**
[1965] *The measure of the universe. A history of modern cosmology*. Oxford 1965

**Nozières, P. und D. Pines**
(1958) Electron interaction in solids. General formulation. Phys. Rev. **109**, 741–761 (1958)

**Novick, R., Hrsg.**
[1988] *Thirty years since parity nonconservation: A symposium for T. D. Lee*. Boston 1988

**Novey, T. B.** ↦ Burgy et al.

***Oberwolfach***
[1958] *Fortbildungskurs über hochenergetische Kernphysik*. Oberwolfach, 22.–30. September 1958. Ausarbeitungen

**Oehme, R.** ↦ auch Bremermann et al. (1958), Lee et al. (1957)
(1956) Causality and dispersion relations for the scattering of mesons by fixed nucleons. *Nuovo Cimento* **4**, 1316–1328 (1956)
(1957) Dispersion relations in $N$-$N$ scattering. *Rochester Conference* [1957, Session IV, S. 35–40]
(1961) The compound structure of elementary particles. In Bopp [1961, S. 240–259]

**Ogawa, Shûzô Bunji Sakita und Yukio Taguchi**
(1954) Notes on the unstable particles. Progr. Theor. Phys. **12,** 691–693 (1954)

**Okun, L. B.**
(1957) Fremde Teilchen. *Uspekhi Fizicheskikh Nauk* **61**, 535 (1957). Deutsche Übersetzung: *Fortschritte der Physik* **6**, 683–716 (1958)
(1958a) Mass reversal and compound model of elementary particles. In *CERN Konferenz 1958* [1958, S. 223–228]
(1958b) On the polarization of $\mu$-mesons in $K_3^-$-decays. *Nuclear Physics* **5**, 455–463 (1958)
(1959) Strange particles: decays. *Annual Review of Nuclear Science* **9**, 61–98 (1959)

**Okun, L. B. und I. M. Smushkevich**
(1956) Capture of $K^-$-mesons and hyperon–nucleon interaction. *Zhurnal eksperimentalnoi i teoreticheskoi fiziki* **30**, 979–981 (1956). Englische Übersetzung: *Soviet Physics JETP* **3**, 792–793 (1956)

**Omnès, R. und M. Froissart**
[1963] *Mandelstam theory and Regge poles*. New York 1963

**Oneda, S.**
(1958/59) Strange particle decays and the universal V-A four fermion interaction. *Nuclear Physics* **9**, 476–497 (1958/59)

**Oneda, S. und S. Kamefuchi**
(1958) Some remarks on K-meson decays. *Nuclear Physics* **5**, 301–318 (1958)

**Oppenheimer, J. R.** ↦ Dyson et al. (1964)
(1958) Concluding remarks. In *CERN Konferenz* [1958, S. 291–294]

**O'Raifeartaigh, L. und N. Straumann**
(2000) Gauge theory: Historical origins and some modern developments. Rev. Mod. Phys. **72**, 1–23 (2000)

**Osis, K. und E. Haraldsson**
[1977] *At the hour of death*. 1977. Deutsche Übersetzung: *Der Tod – ein neuer Anfang*. Freiburg 1978

**Ostrogradsky, Michel**
(1850) Mémoires sur les équations differentielles relatives au problème des isoperimètres. *Mémoires de l' Academie de St. Pétersbourg* **IV**, 385ff. (1850)

**Otte, M.**
(1993) Kontinuitätsprinzip und Prinzip der Identität des Ununterscheidbaren. *Studia Leibnitiana* **25**/1, 70–89 (1993)

**Ouchi, Tadashi**
(1957) Selection rule imposed by mass reversal. Progr. Theor. Phys. **17**, 743–750 (1957)

***Padua-Venedig-Konferenz***
[1958] *International conference on mesons and recently discovered particles e 43° congresso nazionale di fisica*. Comunicazioni. Padova-Venezia, 22–28 Settembre 1957. Padua 1958

**Paetzold, H.**
[1995] *Ernst Cassirer – Von Marburg nach New York. Eine philosophische Biographie*. Darmstadt 1995

**Page, L. A.**
(1958) Proposed experiment bearing directly on helicity of neutrinos. *Nuovo Cimento* **7**, 727–728 (1958)
(1959) Electron and positron polarization. Rev. Mod. Phys. **31**, 759–781 (1959)

**Pais, A.** ↦ Dyson et al.; Feinberg et al.; Georgi
(1957a) Three pion decay modes of neutral K mesons. *Rochester Conference* [1957, Session VIII, S. 1–3]
(1957b) Connection between strangeness and parity. *Rochester Conference* [1957, Session IX, S. 36–38]
(1958a) The scientific work of T. D. Lee and C. N. Yang. *Nuclear Physics* **5**, 297–300 1958)
(1958b) Symmetries of the strong interactions. Phys. Rev. **110**, 574–578 (1958)
(1958c) Note on relations between baryon–meson coupling constants. Phys. Rev. **110**, 1480–1481 (1958)
(1958d) Relative parity of charged and neutral K-particles. Phys. Rev. **112**, 624–541 (1958)
(1958e) Parity and other symmetries in strong interactions. *Physical Review Letters* **1**, 418–420 (1958)
(1961a) On symmetries shared by strong and weak interactons. Rev. Mod. Phys. **33**, 493–497 (1961)
(1961b) Weak interactions. In *Solvay-Report 1961* [1961, S. 101–124]
(1968) Invariance principles. In *Spectroscopic and group theoretical methods in physics*. Amsterdam 1968. Dort S. 317–336
(2000a) Res Jost. In Pais [2000, S. 106–120]
(2000b) Wolfgang Pauli. In Pais [2000, S. 210–262]
(2000c) Viktor Weisskopf. In Pais [2000, S. 326–329]

**Pais, A. und O. Piccioni**
(1955) Note on the decay and absorption of the $\theta^0$. Phys. Rev. **100**, 1487–1489 (1955)

**Pais, A. und S. B. Treiman**
(1957a) Angular correlations in $K^0$-decay processes. Phys. Rev. **105**, 1616–1619 (1957)
(1957b) Three-pion decay modes of neutral K mesons. Phys. Rev. **106**, 1106–1107 (1957)
(1958) Polarization effects in $\Sigma^-$ capture. Phys. Rev. **109**, 1759–1762 (1958)

**Pais, A. und G. E. Uhlenbeck**
(1950) On field theories with non-localized action. Phys. Rev. **79**, 145–165 (1950)

**Pake, G. E.**
(1958) Magnetic resonance. *Scientific American*, August 1958, S. 58–66

**Paley, Morton D. und David Bindman, Hrsg.**
[1997] *The illuminated books of William Blake*. Band **1**. Jerusalem: *The emanation of the giant Albion*. Princeton 1997

**Panofsky, E.**
(1953) Drei Jahrzehnte Kunstgeschichte in den Vereinigten Staaten. Eindrücke eines versprengten Europäers. In Panofsky [1955/78, S. 378–406]
[1955/78] *Meaning of the visual arts*. New York 1955. – Deutsche Ausgabe: *Sinn und Deutung in der bildenden Kunst*. Köln 1978
[2001] *Korrespondenz 1910 bis 1968*. Eine kommentierte Auswahl in fünf Bänden. Herausgegeben von Dieter Wuttke. Band **I**: *Korrespondenz 1910 bis 1936*. Wiesbaden 2001. Band **II**: *Korrespondenz 1937 bis 1949*. Wiesbaden 2003.

**Park, David**
(1958) Recent advances in physics. AJP**26**, 210–234 (1958)
(1959) Recent advances in physics. AJP**27**, 234–255 (1959)
(1968) Resource letter SP-1 on symmetry in physics. AJP **36**, 577–584 (1968)

**Paul, W.** ↦ Levi (1989), N. N. (1958)
(1959) Erzeugung von Elementarteilchen im Laboratorium. Vortrag, gehalten auf der 100. Versammlung der *Gesellschaft Deutscher Naturforscher und Ärzte* am 30. September 1958 in Wiesbaden. Naturwiss. **46**, 277–283 (1959)

**Paul, W. und H. Steinwedel**
(1955) Interaction of electrons with matter. In Siegbahn [1955, S. 1–23]

**Pauli, W.** ↦ Bernstein (1986), Enz [2002], Erkelens [2002], Fierz (1959), Fierz und Weisskopf (1959), Heisenberg (1959), Heitler (1060), Huber (1989), Jacob (2000), Jordan (1975), Kemmer (1988), Landau (1959a), Meyenn (1985), Pais (2000b), Scherrer (1959), Urban (1959), Weisskopf (1985), Weizsäcker (1959)
[1921/00] *Relativitätstheorie*. Sonderabdruck aus der *Encyklopädie der mathematischen Wissenschaften*. Mit einem Vorwort von A. Sommerfeld. Leipzig, Berlin 1921. – Neu herausgegeben und kommentiert von Domenico Giulini. Berlin, Heidelberg, New York 2000
(1928) Über das H-Theorem vom Anwachsen der Entropie vom Standpunkt der neuen Quantenmechanik. In *Probleme der modernen Physik, Arnold Sommerfeld zum 60. Geburtstage, gewidmet von seinen Schülern*. Leipzig 1928. Dort S. 30–45
(1934b) Raum, Zeit und Kausalität in der modernen Physik. *Scientia* **59**, 65–76 (1936)
(1941) Relativistic field theories of elementary particles. Rev. Mod. Phys. **13**, 203–232 (1941)
(1947a) Exclusion principle and quantum mechanics. *Nobel lecture*, delivered at Stockholm, December 13, 1946. Neuchatel 1947. CSP: **II**/1080–1096. {Auch

enthalten in *Les Prix Nobel en 1946*, dort S. 131–147; Deutsche Übersetzung in Pauli [1961/84, S. 129–146]}
(1957) [Anonym:] Pauli effect observed in Israel for the first time. *Rehovoth Conference* [1958, S. 593–594]

**Pauli, W. und M. Fierz**
(1937) Über das H-Theorem in der Quantenmechanik. Z. Phys. **106**, 572–587 (1937)

**Peers, Allison**
[1956]* *Die spanischen Mystiker*. Zürich 1956

**Peierls, R.** ↦ auch Byers
(1958) A discussion on parity-non-conservation. *Proc. Roy. Soc.* A **246**, 441–494 (1958)
[1959] *Die Naturgesetze*. Der Bau der Materie und seine Gesetzmäßigkeit. Wien 1959
(1963) The state of physics. In Runcorn [1963, S. 97–112]
(1966) Die Kernmaterie. Phys. Bl. **22**, 57–65 (1966)
(1980) The early days of neutrino physics. Contemp. Phys. **24**, 221–228 (1983). Auch in Fiorini [1982, S. 1–10]
(1988) Was ich von Pauli lernte. In Enz und von Meyenn [1988, S. 68–74]
(1991) Bell's early work. *Europhysics News* **22**, 69–70 (1991)
[1997] *Selected scientific papers of Sir Rudolf Peierls*. With commentary. Editors R. H. Dalitz, Sir Rudolf Peierls. Singapur 1997

**Penman, S.**
(1961) The muon. *Scientific American*, Juli 1961, S. 46–55

**Perrin, F.**
[1939]* *Mécanique statistique quantique*. Paris 1939
[1998] *Écrites de Francis Perrin*. Rassemblés par Jean Pierre Baton e Monique Neveu. Paris 1998

**Pestre, D.**
(1999) Commemorative practices at CERN. Between physicist's memories and historians' narratives. *Osiris* **14**, 203–216 (1999)

**Petermann, A.**
(1957b) Magnetic moment of the electron. *Nuclear Physics* **3**, 689–690 (1957)
(1957d) Magnetic moment of the $\mu$ meson. Phys. Rev. **105**, 1931 (1957)

**Pfeiffer, Heinrich**
[1977] *Denken und Umdenken. Zu Werk und Wirkung von Werner Heisenberg*. München/Zürich 1977

***Physikertagung Heidelberg***
[1957] *Hauptvorträge der Jahrestagung 1957 des Verbandes Deutscher Physikalischer Gesellschaften*. Herausgegeben von E. Brüche und W. Wessel. Mosbach 1958

**Pines, D.** ↦ auch Bardeen
(1953) A collective description of electron interactions. IV. Electron interactions in metals. Phys. Rev. **92**, 626–636 (1953)
(1958) Superconductivity in the periodic system. Phys. Rev. **109**, 280–287 (1958)
(1989) Richard Feynman and condensed matter physics. *Physics Today*, Februar 1989, S. 61–66

(1992) An extraordinary man: Reflections on John Bardeen. *Physics Today*, April 1992, S. 64–70

**Pines, D. und J. R. Schrieffer**
(1958) Gauge invariance in the theory of superconductivity. *Nuovo Cimento* **10**, 407–408 (1958)

**Pippard, A. B.**
(1955) Ultrasonic attenuation in metals. Phil. Mag. **46**, 1104–1114 (1955)
(1993) John Bardeen, 23 May 1908 – 30 January 1991. BMFRS **39**, 21–34 (1993)

**Planck, M.** ↦ auch Heisenberg (1958c), Hertz (1958), Iwanenko (1958c), Laue (1958), Meitner (1958), Weisskopf (1958b) und Westphal (1958)
[1959] *Max-Planck-Festschrift 1958* ↦ Kockel et al.

**Poe, Edgar Allan**
[1842] *The masque of the red death*. Philadelphia 1842

**Poirion, D. und P. Walter, Hrsg.**
[2001] *Le livre du Graal*. **I**. Joseph d'Arimathie, Merlin, Les premiers faits du roi Arthur. Paris 2001

**Polanyi, M.**
[1961] *The logic of personal knowledge: Essays in honour of Michael Polanyi*. London 1961
(1962) Tacit knowing: Its bearing on some problems of philosophy. Rev. Mod. Phys. **34**, 601–616 (1962)

**Polenz, M., Hrsg.**
[1950] *Stoa und Stoiker. Die Gründer Panaitios Poseidonios*. Zürich 1950

**Polkinghorne, J. C.** ↦ auch Kibble, Salam
(1956) General dispersion relations. *Nuovo Cimento* **4**, 216–230 (1956)
(1957a) Causal amplitudes and the Yang–Feldman formalism. Proc. Cambr. Phil. Soc. **53**, 843–847 (1957)
(1957b) On the strong interactions. *Nuovo Cimento* **6**, 864–868 (1957)
(1958a) A theoretical basis for a possible theory of $\beta$-decay. *Nuclear Physics* **5**, 288–293 (1958)
(1958b) Renormalization of axial vector coupling. *Nuovo Cimento* **8**, 179–180 (1958)
(1958c) Renormalization of axial vector coupling. II. *Nuovo Cimento* **8**, 781 (1958)
(1958d) CERN conference on high-energy nuclear physics. Geneva, Switzerland, June 30 – July 5, 1958. *Physics Today*, November 1958, S. 20–23

**Pontecorvo, B.**
(1960) Electron and muon neutrinos. *Soviet Physics JETP* **37**, 1236–1240 (1960)

**Postma, H., W. J. Huiskamp, A. R. Miedema, M. J. Steenland, H. A. Tolhoek und C. J. Gorter**
(1957) Asymmetry of the positron emission by polarized $^{58}$Co nuclei. *Physica* **23**, 259–260 (1957)
(1958) Asymmetry of the positron emission from polarized $^{58}$Co and $^{52}$Mn nuclei. *Physica* **24**, 157–168 (1957)

**Pradhan, T.**
(1958/59) On the one-dimensional spinor model of Thirring. *Nuclear Physics* **9**, 124–139 (1957)

**Preston, M. A.**
(1957) A proposed $\beta$-decay interaction. Canad. J. Phys. **35**, 1017–1020 (1957)
[1962] *Physics of the nucleus*. Reading 1962

**Preston, R. S. und S. S. Hanna**
(1958) Polarization of positrons from $Ga^{66}$, $Ga^{68}$, $P^{29}$, and $Al^{25}$. Phys. Rev. **110**, 1406–1408 (1958)

**Primakoff, H.**
(1959) Theory of muon capture. Rev. Mod. Phys. **31**, 802–822 (1959)

**Primakoff, H. und S. P. Rosen**
(1959) Double beta decay. *Reports on Progress in Physics* **22**, 121–166 (1959)

**Puppi, Giampetro**
(1948) On cosmic ray mesons. *Nuovo Cimento* **5**, 587–588 (1948)
(1949) Cosmic ray mesons. *Nuovo Cimento* **6**, 194–199 (1949)
(1957) Coupling constant determination. *Rochester Conference* [1957, Session II, S. 27–28]

**Purcell, E. M. und N. F. Ramsey**
(1950) On the possibility of electric dipole moments for elementary particles and nuclei. Phys. Rev. **78**, 807 (1950)

**Pursey, D. L.** ↦ auch Kahana
(1957a) Invariance properties of Fermi interactions. *Nuovo Cimento* **6**, 266–277 (1957) (1957b) Remarks on lepton conservation and two component theory. In *Rehovoth Conference* [1958, S. 417–418]
(1958a) Decay of the pi meson. Phys. Rev. **110**, 1178 (1958)
(1958b) On generalized Foldy–Wouthuysen transformations. *Nuclear Physics* **8**, 595–601 (1958)

**Rabi, I. I.** ↦ Ramsey (1988)
[1960] *My life and times as a physicist*. Claremont College 1960
[1977] *A Festschrift for I. I. Rabi*. Transactions of the New York Academy of Sciences. Series II, Volume **38**. New York 1977

**Racah, G.** ↦ Talmi (1966)
(1937) Symmetry between particles and anti-particles. *Nuovo Cimento* **14**, 322–328 (1937)
(1949) Theory of complex spectra. IV. Phys. Rev. **76**, 1352–1365 (1949)
[1951]* *Group theory and spectroscopy*. Notes by Eugen Merzbacher and David Park. *The Institute for Advanced Study*, Princeton, Spring 1951
(1956) Remarques sur une formulation mathématique du modèle de Gell-Mann. *Nuclear Physics* **1**, 302–303 (1956)
(1958a) Theory of Lie groups. *Nuovo Cimento* (Supplemento) **14**, 67–74 (1959)
(1958b) Four dimensional orthogonal groups. *Nuovo Cimento* (Supplemento) **14**, 75–80 (1959)
(1965) Group theory and spectroscopy. *Ergebnisse der exakten Naturwissenschaften* **37**, 28–84 (1965)

**Radicati, L. A.**
(1987) Remarks on the early developments of the notion of symmetry breaking. In Doncel et al. [1987, S. 195–206]

**Radicati, L. A. und B. Touschek**
(1957) On the equivalence theorem for the massless neutrino. *Nuovo Cimento* **5**, 1693–1699 (1957)

**Rae, E. R.**
(1957) Neutron interactions with the nucleus … a conference report. *Physics Today*, Dezember 1957, S. 16–18

**Raimund, F.**
(1837) Der Verschwender. Original-Zaubermärchen in drei Aufzügen. Wien 1837. Auch in Raimund [1960, S. 507–598]
[1960] *Sämtliche Werke*. München 1960

**Rainwater, J.**
(1957) Mu-meson physics. *Annual Review of Nuclear Science* **7**, 1–30 (1957)

**Ramsey, N. F.** ↦ auch Purcell (1950), Smith et al. (1957); Levi (1989)
(1958) Time reversal, charge conjugation, magnetic pole conjugation and parity. Phys. Rev. **109**, 225–226 (1958)
(1988) I. I. Rabi. *Physics Today*, Oktober 1988, S. 82, 84 und 86
(1990) Electric dipole moment of the neutron. *Annual Review of Nuclear and Particle Science* **40**, 1–14 (1990)
(1993) Early magnetic resonance experiments: roots and offshoots. *Physics Today*, Oktober 1993, S. 40–43
[1998] *Spectroscopy with coherent radiation. Selected papers of Norman F. Ramsey with commentary*. Singapur 1998

**Ranke, L. von**
[1854] Über die Epochen der neueren Geschichte. Auch in L. von Ranke, *Weltgeschichte*. Band IX.2. Leipzig 1888

**Rasche, G.**
(1971) Zur Geschichte des Begriffes *Isospin*. AHES **7**, 257–276 (1971)

**Rasche, G. und G. Scharf**
(2003) Nachruf Prof. Dr. Armin Thellung (1924–2003). *Vierteljahrschrift der Naturforschenden Gesellschaft in Zürich* **184**, 133–134 (2003)

**Rasche, G. und H. H. Staub**
(1983) Physik und Astronomie. In *Festschrift zur 150-Jahr-Feier der Universität Zürich* [1983, S. 624–637]

**Rechenberg, H.**
(1966) Aus der Physik der Elementarteilchen. **V**: Quantenelektrodynamik und die Verwendung der Graphen. Phys. Bl. **22**, 210–219 (1966)
(1989) The early *S*-matrix theory and its propagation (1942–1952). In Brown et al. [1989, S. 551–578]

**Rees, M.**
(2001) Fred Hoyle. *Physics Today*, November 2001, S. 75–76

***Rehovoth Conference* [1958]** ↦ Lipkin [1958], Wigner (1958)

**Reichenbach, H.**
[1956]* *The direction of time*. Herausgegeben von Maria Reichenbach. Berkeley-Los Angeles 1956

**Reid, C.**
[1979] *Richard Courant, 1888–1972. Der Mathematiker als Zeitgenosse*. Berlin, Heidelberg, New York 1979

**Reines, F.** ↦ auch Cowan
[1972] [Hrsg.] *Cosmology, fusion & other matters*. George Gamow memorial volume. Boulder, Colorado 1972
(1995) The neutrino: From Poltergeist to particle. *Nobel lecture*, 8. Dezember 1995. In *Nobel lectures. Physics 1991–1995*, [1997, S. 202–221]

**Reines, F. und C. L. Cowan**
(1957) Neutrino physics. *Physics Today*, August 1957, S. 12–18

**Reinhardt, K.**
[1921] *Poseidonios*. München 1921
[1926] *Kosmos und Sympathie*. München 1926

**Reitzenstein, R.**
[1904] *Poimandres. Studien zur griechisch-ägyptischen und frühchristlichen Literatur*. Leipzig 1904

**Remmert, V. R.**
(2000) Mathematical publishing in the Third Reich: Springer-Verlag and the Deutsche Mathematiker-Vereinigung. *The Mathematical Intelligencer* **22**, 22–30 (2000)

**Rentschler, W.**
(1966) Die Erhaltungsgesetze der Physik. Phys. Bl. **22**, 193–200 (1966)

**Rich, Alexander**
(1997) Gamow and the genetic code. In Harper et al. [1997]

**Rickayzen, G.**
(1958) Meissner effect and gauge invariance. Phys. Rev. **111**, 817–821 (1958)

**Riedweg, Chr.**
[2002] *Pythagoras. Leben, Lehre, Nachwirkung*. Eine Einführung. München 2002

**Roberts, A.**
(1958) Experiments on parity conservation in strong interactions. In *CERN Konferenz 1958* [1958, S. 221–222]

**Rodberg, L. S.** ↦ Weisskopf

**Roederer, Juan G.**
(2001) The constant yet ever-changing Abdus Salam International Centre for Theoretical Physics. *Physics Today*, September 2001, S. 31–36

**Roll-Hansen, Nils**
(2000) The application of complementarity to biology: From Niels Bohr to Max Delbrück. HSPS **30**, 417–442 (2000)

**Roman, P.**
[1960] *Theory of elementary particles*. Amsterdam 1960
[1965] *Advanced quantum theory*. Reading, Massachusetts 1965

**Roqué, X.**
(1992) Møller scattering: a neglected application of early quantum electrodynamics. AHES **44**, 197–264 (1992)

**Rosbaud, P.**
[1949] *International exchange of scientists*. London 1949

**Rosen, E.**
(1957) More on Cesi and Galileo. *Isis* **48**, 66 (1957)

**Rosen, Joe**
(1981) Resource letter SP-2: Symmetry and group theory in physics. AJP **49**, 304–319 (1981)

**Rosencreutz, Christiani [Johann Valentin Andreä]**
[1922] *Chymische Hochzeit*. Nach der zu Straßburg bei Lazari Zetzners seel. Erben im Jahre 1616 erschienenen Ausgabe gedruckt. Eingeleitet von F. Maack. Berlin 1922

**Rosenberg, A., Hrsg.**
[1954a] *So spricht die Kabbala*. München-Planegg 1954
[1954b] *So spricht die Gnosis* (Spätantike christliche Gnosis). München-Planegg 1954

**Rosenson, L.**
(1957) Momentum spectrum of positrons from the decay of $\mu^+$ mesons. *Bulletin of the American Physical Society*, Series II, Vol. **2**, January 30, 1957, No. 1, S. 5

**Rosental I. L.**
(1956) Relativistische Transformationen und Erhaltungssätze für Energie und Impuls. Anwendung auf einige Probleme der Physik der kosmischen Strahlung. *Fortschritte der Physik* **4**, 357–382 (1956)
(1993) Werner Heisenberg – Begründer der Theorie von Vielfachprozessen. In Geyer et al. [1993, S. 307–312]

**Rosner, J. L.**
(1980) Resource letter NP-1: New particles. AJP **48**, 90–103 (1980)

**Rubbia, C.**
(1991) Edoardo Amaldi. BMFRS **37**, 1–31 (1991)

**Rubin, Harry und Peter Olson**
(1993) Walter M. Elsasser. *Physics Today*, Februar 1993, S. 98–99

**Rubinowicz, A.**
(1933) Ursprung und Entwicklung der älteren Quantentheorie. In *Handbuch der Physik*, Band **24**/1: *Quantentheorie*. Berlin 1933. Dort S. 1–82

**Ruderman, M. A.** ↦ Finkelstein et al., Karplus, Kroll

**Ruderman, M. A. und S. Gasiorowicz**
(1958) Limits on coupling constants in field theories with finite sources. *Nuovo Cimento* **8**, 861–877 (1958)

**Ruderman, Malvin A. und R. Karplus**
(1956) Spin of the $\Lambda^0$ particle. Phys. Rev. **102**, 247–250 (1956)

**Rudnick, Dorothea, Hrsg.**
[1956] *Cellular mechanisms in differentiation and growth*. Princeton 1956

**Ruelle, D.**
(1959) Analyticity of Wightman functions at completely space-like points. HPA **32**, 135–137 (1959)
(1961) Connection between Wightman functions and Green functions in p-space. *Nuovo Cimento* **19**, 356–376 (1961)
(1962) On the asymptotic condition in quantum field theory. HPA **35**, 147–163 (1962)

**Runcorn, S. K., Hrsg.**
[1963] *Physics in the sixties*. London 1963

**Ruska, J.**
[1931] *Turba Philosophorum. Ein Beitrag zur Geschichte der Alchemie*. Berlin 1931

**Rustad, Brice M. und Stanley L. Ruby**
(1953) Correlation between electron and recoil nucleus in $He^6$ decay. Phys. Rev. **89**, 880–881 (1955)
(1955) Gamow–Teller interaction in the decay of $He^6$. Phys. Rev. **97**, 991–1002 (1955)

**Rzewuski, J.**
[1958] *Field theory*. Part I: *Classical theory*. Warschau 1958
(1958) On a possible geometrical interpretation of gauge transformations. *Nuovo Cimento* **9**, 942–949 (1958)

**Sachs, Mendel**
[1973] *The field concept in contemporary science*. Springfield, Illinois 1973

**Sachs, R. G.**
(1957) High energy physics. *Science* **126**, 518–519 (1957)
[1987] *The physics of time reversal*. Chicago 1987

**Sakata, S.**
(1956) On a composite model for the new particles. Progr. Theor. Phys. **16**, 686–688 (1956)

**Sakurai, J. J.**
(1957a) Possible violation of charge independence in strong interactions. Phys. Rev. **107**, 908–909 (1957)
(1957b) Associated photoproduction of K and $\Lambda$ particles and possible „up-down" asymmetry in the $\Lambda$ decay. Phys. Rev. **108**, 491–493 (1957)
(1957c) Associated production of strange particles. *Nuovo Cimento* **5**, 1340–1342 (1957)
(1958a) Mass reversal and weak interactions. *Nuovo Cimento* **7**, 649–660 (1958)
(1958b) $K_{\pi 3}$ decay: Tests for time reversal and the two component theory. Phys. Rev. **109**, 980–983 (1958)
(1959) Weak interactions. Progr. Nucl. Phys. **7**, 243–312 (1959)
(1960) Theory of strong interactions. *Annals of Physics* **11**, 1–48 (1960)
[1964] *Invariance principles and elementary particles*. Princeton 1964

**Salam, A.** ↦ auch Espagnat und Prentki; Kibble; Matthews; Roederer
(1956b) The interaction Lagrangian for fundamental particles. *Nuclear Physics* **2**, 173–176 (1956)
(1956d) Opening of the Tait Institute of Mathematical Physics, Edinburgh. *Nuclear Physics* **1**, 366–378 (1956)
(1957a) On parity conservation and neutrino mass. *Nuovo Cimento* **5**, 299–301 (1957)
(1957b) Connection between isotopic spin and space-time. – Comment on Feynman's paper. *Rochester Conference* [1957, Session IX, S. 34–36; 44]
(1957c) Relation entre les théories scalaires et pseudoscalaires. In *Colloque International*, *Lille 1957* [1959, S. 147–150]
(1957d) Elementary particles. Inaugural lecture, *Imperial College of Science and Technology*, London, 14. Mai 1957
(1957e) On Fermi interactions. *Imperial College of Science and Technology*, London 1957
(1957f) Elementary particles and space-time symmetries. *Endeavour* **16**, 97–105 (1957)
(1958) On the inter-relation of scalar and pseudoscalar theories. *Nuclear Physics* **5**, 687–689 (1958)

(1966) The isolation of the scientist in the developing countries. *Minerva* **4**, 3–15 (1966)
(1979) Gauge unification of fundamental forces. *Nobel lecture*, 8. Dezember 1979. In *Nobel lectures. Physics 1971–1980*, [1992, S. 513–538]
[1994] *Selected papers of Abdus Salam (with commentary)*. Editors: A. Ali, C. Isham, T. Kibble, Riazuddin. Singapur 1994

**Salam, A., R. Delbourgo und J. Strathdee**
(1965) Relativistic structure of SU (6). Phys. Rev. **138**, B420–B423 (1965)

**Salam, A. und W. Gilbert**
(1956) On generalized dispersion relations. **II**. *Nuovo Cimento* **3**, 607–611 (1956)

**Salam, A. und P. T. Matthews**
(1957) The coupling constants of strong interactions. *Nuclear Physics* **2**, 582–585 (1957)
(1958a) Relativistic field theory of unstable particles. Phys. Rev. **110**, 283–287 (1958)
(1958b) Relativistic field theory of unstable particles. In *CERN Konferenz* [1958, S. 141–144]

**Salam, A. und J. C. Polkinghorne**
(1955) On the classification of fundamental particles. *Nuovo Cimento* **2**, 685–690 (1955)

**Salam, A. und J. Tiomno**
(1958/59) On the masses of elementary particles. *Nuclear Physics* **9**, 585–587 (1958/59)

**Salam, A. und J. C. Ward**
(1959) Weak and electromagnetic interactions. *Nuovo Cimento* **11**, 568–577 (1959)
(1961) On a gauge theory of elementary interactions. *Nuovo Cimento* **19**, 165–170 (1961)
(1964) Electromagnetic and weak interactions. *Phys. Letters* **13**, 168–171 (1964)

**Saller, Heinrich**
[1989] [Hrsg.] *Erkenntnis und Engagement*. Festschrift für Hans-Peter Dürr zum 60. Geburtstag München 1989
(1993) Heisenbergs einheitliche Feldtheorie. In Geyer et al. [1993, S. 320–329]

**Salpeter, E. E.**
(1957) Nuclear reactions in stars. Buildup from helium. Phys. Rev. **107**, 516–525 (1957)

**Sambursky, S.** ↦ Hengel (1982)
[1956]* *The physical world of the Greeks*. London 1956
(1958) Some references to experience in stoic physics. *Isis* **49**, 331–335 (1958)
[1959] *Physics of the stoics*. London 1959
[1965] *Das physikalische Weltbild der Antike*. {Enthält die deutsche Übersetzung von Sambursky [1956 und 1959]} Zürich und Stuttgart 1965
[1977] *Naturerkenntnis und Weltbild*. Zehn Vorträge zur Wissenschaftsgeschichte. Zürich und München 1977
(1977) Zur Naturphilosophie der Neuplatoniker. In Stuhlmacher und L. Abramowski [1982, S. 65–72]

**Santayana, G.**
[1936]* *The last puritan*. A memoir in the form of a novel. New York 1936

**Santner, Inge**
(1962) In Wien trifft sich noch immer: Die „Klasse der Genies“. *Hamburger Abendblatt*, 3. März 1962

**Sapiro, I. S.** ↦ Schapiro, I. S.

**Sargent, B. W.**
(1983) Nuclear physics in Canada in the 1930s. In Shea [1983, S. 221–238]

**Sarkowski, H.**
[1992] *Der Springer-Verlag. Stationen seiner Geschichte*. Teil **I**: 1842–1945. Berlin, Heidelberg, New York 1992

**Schaefer, Hans**
(1952) Telepathie und Hellsehen im Lichte der Wissenschaft. *Umschau* **52**, 507; 611 (1952)

**Schafroth, M. R.**
(1958) Remarks on the Meissner effect. Phys. Rev. **111**, 72–74 (1958)

**Schafroth, M. R. und Robert M. May**
(1958) Long-range spin interaction and the Meissner–Ochsenfeld effect. Progr. Theor. Phys. **19**, 646 (1958)
(1959) On the foundations of equilibrium statistical mechanics. HPA **32**, 349–356 (1959)

**Schapiro, I. S.**
(1957) Über die Nichterhaltung der Parität beim $\beta$-Zerfall. *Fortschritte der Physik* **5**, 615–631 (1957)
(1959) Symmetrieeigenschaften in der Theorie der Elementarteilchen und Kernprozesse. *Fortschritte der Physik* **7**, 243–289 (1959)

**Schappacher, N. unter Mitwirkung von M. Kneser**
(1990) Streiflichter auf das Verhältnis von Mathematik zu Gesellschaft und Politik in Deutschland seit 1890 unter besonderer Berücksichtigung der Zeit des Nationalsozialismus. In Fischer et al. [1990, S. 1–82]

**Schärf, Riwkah**
(1948) Die Gestalt des Satans im Alten Testament. In Jung [1948, S. 153–319]

**Scherrer, P.** ↦ auch Alder [1990]
(1959) Wolfgang Pauli 1958 †. Ansprache während der Trauerfeier im *Fraumünster*, 20. Dezember 1958. Phys. Bl. **15**, 34–35 (1959)

**Scherrer, P.** [Oberbibliothekar an der ETH in Zürich]
(1957) Sub aeternitatis specie; Gedanken über den bibliothekarischen Beruf. *Stultifera navis Mitteilungsblatt der Schweizer Bibliophilen Gesellschaft* **14**, 4–5 (1957)

**Schick, P., Hrsg.**
[1965] *Karl Kraus in Selbstzeugnissen und Bilddokumenten*. Reinbek bei Hamburg 1965

**Schlögel, F.**
(1982) Siegfried Flügge 70 Jahre alt. Phys. Bl. **38**, 298 (1982)
(1998) Siegfried Flügge. *Physics Today*, August 1998, S. 77

**Schmeck, H. M.**
(1957) Basic concepts in physics is reported upset in tests. Conservation of parity law in nuclear theory challenged by scientists at Columbia and Princeton

Institute. *New York Times*, 16. Januar 1957. Auch abgedruckt in Meier [1992, S. 213–218]

**Schmeidler, Gertrude Raffel und R. A. McConnell**
[1958]* *ESP and personality patterns*. With an introductory note by Gardner Murphy. New Haven/London 1958

**Schmidt, W. und K. Baumann**
(1956) Quantentheorie der Felder als Distributionstheorie. *Nuovo Cimento* **4**, 860–886 (1956)

**Schmieden, C.**
(1957/58) Nichtlineare Schwingungen bei zwei Freiheitsgraden. I. und II. *Ingenieur-Archiv* **25**, 292–302 (1957); **26**, 110–128 (1958)

**Schmieden, C. und D. Laugwitz**
(1958) Eine Erweiterung der Infinitesimalrechnung. *Mathematische Zeitschrift* **69**, 1–39 (1958)

**Schmuschkewitsch, I. M.**
(1957) Angular distribution and polarization of electrons from the beta-decay of oriented nuclei. J. Exper. Theor. Phys. **33**, 1477–1482 (1957)

**Scholem, Gershom G.** ↦ auch von Weizsäcker (1982)
[1946]* *Major trend in Jewish mysticism*. New York $^{2}$1946. Deutsche Übersetzung:
(1951)* Tradition und Neuschöpfung im Ritus der Kabbalisten. *Eranos-Jahrbuch* **19**, 121–180 (1951)
[1957]* *Die jüdische Mystik in ihren Hauptströmungen*. Frankfurt a. M. 1957
(1957)* Schöpfung aus dem Nichts und Selbstverschränkung Gottes. *Eranos-Jahrbuch* **25**, 87–119 (1957)
(1960/77) Zur Kabbala und ihrer Symbolik. Zürich 1960, Frankfurt a. M. 1977
[1994/95] *Gershom Scholem. Briefe. Band **I**: 1914–1947; Band **II**: 1948–1970*. München 1994 und 1995

**Schopper, H.** ↦ auch Appel; Hartwig
(1957a) Experimente zum Nachweis der Nichterhaltung der Parität, Ladungskonjugation und Zeitumkehr bei den schwachen Wechselwirkungen. *Fortschritte der Physik* **5**, 581–614 (1957)
(1957b) Weiteres zur Paritätsverletzung. In *Physikertagung Heidelberg* [1957, S. 12–23]
(1958a) Der experimentelle Nachweis der Nichterhaltung der Parität durch Messung der zirkularen Polarisation von $\gamma$-Strahlen. Naturwiss. **45**, 453–456 (1958)
(1958b) 2. Internationale Genfer Atomkernkonferenz. Phys. Bl. **14**, 516–519 (1958)
(1960) $\beta$-Zerfall. *Fortschritte der Physik* **8**, 327–425 (1960)
(1961) Die elektromagnetische Struktur des Protons und Neutrons. Phys. Bl. **17**, 316–325 (1961)
[1966] *Weak interactions and nuclear beta decay*. Amsterdam 1966
(1978) Teilchenforschung bei DESY: Was die Welt im Innersten zusammenhält. *Bild der Wissenschaft*, Juni 1978, S. 60–71
[1989] *Materie und Antimaterie. Teilchenbeschleuniger und der Vorstoß zum unendlich Kleinen*. München 1989

**Schopper, H. und S. Galster**
(1958) The circular polarization of internal and external Bremsstrahlung. *Nuclear Physics* **6**, 125–131 (1958)

**Schopper, H. und H. Müller**
(1959) Lepton conservation and time reversal in $\beta$-decay. *Nuovo Cimento* **13**, 1026–1034 (1959)

**Schrieffer, J. R.** ↦ auch Bardeen
(1958) Theory of superconductivity. *Nuovo Cimento* **7** (Supplemento), 377–385 (1958)
[1964] *Theory of superconductivity*. New York 1964
(1992) John Bardeen and the theory of superconductivity. *Physics Today*, April 1992, S. 46–53

**Schrödinger, E.**
(1941) Prof. Richard Bär. *Nature* **147**, 536 (1941)
[1944] *What is life?* Cambridge 1944. Deutsche Ausgabe: *Was ist Leben?* Die lebende Zelle mit den Augen des Physikers betrachtet. Bern 1946

**Schücking, E.** ↦ Meyenn und Schücking (2001)
(1958) Heisenberg-Formel. Aus dem hohlen Bauch. *Der Spiegel*, Mittwoch, 12. März 1958, S. 54–56
(2001) Wolfgang Pauli. A personal memoir of 1958. *Physics Today*, Februar 2001, S. 46–47

**Schücking, E. und O. Heckmann**
(1958) World models. In *Solvay-Report 1958* [1958, S. 148–159]

**Schulte, M.**
[1968] Karl Valentin mit Selbstzeugnissen und Bilddokumenten. Reinbek bei Hamburg 1968

**Schultz, W.**
[1910] *Dokumente der Gnosis*. Jena 1910

**Schupp, A. A., R. W. Pidd und H. R. Crane**
(1961) Measurement of the $g$-factor of free, high-energy electrons. Phys. Rev. **121**, 1–17 (1961)

**Schwartz, M.** ↦ Eisler et al., Impeduglia et al., Schwarzschild (1989)
(1960) Feasibility of using high energy neutrinos to study the weak interactions. *Physical Review Letters* **4**, 306–307 (1960)
(1972) Discovery of two kinds of neutrinos. Discovery story: One researcher's personal account. *Adventures in experimental physics*. Volume $\alpha$ [1972, S. 82–86]
(1988) The first high energy neutrino experiment. *Nobel lecture*, 8. Dezember 1988. In *Nobel lectures. Physics 1981–1990* [1993, S. 467–479]
(1997) The early history of high-energy neutrino physics. In Hoddeson et al. [1997, S. 411–427]

**Schwarzschild, B.**
(1989) Physics Nobel prize to Lederman, Schwartz and Steinberger. *Physics Today*, Januar 1989, S. 17–20
(2001) Brookhaven celebrates Maurice Goldhaber's 90 years. *Physics Today*, Oktober 2001, S. 25

**Schweber, S. S.** ↦ Greenberg
(1958) On reduction formulae in field theory. *Nuovo Cimento* **2**, 173–175 (1958)
[1961] *Introduction to relativistic quantum field theory*. New York 1961
[2000] *In the shadow of the bomb. Oppenheimer, Bethe, and the moral responsibility of the scientist*. Princeton 2000

**Schweitzer, A.**
[1923]* *Kultur und Ethik*. München $^{4}$1926

**Schwinger, J.** ↦ Deser et al. [1979]; Mehra und Milton [2000]
(1948) On quantum-electrodynamics and the magnetic moment of the electron. Phys. Rev. **73**, 416–417 (1948)
(1957) A theory of fundamental interactions. *Annals of Physics* **2**, 407–434 (1957)
(1958a) Four dimensional Euclidean formulation of quantum field theory. In *CERN Konferenz* [1958, S. 134–140]
(1958b) Spin, statistics and the TCP theorem. Proc. Natl. Acad. Sci. USA **44**, 223–228 (1958)

**Sciama, D. W.**
(1957a) Charges and parities of elementary particles. Phys. Rev. **107**, 632–633 (1957)
(1957b) Inertia. *Scientific American*, Februar 1957, S. 99–109
[1959] *The unity of the universe*. New York 1959

**Seelig, C., Hrsg.**
[1956/86] *Helle Zeit – dunkle Zeit*. In Memoriam Albert Einstein. Zürich 1956. Neuausgabe, mit einleitenden Bemerkungen von Karl von Meyenn. Braunschweig/Wiesbaden 1986

**Segré, E.**
(1957) Antinucleons. AJP **25**, 363–369 (1957)
(1959) Nukleare Eigenschaften von Antinukleonen. *Nobel lecture* 1959, Phys. Bl. **16**, 310–319 (1960)
(1981) Fifty years up and down a strenuous and scenic trail. *Annual Review of Nuclear and Particle Science* **31**, 1–18 (1981)

**Segré, E. und C. E. Wiegand**
(1956) The antiproton. *Scientific American*, Juni 1956, S. 37–41

**Seitz, F., E. Vogt und A. M. Weinberg**
(2000) Eugen Paul Wigner, 17. November 1902 – 1. Januar 1995. BMFRS **46**, 579–592 (2000)

**Selchow, Chr.**
(1985) Richard Kuhn (1900–1967). In *Hundert Jahre Gymnasiumstraße 1885–1985*. Wien 1985. Dort S. 39–45

**Seldowitsch** ↦ Zel'dovich

**Serber, R.**
(1994) Peaceful pastimes 1930–1950. *Annual Review of Nuclear and Particle Science* **44**, 1–26 (1994)

**Serpe, J.**
(1952) Sur la théorie abrégé des particules de spin 1/2. *Physica* **18**, 295–306 (1952)
(1957) Remarks on parity conservation and the two-component theory of the neutrino. *Nuclear Physics* **4**, 183–187 (1957)

**Seth, K. K.**
(1958) Nuclear size and density distributions. A conference report. *Physics Today*, Mai 1958, S. 24–28

**Shalit, A. de**
[1966] *Preludes in theoretical physics*. In honour of V. F. Weisskopf. Amsterdam 1966

**Shalit, A. de, S. Cuperman, H. J. Lipkin und T. Rothem** ↦ auch Lipkin et al.
(1957) Detection of electron polarization by double scattering. Phys. Rev. **107**, 1459–1460 (1957)

**Shaw, G. B.**
[1921] *Back to Methuselah. A metabiological Pentateuch*. London 1921

**Shaw, R.**
[1955] *The problem of particle types and other contributions to the theory of elementary particles*. Dissertation, Cambridge, August 1955

**Shea, W. R., Hrsg.**
[1983] Otto Hahn and the rise of nuclear physics. Dordrecht 1983

**Shirkov, D. V.** ↦ auch Boboljubov et al.
(2001) Fifty years of the renormalization group. *CERN Courier* **41** (September), 19–22 (2001)

**Silin, V. P. und W. J. Fainberg**
(1956) Die Tamm–Dancoff-Methode. *Fortschritte der Physik* **4**, 233–293 (1956)

**Silk, J.**
[1980] *The big bang*. New York 1980, $^{2}$1989

**Simms, P., Z. Grabowski, B. Shera und H. Frauenfelder**
(2001) Rolf M. Steffen. *Physics Today*, August 2001, S. 68

**Simrock, K.**
[1874] *Handbuch der deutschen Mythologie mit Einschluß der nordischen*. Bonn $^{4}$1874

**Sirlin, A.** ↦ Kinoshita
(1958) Pion decay and possible nonlocal effects in the theory of Fermi interactions. Phys. Rev. **111**, 337–342 (1958)

**Smith, J. H., E. M. Purcell und N. F. Ramsay**
(1957) Experimental limit to the electric dipole moment of the neutron. Phys. Rev. **108**, 120–122 (1957)

**Smith, Kenneth M. und Robley C.Williams**
(1958) Insect viruses and their structure. *Endavour*, Januar 1958, S. 12–21

**Smoluchowski, R.**
(1957) Solid state at Varenna. *Physics Today*, Dezember 1957, S. 18–20

**Smorodinskii, Ya.**
(1959a) The present state of the theory of beta decay. *Uspekhi Fizicheskikh Nauk* **67**, 1–37 (1959). Deutsche Übersetzung: *Fortschritte der Physik* **8**, 426–491 (1960)
(1959b) Beta decay and the weak interactions. Übersetzung: *Uspekhi Fizicheskikh Nauk* **68**, 557–563 (1959)

**Snell, Arthur H.**
(1959) Invited papers from the conference on weak interactions held at Gatlinburg, Tennessee, October 27–29, 1958. Rev. Mod. Phys. **31**, 782 (1959)

**Snow, George A.**
(1956) Charge conjugation and the $\tau^0$ meson. Phys. Rev. **103**, 1111–1115 (1956)

**Soal, S. G.**
(1955) ESP – a mathematical illusion? *Proceedings of the first International Conference of Parapsychological Studies*. New York 1955

**Solomey, Nickolas**
[1997] *The elusive neutrino. A subatomic detective story*. New York 1997

***Solvay-Report 1958***
[1958]* *Onzième conseil de physique tenu à l'Université de Bruxelles du 9 au 13 juin 1958. La structure et l'évolution de l'univers*. Rapports et discussions publiés sous les auspices du Comité Scientifique de l'Institut. Brüssel 1958

***Solvay-Report 1961***
[1961] *Douzième conseil de physique tenu à l'Université Libre de Bruxelles du 9 au 14 octobre 1961. La théorie quantique des champs*. New York, London, Brüssel 1962

**Sommerfield, Charles M.**
(1957a) Magnetic dipole moment of the electron. Phys. Rev. **107**, 328–329 (1957)
(1957b) The magnetic moment of the electron. *Annals of Physics* **5**, 26–57 (1957)

**Spandöck, F.**
(1966) Ferdinand Trendelenburg 70 Jahre. Phys. Bl. **22**, 313–314 (1966)

**Sparnaay, W. J.**
(1958) Measurements of attractive forces between flat plates. *Physica* **24**, 751–764 (1958)

**Specker, E.**
(1958) Dualität. *Dialectica* **12**, 451–565 (1958)

**Speiser, D.** ↦ Finkelstein und Jauch
(1954) Streuung von Neutronen an Stickstoff $N^{14}$. HPA **27**, 427–440 (1954)

**Speiser, D. und M. Fierz**
(1954) Theoretische Auswertung der Ergebnisse der n–$N^{14}$-Streuung. HPA **27**, 159 (1954)

**Spitzer, Richard**
(1957) Commutation relations of interacting spinor fields. Phys. Rev. **105**, 1919–1923 (1957)

**Spitzer, Richard und Henry P. Stapp**
(1958) Polarization and angular correlation in the production and decay of particles of spin 1/2 and spin 3/2. Phys. Rev. **109**, 540–546 (1958)

**Squire, Ch. F.**
(1958) Kamerlingh Onnes conference on low-temperature physics. *Physics Today*, Oktober 1958, S. 16–17

**Stachel, J.**
[1987] „A Man of My Type" – Editing the Einstein Papers. *British Journal for the History of Science* **20**, 57–66 (1987)

**Stähelin, P.** ↦ Herrmannsfeldt et al.

**Stange, Th.**
(2002) Comment la physique europeenne a franchi le mur. *Courrier CERN*, November 2002, S. 37–39

**Stapp, Henry B.** ↦ Spitzer
(1957a) Charge exchange scattering of $K^0$ beams as a test of the parity-doublet proposals. Phys. Rev. **107**, 585–587 (1957)
(1957b) Some experimental tests of the Lüders theorem. Phys. Rev. **107**, 634–635 (1957)
(1962) Axiomatic *S*-matrix theory. Rev. Mod. Phys. **34**, 390–394 (1962)

(1972) The Copenhagen interpretation. AJP **40**, 1098–1116 (1972)
(1988) Quantum theory and the physicist's conception of nature: Philosophical implications of Bell's theorem. In Kitchener [1988, S. 38–58]

**Stauffer, Ethelbert**
[1957]* *Jerusalem und Rom im Zeitalter Jesu Christi*. Bern 1957

**Stech, B.** ↦ Alder et al., Boehm et al.

**Stech, B. und G. Kramer**
(1959) $\gamma_5$-Invarianz und starke Wechselwirkungen. Z. Phys. **154**, 128–132 (1959)

**Stech, B. und J. H. D. Jensen**
(1955) $\mu$-Mesonen-Zerfall und $\beta$-Prozesse. Z. Phys. **141**, 403–410 (1955)

**Stefan, V., Hrsg.**
[1998] *Essays in honour of Victor Frederick Weisskopf by the international community of physicists*. New York 1998

**Steffen, Rolf M.** ↦ Simms et al. (2001)
(1949) Innere Konversion der $\gamma$-Strahlung und Röntgenstrahlung beim K-Einfang schwerer Atomkerne. HPA **22**, 167–224 (1949)

**Steinberger, J.** ↦ Eisler et al., Impeduglia et al., Lee et al. (1957), Schwarzschild (1989)
(1958) Strange particle production. In *CERN Konferenz* [1958, S. 147–157]
(1989) A particular view of particle physics in the fifties In Brown et al. [1989, S. 307–330]
(1988) Experiments with high-energy neutrino beams. *Nobel lecture*, 8. Dezember 1988. In *Nobel lectures. Physics 1981–1990*, [1993, S. 487–508]
(1997) Early particles. *Annual Review of Nuclear and Particle Science* **47**, XIII–XLII (1997)

**Steinmann, O.**
(1960a) Über den Zusammenhang zwischen den Wightmanfunktionen und den retardierten Kommutatoren. HPA **33**, 257–298 (1960)
(1960b) Wightman-Funktionen und retardierte Kommutatoren. HPA **33**, 347–362 (1960)
[2000] *Perturbative quantum electrodynamics and axiomatic field theory*. Berlin, Heidelberg, New York 2000

**Steinwedel, H.** ↦ auch Paul
(1955) Zur Hauptachsentransformation der Dipol-Hamiltonfunktion des freien und gebundenen Elektrons im elektromagnetischen Strahlungsfeld. *Annalen der Physik* **15**, 207–223 (1955)
(1958) [Besprechung] *Handbuch der Physik*, Hrsg. von S. Flügge. Band **5**, Teil 1: *Prinzipien der Quantentheorie*. Berlin-Göttingen-Heidelberg 1958. Naturwiss. **45**, 347–348 (1958)
(1959) Hochenergie-Teilchenbeschleuniger. Naturwiss. **46**, 163–167 (1959)

**Stern, Alexander W.**
(1941) The neutrino concept. *Philosophy of Science* **8**, 614–617 (1941)

**Stigt, Walter P. van**
[1990] *Brouwer's intuitionism*. Amsterdam 1990

**Stora, R. und V. Telegdi**
(2000) Louis Michel. *Physics Today*, Mai 2000, S. 72–73

**Strauß und Torney, L. von**
(1957) [Rezension] Pascual Jordan: *Der gescheiterte Aufstand*. *Universitas* **12**, 422–423 (1957)

**Streater, R. F. und A. S. Wightman**
[1964] *P C T, spin and statistics and all that*. New York 1964. Deutsche Übersetzung: *Die Prinzipien der Quantenfeldtheorie*. Mannheim/Zürich 1969

**Stückelberg, E. C. G.**
(1952) Théorème H et unitarité de S. HPA **25**, 577–580 (1952)
(1957a) Violation of parity conservation and general relativity. Phys. Rev. **106**, 388–389 (1957)
(1957b) Theorie de la radiation de photons de masse arbitrairement petite. HPA **30**, 209–215 (1957)

**Stuhlmacher, D. und L. Abramowski, Hrsg.**
[1982] *Toleranz. Zur Verleihung des Dr.-Leopold-Lucas-Preises*. *Tübinger Universitätsreden*, Band **31**. Tübingen 1982

**Sudarshan, E. C. G. und R. E. Marshak**
(1956) Mass difference of $\Sigma^{\pm}$ and their anomalous magnetic moments. Phys. Rev. **104**, 267– 269 (1956)
(1957a) Mass differences of baryon isotopic multiplets. *Bulletin of the American Physical Society*, Series II, Vol. **2**, January 30, 1957, No. 1, S. 38–39
(1957b) The nature of the four-Fermion interaction. In *Padua-Venedig-Konferenz* [1958, S. V-14-22]
(1958) Chirality invariance and the universal Fermion interaction. Phys. Rev. **109**, 1860–1862 (1958)
(1984) Origin of the universal V-A theory. In Cline und Riedasch [1984, S. 1–15]
(1994a) The nature of the four-Fermion interaction. In Sudarshan [1994, S. 508–515]
(1994b) Chirality invariance and the universal V-A theory of weak interactions. In Sudarshan [1994, S. 516–515]

**Suess, H. E. und H. C. Urey**
(1956) Abundances of the elements. Rev. Mod. Phys. **28**, 53–74 (1956)

**Sussmann, J. A. und A. Thellung**
(1963) Thermal conductivity of perfect dielectric crystals in the absence of Umklapp processes. Proc. Phys. Soc. A **81**, 1122–1130 (1963)

**Swiatecki, W. J.**
(1956) Perturbation treatment of the nuclear many-body problem. Phys. Rev. **103**, 265–266 (1956)
(1957) *Proceedings of the Pittsburgh Conference on nuclear structure*, 1957, S. 173–188

**Symanzik, K.** ↦ auch Jaffé, Lehmann, Mack
(1954) Über das Schwingersche Funktional in der Feldtheorie. *Zeitschrift für Naturforschung* **9**a, 809–824 (1954)
(1958a) Dispersion relations and vertex properties in perturbation theory. Progr. Theor. Phys. **20**, 690–702 (1958)
(1958b) On unstable particles and recent applications of dispersion relations. *Fortbildungskurs über Hochenergetische Kernphysik*, Oberwolfach, 22.–30. September 1958
(1959) On the renormalization of axial vector $\beta$-decay coupling. *Nuovo Cimento* **11**, 269–277 (1959)

[1961] *Green's functions and the quantum theory of fields*. Lectures in theoretical physics III, Boulder 1960. New York 1961
(1961) Grundlagen und gegenwärtiger Stand der feldgleichungsfreien Feldtheorie. In Bopp [1961, S. 275–298]
(1981) Schrödingergleichung und Casimireffekt in der Quantenfeldtheorie. Phys. Bl. **37**, 171 (1981)

**Takabayasi, Takehiko**
(1988) Nonlocal theories and related topics. In Brown et al. [1988, S. 195–215]

**Talmi, I.**
(1966) Giulio Racah. *Nuclear Physics* **83**, 1–8 (1966)

**Tanikawa, Y. und S. Watanabe**
(1959) Fermi interaction caused by intermediary chiral boson. Phys. Rev. **113**, 1344–1353 (1959)

**Tamm, I. E.**
[1987] *Reminiscences about I. E. Tamm*. Herausgegeben von E. L. Feinberg. Moskau 1987

**Taylor, J. C.**
(1957a) Space-time reflections and isobaric spin. *Nuclear Physics* **3**, 606–611 (1957)
(1957b) Radiative beta decay of the pion. *Nuovo Cimento* **6**, 1226–1227 (1957)
(1958) Beta decay of the pion. Phys. Rev. **110**, 1216 (1958)
(1989) Gauge theories in particle physics. In Davies [1989, S. 458–480]

**Taylor, J. G.** ↦ auch Bremermann et al. (1958)
(1958/59) Possible parity assignments for the strange particles. *Nuclear Physics* **9**, 357–370 (1958/59)
[1987] [Hrsg.] *Tributes to Paul Dirac*. Bristol 1987

**Telegdi, V. L.** ↦ auch Burgy, Mayer
(1951) Untersuchung der Photoaufspaltung von Kohlenstoff $C^{12}$ in drei Alphateilchen. HPA **23**, 745–794 (1951)
(1957) Mu meson experiments with the Chicago cyclotron. In *Padua-Venedig-Konferenz* [1958, S. IV-54-62]
(1973) One researcher's personal account. In Maglic [1973, S. 131–135]
(1987) Parity violation. In Doncel et al. [1987, S. 433–450]

**Teller, E.** ↦ Dürr

**Teller, E. und A. L. Latter**
[1958] *Our nuclear future ... Facts, dangers and opportunities*. London 1958. Deutsche Übersetzung: *Ausblick in das Kernzeitalter*. Frankfurt a. M. 1959

**Theis, W. R.**
(1959) Zweikomponentige Spinorfelder zur Beschreibung beliebiger Teilchen vom Spin 1/2 und ihre Anwendung auf die schwachen Wechselwirkungen. *Fortschritte der Physik* **7**, 559–583 (1959)

**Thellung, A.** ↦ Beck, Chester, Sussmannn

**Thiele, R.**
[1982] *Leonhard Euler*. Leipzig 1982

**Thirring, H.** ↦ auch Glaser
[1947]* *Homo sapiens*. Psychologie der menschlichen Beziehungen. Wien 1947
[1948] *Atomkrieg und Weltpolitik*. Wien 1948

(1959) Der Einfluß der Eigenrotation der Planeten auf die Bewegung ihrer Trabanten. Phys. Bl. **14**, 212–214 (1958)

**Thirring, W.** ↦ auch Baumann, Fubini
(1958) Symmetric properties of elementary particles. *Nuovo Cimento* **14**, 415–428 (1959)
(1959) On the number of fundamental fields. *Nuclear Physics* **10**, 97–106 (1959)

**Thomas von Aquino**
[1506/1954] *Summa theologica*. Straßburg 1466. Deutsche Übersetzung: *Summe der Theologie*. Zusammengefaßt, eingeleitet und erläutert von Joseph Bernhart. 3 Bände. Stuttgart $^{3}$1954

**Thorne, Kip S.**
[1994] *Black holes, and time warps. Einstein's outrageous legacy*. New York, London 1994

**Thouless, D. J.**
[1961] *The quantum theory of many-body systems*. New York und London 1961. Deutsche Ausgabe: *Quantenmechanik der Vielteilchensysteme*. Mannheim 1964

**Timm, U.**
(1979) Tornier und die Parapsychologie. Über die Beiträge des Wahrscheinlichkeitstheoretikers Erhard Tornier zur statistischen Methodik der Parapsychologie. *Zeitschrift für Parapsychologie und Grenzgebiete der Psychologie* **21**, 99–119 (1979)

**Timoféeff-Ressowsky, N. V.**
[1937] *Experimentelle Mutationsforschung in der Vererbungslehre. Beeinflussung der Erbanlagen durch Strahlung und andere Faktoren*. Dresden und Leipzig 1937
(1987) A dialogue between biologists and physicists. In Tamm [1987, S. 261–265]

**Timoféeff-Ressowsky, N. V. und K. G. Zimmer**
[1947] *Das Trefferprinzip in der Biologie*. Stuttgart 1947

**Tolhoek, H. A.**
(1956) Electron polarization, theory and experiment. Rev. Mod. Phys. **28**, 277–298 (1956)

**Tolhoek, H. A. und S. R. de Groot**
(1951) On the theory of beta-radioactivity. III. The influence of electric and magnetic fields on polarized electron beams. *Physica* **17**, 17–32 (1951)

**Tolman, R. C.**
[1934] *Relativity, thermodynamics, and cosmology*. Oxford 1934
[1938] *The principles of statistical mechanics*. London 1938

**Tolmachev, V. V. und S. V. Tiablikov**
(1958) A new method in the theory of superconductivity. **II**. *Zhurnal eksperimentalnoii teoreticheskoi fiziki* **34**, 66–72 (1958). Übersetzung: *Soviet Physics JETP* **34** (7), 46–50 (1958)

**Tornier, Erhard** ↦ auch Feller, Hochkirchen, Timm
[1936] *Wahrscheinlichkeitsrechnung und allgemeine Integrationstheorie*. Leipzig 1936
(1936) Mathematiker oder Jongleur mit Definitionen? *Deutsche Mathematik* **1**, 8–9 (1936)

(1933) Grundlagen der Wahrscheinlichkeitsrechnung. *Acta Mathematica* **60**, 239–380 (1933)
(1957a) Ist die Existenz parapsychologischer Phänomene bewiesen? *Münchener Medizinische Wochenschrift* **50**, 1915–1917 (1957)
(1957b) Brief an den Herausgeber. *Zeitschrift für Parapsychologie und Grenzgebiete der Psychologie* **1**, 73–75 (1957)
(1959) Die Arbeitshypothese ‚Antizufallswahrscheinlichkeit'. Ihr Ursprung und ihre Grenzen. *Zeitschrift für Parapsychologie und Grenzgebiete der Psychologie* **3**, 90–119 (1959)

**Touschek, B.** ↦ auch Cini, Morpurgo, Radicati
(1949) Zur Theorie des doppelten Beta Zerfalls. Z. Phys. **125**, 108–132 (1949)
(1957a) Parity conservation and the mass of the neutrino. *Nuovo Cimento* **5**, 754–755 (1957)
(1957b) The mass of the neutrino and the non-conservation of parity. *Nuovo Cimento* **5**, 1281–1291 (1957)
[1957/58] *Lezioni sulla teoria dei campi*, tenute all'Istituto di Fisica dell'Universita di Pisa, A. A. 1957–1958
(1958) The symmetry properties of Fermi Dirac fields. *Nuovo Cimento* **8**, 181–182 (1958)
(1959) A note on the Pauli transformation. *Nuovo Cimento* **13**, 394–404 (1959)
(1960) The theory of the neutrino. In: *The weak interactions*. *Proceedings of the XI Course of the International School of Enrico Fermi*, Varenna, August 18 to 30, 1958. Bologna 1960

**Tran Thanh Van, J. Hrsg.**
[1990] *CP violation in particle physics and astrophysics*. Paris 1990

**Treiman, S. B.** ↦ Goldberger, Jackson et al., Pais, Wyld
(1957) Recoil effects in K capture and $\beta$ decay. Phys. Rev. **110**, 448–450 (1957)
(1958) Weak interactions: Non-leptonic processes theoretical. In *CERN Konferenz 1958* [1958, S. 276–282]
(1959) The weak interactions. *Scientific American*, März 1959, S. 72–84
(1996) A life in particle physics. *Annual Review of Nuclear and Particle Science* **46**, 1–30 (1996)

**Treiman, S. B. und R. G. Sachs**
(1956) Alternative modes of decay of neutral K mesons. Phys. Rev. **103**, 1545–1549 (1956)

**Treiman, S. B. und H. W. Wyld, Jr.**
(1956) Decay of the pi meson. Phys. Rev. **101**, 1552–1557 (1956)
(1957) Parity mixing effects in $\tau$-$\theta$ decay. Phys. Rev. **106**, 1320–1323 (1957)

**Trendelenburg, F.** ↦ Spandöck (1966)
(1958) Max-Planck-Medaille an W. Pauli. Phys. Bl. **14**, 262 (1958)

**Trower, W. Peter, Hrsg.**
[1987] *Discovering Alvarez*. Selected works of Luis W. Alvarez, with commentary by his students and colleagues. Chicago und London 1987

**Truesdell, C.**
(1957) Eulers Leistungen in der Mechanik. *L'enseignement mathématique* **3**, 251–262 (1957)

**Tuan, San Fu**
(1959) Unphysical region in heavy-meson-nucleon dispersion relations. Phys. Rev. **113**, 1375–1378 (1959)

**Ulam, S.**
(1958) John von Neumann. Bull. Am. Math. Soc. **64**, 1–49 (1958)

**Umezawa, H.**
[2001] *Selected papers of Hiromi Umezawa*. Editors: A. Arimitsu, H. Ezawa, H. Matsumoto, K. Nakamura, Y.Yamanaka. Tokio 2001

***Universität Zürich, Festschrift zur 150-Jahr-Feier***
[1983] *Die Universität Zürich 1933–1983*. Herausgegeben vom Rektorat der Universität Zürich. Gesamtredaktion Peter Stadler. Zürich 1983

**Urban, P.**
(1959) Wolfgang Pauli †. *Acta Physica Austriaca* **12**, 217–219 (1959)

**Urey, H. C.**
[1952] *The planets, their origin and development*. Yale University Press 1952
(1957) Meteorites and the origin of the solar system. *Year Book of the Physical Society*, New York, 1957

**Utiyama, Ryoyu**
(1956) Invariant theoretical interpretation of interaction. Phys. Rev. **101**, 1597–1607 (1956)

**Usener, Hermann**
[1889] *Religionsgeschichtliche Untersuchungen*. 2 Teile. Bonn 1889
[1907] *Vorträge und Aufsätze*. Leipzig 1907

**Valatin, J. G.**
(1954) Of the definition of the finite operator quantities in quantum electrodynamics. Proc. Roy. Soc. A **226**, 254–265 (1954)
(1958) Comments on the theory of superconductivity. *Nuovo Cimento* **7**, 843–847 (1958)

**Vigier, J.-P.**
[2000] *Jean-Pierre Vigier and the stochastic interpretation of quantum mechanics*. Selected and edited by Stanley Jeffers, Bo Lehnert, Nils Abramson und Lew Chebotarev. Montreal 2000

**Votruba, Václav**
(1948) Pair production by $\gamma$-rays in the field of an electron. Phys. Rev. **73**, 1468 (1948)
(1956) Isobaric spin and description of antiparticles. *Nuclear Physics* **2**, 98–108 (1956)

**Votruba, V. und M. Lokajícek**
(1958) An algebraic system of fundamental particles. Manuskript (von d'Espagnat während der CERN-Konferenz [1958, S. 168] erwähnt)

**Waerden, B. L. van der**
(1951) Die Astronomie der Pythagoreer. Verhandelingen der koninklijke Akademie van Wetenschappen, Amsterdam **20**, Nr. 1 (1951)
[1954] *Einfall und Überlegung*. Drei kleine Beiträge zur Psychologie des mathematischen Denkens. Basel 1954
[1968] *Erwachende Wissenschaft*. Band **2**: *Die Anfänge der Astronomie*. Basel und Stuttgart 1968

**Wagner, F. S., Hrsg.**
[1981] *Eugene P. Wigner: An architect of the atomic age*. Highlights of a career with a comprehensive bibliography. Toronto 1981

**Walecka, J. D.** ↦ Fubini, Gomes

**Walker, M.**
[1989] *German National Socialism and the quest for nuclear power: 1939–1949*. New York 1989. Deutsche Übersetzung: *Die Uranmaschine: Mythos und Wirklichkeit der deutschen Atombombe*. Berlin 1990

**Waloschek, P.**
[1986] *Der Multimensch. Forscherteams auf den Spuren der Quarks und Leptonen*. Düsseldorf, Wien 1986

**Wanders, G.**
(1957) Limite non-relativiste d'une équation de Bethe–Salpeter. Thèse, Université de Lausanne. HPA **30**, 417–446 (1957)

**Warnow-Blewett, J. und J. Teichmann**
[1992] *Guide to sources for history of solid state physics*. American Institute of Physics, New York 1992

**Waschkies, H.-J.**
(1971) Eine neue Hypothese zur Entdeckung der inkommensurablen Größen durch die Griechen. AHES **7**, 325–353 (1971)

**Watanabe, S.**
(1955) Symmetry of physical laws. Part **I**. Symmetry in space-time and balance theorems. Part **II**. $Q$-number theory of space-time inversions and charge conjugation. *Rev. Mod. Phys.* **27**, 26–39; 49–76 (1955)
(1957) Chirality of K particle. Phys. Rev. **106**, 1306–1315 (1957)

**Watson, K. M.**
(1957) Multiple scattering by quantum-mechanical systems. Phys. Rev. **105**, 1388–1398 (1957)

**Weart, S.**
(1988) The physicist as mad scientist. *Physics Today*, Juni 1988, S. 28–37
(2002) Preserving the heritage of discovery. *Physics Today*, Januar 2002, S. 28–33

**Weber, G.**
(1978) Rennbahnen für Elementarteilchen. *Bild der Wissenschaft*, Juli 1978, S. 50–61

**Weigle, J. J.** ↦ Delbrück und Edgar (1969)

**Wein, Martin**
[1988] *Die Weizsäckers: Geschichte einer deutschen Familie*. Stuttgart 1988

**Weinberg, S.**
(1956) N-V potential in the Lee model. Phys. Rev. **102**, 285–289 (1956)
(1957) Role of strong interactions in decay processes. Phys. Rev. **106**, 1301–1306 (1957)
(1958a) Time-reversal invariance and $\theta_2^0$ decay. Phys. Rev. **110**, 782–784 (1958)
(1958b) Charge symmetry of weak interactions. Phys. Rev. **112**, 1375–1379 (1958)
(1974) Unified theories of elementary particle interactions. *Scientific American*, Juli 1974, S. 50–59
(1979) Conceptual foundations of the unified theory of weak and electromagnetic interactions. *Nobel lecture*, 8. Dezember 1979. In *Nobel lectures. Physics 1971–1980*, [1992, S. 543–559]
(1981) The decay of the proton. *Scientific American*, Juni 1981, S. 52–63
(1986) The weak interactions from now on. *Physics Today*, August 1986, S. 35–37

**Weisskopf, V. F.** ↦ auch Fierz, Gomes, Huang, Pais (2000c), Shalit, Stefan
[1953/54] *Relativistic quantum mechanics*. Lectures given at M.I.T. in 1953/4. Notes prepared by A. Bincer. Genf, *CERN-Report* 62-15, 30 March 1962
(1956) Man and nature. *Confluence* **5**, 79–94 (1956)
(1957a) Der Sturz der Parität. In *Physikertagung Heidelberg* [1957, S. 1–11]
(1957b) The problem of an effective mass in nuclear matter. *Nuclear Physics* **3**, 423–432 (1957)
(1958a) Introduction to field theory. Lectures given to the experimental physicists at CERN. Notes collected by F. J. M. Farley, T. Fazzini, A. Kusumegi, E. G. Michaelis, H. Øverås, H. Paul, G. Weber, E. Zavattini and A. Zichichi. *CERN-Report* 58-23. Theoretical Study Division, 15th September 1958. Genf 1958
(1958b) Max Planck. One hundredth birthday celebration. *Physics Today*, August 1958, S. 16–19
(1958c) [Review:] Physics and philosophy: The revolution in modern science, by Werner Heisenberg. *Scientific American*, September 1958, S. 215–221
(1962) *Relativistic quantum mechanics*. Lectures given at M.I.T. in 1953/54. Notes prepared by A. Bincer. CERN 62-15, 30 March 1962
(1963) The place of elementary particle research in the development of modern physics. *Physics Today*, Juni 1963, S. 26–34
(1965) Quantentheorie und Elementarteilchen. I. Die Symmetrien der Atome. II. Die neuen Symmetrien. Phys. Bl. **21**, 502–210; 558–566 (1965)
(1966) Big Science. VDW-Aussprache mit einem Bericht von V. F. Weisskopf. Phys. Bl. **22**, 27–30 (1966)
(1967a) Nuclear structure and modern research. *Physics Today*, Mai 1967, S. 23–26. Deutsche Fassung: Kernstruktur und moderne Forschung. Phys. Bl. **24**, 289–297 (1968)
(1967b) Niels Bohr and international scientific collaboration. In Weisskopf [1972, S. 261–265] (1970) Physik im 20. Jahrhundert. Phys. Bl. **26**, 64–72 (1970)
(1972) Naturwissenschaft und Ethik. Phys. Bl. **28**, 241–246 (1972)
[1972] *Physics in the twentieth century: Selected essays*. Cambridge, Mass. 1972
(1973) What is an elementary particle. In S. C. Brown [1973]
(1981) Wolfgang Gentner – ein Forscherleben in unserer Zeit. In *Max-Planck-Gesellschaft. Berichte und Mitteilungen* 2/81: Gedenkfeier Wolfgang Gentner. Dort S. 23–27
(1985) Personal memories of Pauli. *Physics Today*, Dezember 1985, S. 36–41

**Weisskopf, V. F. und L. S. Rodberg**
(1957) The fall of parity. *Science* **125**, 627–633 (1957). – Revidierte Fassung in Weisskopf [1972, S. 273–293]

**Weisskopf, V. F. und E. P. Wigner**
(1930a) Berechnung der natürlichen Linienbreite auf Grund der Diracschen Lichttheorie. Z. Phys. **63**, 54–73 (1930)
(1930b) Über die natürliche Linienbreite in der Strahlung des harmonischen Oszillators. Z. Phys. **65**, 18–29 (1930)

**Weizsäcker, C. F. von** ↦ Castell und Ischebeck [2003], Meyer-Abich [1982], Wein [1988, S. 411–469]
(1955) Zum Problem einer einheitlichen Feldtheorie. In L. de Broglie [1955, S. 95–102]
(1957) Neuere Arbeiten zur mehrfachen Quantelung. In *Physikertagung Heidelberg* [1958, S. 126–133]

(1959) Erinnerungen an Wolfgang Pauli, 25. 4. 1900 – 15. 12. 1958. *Zeitschrift für Naturforschung* **14**a, 439–440 (1959)
(1971) Notizen über die philosophische Bedeutung der Heisenbergschen Physik. In Dürr [1971, S. 11–26]
[1964] *Die Tragweite der Wissenschaft*. Erster Band: *Schöpfung und Weltentstehung*. Die Geschichte zweier Begriffe. Stuttgart 1964, $^{4}$1973
(1979) Heisenberg und Heidegger über das Schöne und die Kunst. Vortrag in der Bayerischen Akademie der Schönen Künste, Herbst 1978. Abgedruckt in Weizsäcker [1983, S. 147–170]
(1982) Gershom Scholem und die Kabbala. In Weizsäcker [1983, S. 180–184]
[1983] *Wahrnehmung der Neuzeit*. München 1983

**Wentzel, G.**
(1935) Zur Frage der Stabilität des Protons und Neutrons. Naturwiss. **22**, 35–36 (1935)
(1957a) A hyperon model. HPA **30**, 135–142 (1957)
(1957b) Diamagnetism of a dense electron gas. Phys. Rev. **108**, 1593–1596 (1957)
(1958) Meissner effect. Phys. Rev. **111**, 1488–1492 (1958)
(1959) Problem of gauge invariance in the theory of the Meissner effect. *Physical Review Letters* **2**, 33–34 (1959)

**Wenzl, A.**
[1936] *Wissenschaft und Weltanschauung*. Leipzig 1936
[1954] *Die philosophischen Grenzfragen der modernen Naturwissenschaft*. Stuttgart 1954

**Werle, F.**
[1924] *Wesen und Ethik der Astrologie*. Leipzig 1924
[1934] *Seelenwelt und Himmelsraum. Vom Tierkreis und seinen Teilungen*. Planegg 1934
[1935] *Schicksal und Erdraum. Von den Erdhäusern und der Tektonik des Horoskops*. Planegg 1935
[1938] *Vom Wesen der Totalität. Versuch*. Planegg 1938

**Wess, J. E.**
(1960) Investigation of the invariance group in the three fundamental fields model. *Nuovo Cimento* **15**, 52–72 (1960)

**Westphal, W. R.**
(1958) Max Planck als Mensch. Naturwiss. **45**, 234–236 (1958)

**Weyl, H.**
[1917] *Das Kontinuum. Kritische Untersuchungen über die Grundlagen der Analysis*. Berlin und Leipzig 1917
(1921) Über die neue Grundlagenkrise der Mathematik. *Mathematische Zeitschrift* **10**, 39–79 (1921)
(1925) Die heutige Erkenntnislage in der Mathematik. *Symposium* **1**, 1–32 (1925)
[1928] *Gruppentheorie und Quantenmechanik*. Leipzig 1928
(1955a) Rückblick auf Zürich aus dem Jahre 1930. *Schweizerische Hochschulzeitung* **28**, 1–8, Sonderheft ETH, Zürich 1955
(1955b) Erkenntnis und Besinnung. (Ein Lebensrückblick). Vortrag, gehalten an der Universität Lausanne im Mai 1954. *Jahrbuch der Schweizerischen Philosophischen Gesellschaft* **15**, 153–171 (1955)

**Wheatley, J. C., W. J. Huiskamp, A. N. Diddens, M. J. Steenland und H. A. Tolhoek**
(1955) Circular polarization of gamma radiation emitted by oriented $^{60}$Co nuclei. *Physica* **21**, 841–859 (1955)

**Wheelwright, I., Hrsg.**
[1971] *The analytical process*. New York 1971

**Whitehead, A. N.**
[1925] *Science and the modern world*. Lowell lectures, 1925. New York 1925

**Whittaker, E. T. und G. N. Watson**
[1946]* *A course of modern analysis*. Cambridge $^{1}$1902, $^{4}$1946

**Wick, G. C.** ↦ auch Cutkosky, Jacob
(1958) Invariance principles in nuclear physics. *Annual Review of Nuclear Science* **8**, 1–48 (1958)

**Wightman, A. S.** ↦ auch Barut, Gårding, Greenberg, Hall, Källén, Kohn, Luzzatto, Ruelle, Streater
(1956) Quantum field theory in terms of vacuum expectation values. Phys. Rev. **101**, 860–866 (1956)
(1957) Quelques problèmes mathématiques de la théorie quantique relativiste. In *Colloque International*, *Lille 1957* [1959, S. 1–38]
(1958) Relativistic invariance in quantum mechanics. Notes by A. Barut. *Nuovo Cimento* **14** (Supplemento), 81–94 (1959)
(1960) L'invariance dans la mécanique quantique relativiste. In De Witt [1960, S. 161–226]
(1965) Heisenberg's program for a theory of elementary particles. *Physics Today*, Dezember 1965, S. 77–78
(1969) What is the point of so-called „axiomatic field theory"? *Physics Today*, September 1969, S. 53–58
(1981) Looking back at quantum field theory. *Physica Scripta* **24**, 813–816 (1981)
(1989) The general theory of quantized fields in the 50's. In Brown et al. [1989, S. 608–629]

**Wigner, E. P.** ↦ Bethe et al. [1989], Michel (1996), von Neumann (1928), Seitz et al. (2000), Wagner [1981], Weisskopf (1930a, b)
(1927) Einige Folgerungen aus der Schrödingerschen Theorie für die Termstrukturen. Z. Phys. **43**, 624–652; **45**, 601–602 (1927)
[1931] *Gruppentheorie und ihre Anwendung auf die Quantenmechanik der Atomspektren*. Braunschweig 1931
(1949) Invariance in physical theory. *Proceedings of the American Physical Society* **93**, 521–526 (1949). – Überarbeitete Fassung in Wigner [1967/79, S. 3–13]. – Übersetzung in Phys. Bl. **7**, 433–441 (1951)
(1957) Relativistic invariance and quantum phenomena. Rev. Mod. Phys. **29**, 255–268 (1957). – Auch in Wigner [1967/79, S. 51–81]
(1958) [Review] Proceedings of the Rehovoth Conference on nuclear structure. *Science* **128** (25. Juli), 195 (1958)
(1961) The probability of the existence of a self-reproducing unit. In Wigner [1967, S. 200–208]
[1964] [Hrsg.] *Dispersion relations and their connections with causality*. New York 1964
(1964) Events, laws of nature, and invariance principles. Nobel lecture, 12. Dezember 1963. In *Nobel lectures. Physics 1963–1970*, [1972, S. 6–17]. – Auch in Wigner [1967/79, S. 38–50]

(1965) Violations of symmetry in physics. *Scientific American*, Dezember 1965, S. 28–36. – Auch in Wigner [1995, Band B **VI**, S. 343f.]
[1967/79] *Symmetries and reflections. Scientific essays of Eugene P. Wigner*. Indiana 1967, Woodbridge, Connecticut 1979
(1968) Symmetry principles in old and new physics. Bull. Amer. Math. Soc. **74**, 793–815 (1968)
(1970) Physics and the explanation of life. *Foundations of Physics* **1**, 33–45 (1970). Wiederabdruck in Wigner [1995, Band B **VI**, S. 564–577]
[1995] *The collected works of Eugene Paul Wigner*. Teil B, Band **VI**. Berlin, Heidelberg 1995

**Wilde, O.**
[1883] *Personal impressions of America*. New York 1883

**Wildermuth, Karl**
(1957) Kerneigenschaften und Zweikörperkräfte. (Teil **I**: Kernphysikalische Modelle). *Fortschritte der Physik* **5**, 421–468 (1957)
(1961) Der Einfluß der Ununterscheidbarkeit der Nukleonen auf die Struktur der Atomkerne. In Bopp [1961, S. 218–233]

**Wildermuth, K. und K. Baumann**
(1957) Some remarks on self-acceleration and similar effects in quantum field theory. *Nuclear Physics* **3**, 612–623 (1957)

**Wildermuth, K. und Kanellopoulos, Th.**
(1958) The „cluster model" of the atomic nucleus. *Nuclear Physics* **7**, 150–162 (1958)

**Wildi, T.**
[2003] *Der Traum vom eigenen Reaktor. Die schweizerische Atomtechnologie-Entwicklung 1945–1969*. Zürich 2003

**Wilhelm, H.**
[1958]* *Die Wandlung. Acht Essays zum I-Ging*. Zürich 1958

**Wilhelm, R.**
[1924]* *I Ging. Das Buch der Wandlungen*. Erstes und zweites Buch. Aus dem Chinesischen verdeutscht und erläutert von Richard Wilhelm. Jena 1924
[1948]* *Lao-tse und der Taoismus*. Stuttgart $^{2}$1948

**Williams, Robley C.** ↦ Smith
[1956] *Biochemical individuality*. New York/London 1956
(1956) Relations between structure and biological activity of certain Viruses. *National Academy of Sciences* **42**, 811–819 (1956)

**Williams, Robley C. und D. Fraser**
(1956) Structural and functional differentiation in T2 bacteriophage. *Virology* **2**, 289–307 (1956)

**Wilson, Robert R.**
(1958) Particle accelerators. *Scientific American*, März 1958, S. 64–76

**Winter, K., Hrsg.**
[2000] *Neutrino physics*. Cambridge $^{2}$2000

**Witt, C. De, Hrsg.**
[1960] *Dispersion relations and elementary particles*. Paris 1960

**Witte, K.**
(1985) 100 Jahre Physik in Hamburg. Phys. Bl. **41**, 379 (1985)

**Woit, P.**
(2002) Is string theory even wrong? *American Scientist* **90**, 110–112 (2002)

**Wolfson, H.**
(1948) The meaning of ex nihilo in the churchfathers, Arabic and Hebrew philosophy and St. Thomas. In *Mediaeval Studies in honor of Jeremiah Denis Ford*. Cambridge, Mass. 1948. Dort S. 355–370

**Wolstenholme, G. E. W. und E. C. P. Millar, Hrsg.**
[1956] *Ciba Foundation Symposium for Extrasensory Perception*. Boston 1956

**Wolzogen, H. von, Hrsg.**
[1877] *Die Edda. Götterlieder und Heldenlieder*. Aus dem Altnordischen von Hans von Wolzogen. Leipzig 187

**Wu, C. S.** ↦ Ambler et al., Garwin und Lee (1997), Lee (1965/66)
(1957a) Beta decay experiments and non-conservation of parity. *Rochester Conference* [1957, Session VII, S. 20–25]
(1957b) Experimental evidence for non-conservation of parity and charge conjugation in beta decay. In *Rehovoth Conference* [1958, S. 346–365]
(1957c) Measurements of longitudinal polarization of $\beta$-particles by Møller scattering. In *Rehovoth Conference* [1958, S. 380–384]
(1958) T. D. Lee und C. N. Yang. Phys. Bl. **14**, 171–172 (1958)
(1959a) History of beta-decay. In Frisch et al. [1959, S. 45–65]
(1959b) Parity experiments in beta decay. Rev. Mod. Phys. **31**, 783–790 (1959)
(1964) The universal Fermi interaction and the conserved vector current in beta decay. Rev. Mod. Phys. **36**, 618–632 (1964)
(1973) One researcher's personal account. In Maglic (1973, S. 101–104; 108–111; 114–118; 122–123)

**Wu, C. S., E. Ambler, R. W. Hayward, D. D. Hoppes und R. P. Hudson**
(1957) Experimental test of parity conservation in beta decay. Phys. Rev. **105**, 1413–1415 (1957)

**Wüster, H. O.**
(1959) Synchrotron Hamburg. Phys. Bl. **15**, 38 (1959)

**Wyld, W. H. und S. B. Treiman**
(1957) Charge asymmetries in the decay of long-lived neutral K-mesons. Phys. Rev. **106**, 169–170 (1957)

**Yamaguchi, Y.** ↦ Nambu et al. (1951); Espagnat et al. [1959]
(1959a) Possibility of super-weak interactions and the stability of matter. Progr. Theor. Phys. **22**, 373–380 (1959)
(1959b) A composite theory of elementary particles. Progr. Theor. Phys. (Supplement) **11**, 1–36 (1959)
(1959c) A model of strong interactions. Progr. Theor. Phys. (Supplement) **11**, 37–51 (1959)

**Yamazaki, Kazuo**
(1977) Über Heisenbergs Bemühungen um eine Theorie der Elementarteilchen. In Pfeiffer [1977, S. 133–145]

**Yang, C. N.** ↦ Dyson et al. (1964), Huang et al. (1957), Lee et al. (1957), Lee und Yang (1957a, b, 1958a, b), Lee und Oehme (1957), Lee, Steinberger et al. (1957), Pais (1958a), Wu (1958)
(1958) The law of parity conservation and other symmetry laws of physics. *Nobel lecture*, 11. Dezember 1957. In *Nobel lectures. Physics 1942–1962*, [1964, S.

393–403]. – Auch in *Science* **127**, 563–568 (1958). – Deutsche Übersetzung: Das Gesetz der Paritätserhaltung und andere Symmetriegesetze. Phys. Bl. **14**, 343–351 (1958)

(1959) Symmetry principles in modern physics. Lecture given at the 74th anniversary celebration of Bryn Mawr College, session on symmetries, November 6, 1959. Abgedruckt in Yangs *Selected Papers* [1983, S. 276–280]

(1980) Einstein's impact on theoretical physics. *Physics Today*, Juni 1980, S. 42–49

**Yuan, Luke C. L.**

(1958) Some considerations on the planning of experimental programs for the 25 GEV proton synchrotron. *CERN-Report* 58-28, *Proton Synchrotron Division*, December 1958

**Yukawa, H.**

(1958) An attempt at a non-linear field theory. In *CERN Konferenz* [1958, S. 117–118]

**Zachariasen, F.**

(1958) Decay of K mesons as a test of the universal Fermi interaction. Phys. Rev. **110**, 1481–1482 (1958)

**Zel'dovich (Seldowitsch), Ya. B.** ↦ Goldanskii

(1955) Der heutige Stand der Theorie des $\beta$-Zerfalls. *Uspekhi Fizicheskikh Nauk* **56**, 165 (1955). Deutsche Übersetzung: *Fortschritte der Physik* **4**, 33—65 (1956)

(1956) Über die Theorie der Antiteilchen, die Ladungen der Elementarteilchen und die Eigenschaften schwerer neutraler Mesonen. *Uspekhi Fizicheskikh Nauk* **59**, 377 (1956). Deutsche Übersetzung: *Fortschritte der Physik* **5**, 70–91 (1957)

(1957a) The relation between decay asymmetry and dipole moment of elementary particles. *Zhurnal eksperimentalnoii teoreticheskoi fiziki* **33**, 1488–1496 (1957). – Übersetzung: *Soviet Physics JETP* **6**, 1148–1155 (1958). – Auszug in Zel'dovich [1992/93, Band **II**, S. 90–92]

(1957b) Electromagnetic interaction with parity violation. *Zhurnal eksperimentalnoii teoreticheskoi fiziki* **33**, 1531–1533 (1957). – Übersetzung in Zel'dovich [1992/93, Band **II**, S. 97–100]

(1959) Parity nonconservation in the first order in the weak-interaction constant in electron scattering and other effects. *Zhurnal eksperimentalnoii teoreticheskoi fiziki* **36**, 964–966 (1959). – Übersetzung in Zel'dovich [1992/93, Band **II**, S. 86–88]

[1992/93] *Selected works of Yakov Borisovich Zeldovich*. Herausgeber der englischen Ausgabe: J. P. Ostriker. Band **I**: *Chemical physics and hydrodynamics*. Band **II**: *Particles, nuclei, and the universe*. Princeton, N. J. 1992/93

**Zel'dovich, Ya. B. und Gershtein, S. S.**

(1958) Formation of hydrogen mesic molecules. *Zhurnal eksperimentalnoii teoreticheskoi fiziki* **35**, 649–654 (1958)

(1960) Nuclear reactions in cold hydrogen. I. Mesonic catalysis. *Uspekhi Fizicheskikh Nauk* **71**, 581–630 (1960)

**Zichichi, A., Hrsg.**

[1970] Subnuclear phenomena. Band **1**. New York 1970

**Zimmer, H.**

[1951]* *Mythen und Symbole in der indischen Kunst und Kultur*. Zürich 1951

[1961/73] *Philosophie und Religion Indiens*. Zürich 1961, Frankfurt a. M. $^{2}$1973

**Zimmermann, W.** ↦ auch Glaser, Lehmann
(1958) On the bound state problem in quantum field theory. *Nuovo Cimento* **10**, 597–614 (1958)

**Zichichi, A., Hrsg.**
[1966] *Strong and weak interactions – Present problems*. New York 1966
[1971] *Elementary processes at high energy*. New York 1971

**Zumino, B.** ↦ auch Gatto, Lüders
(1961a) Field theories with a degenerate vacuum. In Bopp [1961, S. 234–239]
(1961b) The gauge transformation of propagators in quantum electrodynamics. In Caianello [1961, S. 27–35]

## 3b. Schriften von W. Pauli aus den Jahren 1957–1959

Neben Paulis eigentlichen Publikationen der Jahre 1957–1959 enthält dieses Verzeichnis auch Hinweise auf Diskussionsbeiträge und Manuskripte. Die Publikationen sind nach dem Eingangs- bzw. Publikationsdatum geordnet, sofern diese nachgewiesen werden konnten. Außerdem wird auf Band- und Seitenzahl der *Collected Scientific Papers* (CSP) von Pauli verwiesen, falls die Publikation dort erfaßt ist. Zitierte Schriften, die außerhalb der Periode 1957–1959 veröffentlicht wurden, sind im *Allgemeinen Literaturverzeichnis 3a* aufgeführt.

**1957**

(1957a) Zur älteren und neueren Geschichte des Neutrinos. Autoreferat eines Vortrages vom 21. Januar 1957. *Vierteljahresschrift der Naturforschenden Gesellschaft Zürich* **102**, 387–388 (1957). Wiederabdruck in Pauli [1988, S. 481–483]. – Stark erweiterte Fassung in Pauli (1958k)
(1957b) Remarks on a paper by H. Lehmann and the C P T-theorem. Notes by Ch. P. Enz. (1957) CERN, *Pauli-Nachlaß* 5/143. – Anlage zum Brief [2784]
(1957c) Ausgewählte Kapitel aus der Wellenmechanik. Manuskript einer im Sommer 1957 an der ETH Zürich gehaltenen Vorlesung, ausgearbeitet von Ch. P. Enz. CERN, *Pauli-Nachlaß* 5/148-185
(1957d) On the conservation of the lepton charge. Eingegangen am 14. Mai 1957. *Nuovo Cimento* **6**, 204–215 (1957). – CSP **II**/ S. 1338–1349
(1957e) Bemerkungen zur jetzigen Lage der Quantentheorie der Felder. Manuskript, datiert am 9. Juni 1957. CERN, *Pauli-Nachlaß* 1/451-454. – Anlage zum Brief [2640]
(1957f) Phänomen und physikalische Realität. Vortrag, gehalten am 24. August 1954 auf dem internationalen Philosophenkongreß in Zürich. *Dialectica* **11**, 36–47 (1957). – CSP **II**/ S. 1350–1361. – Wiederabdruck in Pauli [1961/84, S. 93–101]
(1957g) On the „H-principle“ in *classical* general covariant field theories. Manuskript (not for publication) im *Pauli-Nachlaß*, Appendix zu PLC 0399, Anlage zum Brief [2705]
(1957/58) Theorie der schwachen Wechselwirkung. Manuskript. Ausarbeitung einer im Wintersemester 1957/58 an der ETH-Zürich von Pauli gehaltenen Vorlesung durch P. Curtius. CERN, *Pauli-Nachlaß*

**1958**

[1958a] *Theory of relativity*. New York 1958. Englische Übersetzung von Pauli [1921] durch G. Field. – *Relativitätstheorie*. Neu herausgegeben und kommentiert von Domenico Giulini. Berlin, Heidelberg, New York, Barcelona, etc. 2000

(1958a) Albert Einstein und die Entwicklung der Physik. *Neue Zürcher Zeitung*, 12. Januar 1958. Auch in *Universitas* **13**, 593–598 (1958) und Phys. Bl. **15**, 241–245 (1959). – CSP **II**/ S. 1362–1367

(1958b) Die allgemeinen Prinzipien der Wellenmechanik. *Handbuch der Physik*, herausgegeben von S. Flügge. Band **V**, Teil 1: *Prinzipien der Quantentheorie*. Dort S. 1–168

(1958c) General remarks on parity non-conservation. In *Rehovoth Conference* [1958, S. 416]

(1958) [Anonym:] Pauli effect observed in Israel for the first time. *Rehovoth Conference* [1958, S. 593–594]

(1958d) Die Verletzung von Spiegelungs-Symmetrien in den Gesetzen der Atomphysik. *Experientia* **14**, 1–5 (1958). – CSP **II**/ S. 1368–1372. – Wiederabdruck in Pauli [1961/84, S. 147–155]

(1958e) Comment on Heisenberg's Radio Advertisement. Manuskript, Oppenheimer-Nachlaß, *Library of Congress*, Washington D. C. (1958). – Anlage zum Brief [2897]

(1958f) W. Heisenberg und W. Pauli: On the isospin group in the theory of elementary particles. Manuskript, Heisenberg-Archiv, *Max-Planck-Institut für Physik*, München, 1958. – Abgedruckt in W. Heisenberg, *Gesammelte Werke*, Band **A III**, S. 337–351 und in Band **IV**/4, S. 827–861 des vorliegenden Briefwechsels von W. Pauli

(1958g) *Lectures on continuous groups and reflections in quantum mechanics*. Notes by R. S. Riddell, Jr. *University of California*, *Radiation Laboratory*. Spring Term 1958. UCRL-Report No. 8213, Berkeley 1958

(1958h) Zur Thermodynamik dissoziierter Gleichgewichte in äußeren Kraftfeldern. In *Festschrift Jakob Ackeret*. Zum 60. Geburtstag am 17. März 1958. Eingegangen am 19. Juli 1957. *Zeitschrift für Angewandte Mathematik und Physik* **9**b, 490–497 (1958). – CSP **II**/ S. 1373–1380

(1958i) Fundamental theoretical ideas. In *CERN Konferenz 1958* [1958, Introduction by the chairman: S. 116; Discussion (im Anschluß an Yukawas Vortrag): 118 (Chairman); Discussion (im Anschluß an Heisenbergs Vortrag): 122–126; Discussion (im Anschluß an Schwingers Vortrag): 140]

(1958j) The indefinite metric with complex roots. In *CERN Konferenz 1958* [1958, S. 127–128; Discussion: 130, 133]. – CSP **II**/ S. 1381–1382

(1958k) Zur älteren und neueren Geschichte des Neutrinos. Stark erweiterte Fassung von Pauli (1957a), die Pauli als Festgabe zu Lise Meitners 80. Geburtstag ausarbeitete. Wiederabdruck in Pauli [1961/84, S. 156–180]

(1958l) Diskussionsbemerkungen zu den Referaten von Lemaître (1958) und von Schücking und Heckmann (1958) während des 11. Solvay-Kongresses. In *Solvay-Report 1958* [1958, S. 26 und 159]

[1959] *Vorlesungen über Wellenmechanik*. Ausgearbeitet von F. Herlach und H. E. Knoepfel. ETH-Zürich 1959. – Wiederabdruck durch Boringhieri, Turin 1962

(1959) W. Pauli und B. Touschek: Report and comment on F. Gürsey's „Group structure of elementary particles". – Corso VIII. Problemi matematici della teoria quantistica delle particelle e dei campi. Varenna 21. Juli – 9. August

1958. *Nuovo Cimento* **14** (Supplemento), 205–211 (1959). – CSP **II**/ S. 1383–1388

[1964] *Collected Scientific Papers* by Wolfgang Pauli. Herausgegeben von R. Kronig und V. F. Weisskopf. 2 Bände. New York 1964

# 4. Verzeichnis der Korrespondenten

In diesem Verzeichnis ist die Gesamtanzahl der in diesem Band **IV**/4 enthaltenen Briefe wiedergegeben. Die Zahl der Briefe aus der Korrespondenz Paulis mit dem betreffenden Korrespondenten steht in den eckigen Klammern *vor* dem Komma; *nach* dem Komma die Zahl der Antwortschreiben Paulis.


| | | 1957–1958 |
|---|---|---|
| 1. | Gerhard Adler | [01, 01] |
| 2. | Vincenzo Arangio-Ruiz (1884–1964), Mitglied der *Accademia dei Lincei* | [01, 00] |
| 3. | Valentine Bargmann (1908–1989) | [01, 00] |
| 4. | Hans Bender (1907–1991) | [03, 01] |
| 5. | Peter Gabriel Bergmann (1915–2002) | [03, 03] |
| 6. | Isaac Paul Bernays (1888–1977) | [01, 01] |
| 7. | John Blatt (1921–1990) | [01, 00] |
| 8. | Aage Bohr (geb. 1922) | [03, 01] |
| 9. | Niels Bohr (1885–1962) | [02, 01] |
| 10. | Max Born (1882–1970) | [06, 05] |
| 11. | Antonio Borsellino (geb. 1915), Physiker in Genua | [01, 01] |
| 12. | Piero Caldirola (1914–1984) | [03, 03] |
| 13. | *Chemical Society* | [02, 01] |
| 14. | Geoffrey Foucar Chew (geb. 1924) | [01, 01] |
| 15. | Philippe Choquard (geb. 1929) | [01, 01] |
| 16. | Lincoln Constance (geb. 1909), Botanikprofessor in Berkeley | [01, 00] |
| 17. | Edward M. Corson (geb. 1921), Physiker aus Newark | [03, 01] |
| 18. | Max Delbrück (1906–1981) | [05, 03] |
| 19. | Martin Deutsch (1917–2002) | [01, 01] |
| 20. | Hans-Peter Dürr (geb. 1929) | [09, 05] |
| 21. | Freeman Dyson (geb. 1923) | [01, 01] |
| 22. | Walther Maurice Elsasser (1904–1991) | [06, 03] |
| 23. | Charles Enz (geb. 1925) | [23, 15] |
| 24. | Markus Fierz (geb. 1912) | [77, 45] |
| 25. | Adriaan Fokker (1887–1968) | [01, 01] |
| 26. | Marie-Louise von Franz (1915–1998) | [01, 01] |
| 27. | Hans Frauenfelder (geb. 1922) | [11, 08] |
| 28. | Eduard Fueter (geb. 1908), Schweizerischer Mathematikhistoriker | [01, 01] |
| 29. | George Gamow (1904–1968) | [01, 01] |
| 30. | Francesco Giordani (1896–1961), Mitglied der *Accademia dei Lincei* | [02, 01] |
| 31. | Vladimir Glaser (1924–1984) | [07, 03] |
| 32. | Maria Goeppert-Mayer (1906–1972) ↦ Telegdi | |
| 33. | Samuel Goudsmit (1902–1978) | [01, 00] |

34. Paolo Gulmanelli (geb. 1928) [04, 02]
35. Feza Gürsey (1921–1992) [16, 09]
36. Torsten Gustafson (1904–1987) [02, 01]
37. Elisabeth Heisenberg (1914–1998) [01, 00]
38. Werner Heisenberg (1901–1976) [144, 78]
39. Alois Hornung (1885–1969), ehemaliger Wiener Gymnasiallehrer [02, 01]
40. Gerhard Huber (geb. 1923) [03, 02]
41. Erich Hula (1900–1987) [01, 00]
42. Dimitri Iwanenko (1904–1994) [01, 00]
43. Aniela Jaffé (1903–1991) [21, 16]
44. Karl Jaspers (1883–1969) [01, 01]
45. Josef Maria Jauch (1914–1974) [02, 02]
46. Johannes Hans Daniel Jensen (1907–1973) [07, 06]
47. Carl Gustav Jung (1875–1961) [05, 03]
48. Erich von Kahler (1885–1970) [02, 02]
49. Gunnar Källén (1926–1968) [71, 40]
50. August Karolus (1893–1972) [01, 00]
51. Aharon Katchalsky (geb. 1913) [02, 01]
52. Nicholas Kemmer (1911–1998) [02, 02]
53. Max Hans Hermann Knoll (geb. 1897) [01, 00]
54. Wojciech Krolikowski (geb. 1926) [02, 01]
55. Franz Kröner (1889–1958) [04, 04]
56. Ralf Kronig (1904–1995) [01, 01]
57. Lew Davidovich Landau (1908–1968) [03, 01]
58. Peter Theodore Landsberg (geb. 1922) [01, 00]
59. Max von Laue (1879–1960) [02, 01]
60. Tsung-Dao Lee (geb. 1926) ↦ Yang
61. Harry J. Lipkin (geb. 1921) [02, 02]
62. Gerhart Lüders (1920–1994) [26, 09]
63. Carl Alfred Meier (1905–1995) [02, 02]
64. Lise Meitner (1878–1968) [03, 02]
65. Charles W. Misner (geb. 1932) [02, 02]
66. Gustav Neukomm (1916–1981) [02, 01]
67. *Niederländische Akademie der Wissenschaften* [02, 01]
68. *Nobelkomitee* [01, 00]
69. Robert Oppenheimer (1904–1967) [02, 01]
70. Hans Pallmann (1903–1965) [26, 19]
71. Erwin Panofsky (1892–1968) [07, 06]
72. Wolfgang Paul (1913–1993) [02, 01]
73. Franca Pauli, geb. Bertram (1901–1987) [01, 00]
74. Hertha Pauli-Ashton (1906–1973) [01, 01]
75. Rudolf Peierls (1907–1995) [04, 04]
76. John Charlton Polkinghorne (geb. 1930) [01, 00]
77. Isaak Isidor Rabi (1898–1988) [01, 01]
78. Giulio Racah (1909–1965) [01, 01]
79. Franco Rasetti (1901–2001) [01, 00]
80. Paul Rosbaud (1896–1963) [09, 09]
81. *Rundschreiben* [01, 01]
82. Abdus Salam (1926–1996) [16, 09]
83. Samuel Sambursky (1900–1990) [03, 03]
84. Robert Schafroth (1923–1959) [07, 05]

| | | |
|---|---|---|
| 85. | Oberbibliothekar Paul Scherrer (1900–1992) | [01, 00] |
| 86. | Erwin Schrödinger (1887–1961) | [02, 01] |
| 87. | *Schweizerischer Nationalfonds* | [03, 02] |
| 88. | Amos de Shalit (1926–1969) | [02, 01] |
| 89. | H. Spengler | [01, 00] |
| 90. | Richard Spitzer | [02, 01] |
| 91. | *Springer-Verlag* | [01, 01] |
| 92. | Henry Stapp (geb. 1928) | [01, 01] |
| 93. | Berthold Stech (geb. 1924) | [01, 00] |
| 94. | Otto Stern (1888–1969) | [02, 01] |
| 95. | *Studenten der ETH* | [01, 00] |
| 96. | Kurt Symanzik (1923–1983) | [09, 04] |
| 97. | Igor Tamm (1895–1971) | [01, 00] |
| 98. | Valentine Telegdi (geb. 1922) und M. Goeppert-Mayer | [03, 02] |
| 99. | Edward Teller (1908–2003) | [01, 00] |
| 100. | Armin Thellung (1924–2003) | [03, 02] |
| 101. | *Theoretische Physik der ETH* | [01, 00] |
| 102. | Hans Thirring (1888–1976) | [01, 01] |
| 103. | Walter Thirring (geb. 1927) | [05, 03] |
| 104. | Bruno Touschek (1921–1978) | [19, 11] |
| 105. | Ferdinand Trendelenburg (1896–1973) | [09, 04] |
| 106. | Felix M. H. Villars (1921–2002) | [01, 00] |
| 107. | Jean Weigle (1901–1968) | [02, 02] |
| 108. | Victor F. Weisskopf (1908–2002) | [19, 14] |
| 109. | Gregor Wentzel (1898–1978) | [02, 02] |
| 110. | Chien-Shiung Wu (1912–1997) | [11, 06] |
| 111. | Chen-Ning Yang (geb. 1922) | [05, 04] |
| | Summe | [715, 427] |

# 5. Briefverzeichnisse

## 5a. Chronologisches Verzeichnis: 1957–1958

| | | | | |
|---|---|---|---|---|
| **[2429]** | Pauli an Kröner | Zollikon-Zürich | 1. Januar | 1957 |
| **[2430]** | Heisenberg an Pauli | Göttingen | 1. Januar | 1957 |
| **[2431]** | Pauli an Heisenberg | Zürich | 2. Januar | 1957 |
| **[2432]** | Källén an Pauli | Kopenhagen | 2. Januar | 1957 |
| **[2433]** | Pauli an Heisenberg | Zürich | 4. Januar | 1957 |
| **[2434]** | Pauli an Källén [1. Brief] | Zürich | 4. Januar | 1957 |
| **[2435]** | Pauli an Källén [2. Brief] | Zürich | 4. Januar | 1957 |
| **[2436]** | Heisenberg an Pauli | Göttingen | 4. Januar | 1957 |
| **[2437]** | Rasetti an Pauli | Baltimore | 4. Januar | 1957 |
| **[2438]** | Pauli an Heisenberg | Zürich | 7. Januar | 1957 |
| **[2439]** | Källén an Pauli | Kopenhagen | 8. Januar | 1957 |
| **[2440]** | Fierz an Pauli | Basel | 9. Januar | 1957 |
| **[2441]** | Heisenberg an Pauli | Göttingen | 9. Januar | 1957 |
| **[2442]** | Pauli an Heisenberg | Zürich | 10. Januar | 1957 |
| **[2443]** | Pauli an Källén | Zürich | 10. Januar | 1957 |
| **[2444]** | Källén an Pauli | Kopenhagen | 10. Januar | 1957 |
| **[2445]** | Pauli an Fierz | Zürich | 11. Januar | 1957 |
| **[2446]** | Gustafson an Pauli | Lund | 11. Januar | 1957 |
| **[2447]** | Källén an Pauli | Kopenhagen | 12. Januar | 1957 |
| **[2448]** | Heisenberg an Pauli | Göttingen | 13. Januar | 1957 |
| **[2449]** | Pauli an Heisenberg | Zürich | 15. Januar | 1957 |
| **[2450]** | Pauli an Källén | Zürich | 15. Januar | 1957 |
| **[2451]** | Blatt an Pauli | Princeton | 15. Januar | 1957 |
| **[2452]** | Heisenberg an Pauli | Göttingen | 15. Januar | 1957 |
| **[2453]** | Fierz an Pauli | Basel | 16. Januar | 1957 |
| **[2454]** | Pauli an Kröner | Zürich | 17. Januar | 1957 |
| **[2455]** | Pauli an Weisskopf<br>mit Anlage *Übersetzung* | Zürich | 17. Januar | 1957 |
| **[2456]** | Heisenberg an Pauli | Göttingen | 17. Januar | 1957 |
| **[2457]** | Pauli an Bohr<br>*Todesanzeige der Parity* | Zürich | 19. Januar | 1957 |
| **[2458]** | Pauli an Heisenberg | Zürich | 19. Januar | 1957 |
| **[2459]** | Pauli an Weisskopf<br>mit Anlage *Übersetzung* | Zürich | 19. Januar | 1957 |
| **[2460]** | Pauli an Wu | Zürich | 19. Januar | 1957 |
| **[2461]** | Fierz an Pauli | Basel | 21. Januar | 1957 |
| **[2462]** | Heisenberg an Pauli | Göttingen | 21. Januar | 1957 |
| **[2463]** | Källén an Pauli | Kopenhagen | 21. Januar | 1957 |
| **[2464]** | Pauli an Fierz | Zürich | 22. Januar | 1957 |

| | | | | |
|---|---|---|---|---|
| **[2465]** | Pauli an Telegdi | Zürich | 22. Januar | 1957 |
| **[2466]** | Källén an Pauli | Kopenhagen | 22. Januar | 1957 |
| **[2467]** | Pauli an Källén [1. Brief] | Zürich | 23. Januar | 1957 |
| **[2468]** | Pauli an Källén [2. Brief] | Zürich | 23. Januar | 1957 |
| **[2469]** | Fierz an Pauli | Basel | 23. Januar | 1957 |
| **[2470]** | Heisenberg an Pauli | Göttingen | 23. Januar | 1957 |
| **[2471]** | Pauli an Fierz | Zürich | 24. Januar | 1957 |
| **[2472]** | Pauli an Salam | Zürich | 24. Januar | 1957 |
| **[2473]** | Pauli an Heisenberg | Zürich | 25. Januar | 1957 |
| **[2474]** | Fierz an Pauli | Basel | 25. Januar | 1957 |
| **[2475]** | Villars an Pauli<br>mit Anlage *Brief von Enz* | Genf | 25. Januar | 1957 |
| **[2476]** | Pauli an Weisskopf<br>mit Anlage *Übersetzung* | Zürich | 27/28. Januar | 1957 |
| **[2477]** | Heisenberg an Pauli | Göttingen | 28. Januar | 1957 |
| **[2478]** | Källén an Pauli | Kopenhagen | 28. Januar | 1957 |
| **[2479]** | Pauli an Fierz | Zürich | 29. Januar | 1957 |
| **[2480]** | Pauli an Heisenberg mit Appendix | Zürich | 29. Januar | 1957 |
| **[2481]** | Heisenberg an Pauli | Göttingen | 29. Januar | 1957 |
| **[2482]** | Salam an Pauli | London | 30. Januar | 1957 |
| **[2483]** | Pauli an Heisenberg | Zürich | 31. Januar | 1957 |
| **[2484]** | Pauli an Källén | Zürich | 31. Januar | 1957 |
| **[2485]** | Fierz an Pauli | Basel | 31. Januar | 1957 |
| **[2486]** | Heisenberg an Pauli | Göttingen | 31. Januar | 1957 |
| **[2487]** | Salam an Pauli | London | 31. Januar | 1957 |
| **[2488]** | Touschek an Pauli | Rom | 31. Januar | 1957 |
| **[2489]** | Heisenberg an Pauli | Göttingen | 1. Februar | 1957 |
| **[2490]** | Pauli an Heisenberg<br>mit Appendix I und II | Zürich | 2/5. Februar | 1957 |
| **[2491]** | Pauli an Gustafson | Zürich | 5. Februar | 1957 |
| **[2492]** | Pauli an Racah | Zürich | 5. Februar | 1957 |
| **[2493]** | Weisskopf an Pauli | Cambridge | 5. Februar | 1957 |
| **[2494]** | Fierz an Pauli | Basel | 6. Februar | 1957 |
| **[2495]** | Heisenberg an Pauli | Ascona | 6. Februar | 1957 |
| **[2496]** | Lüders an Pauli | Cambridge | 6. Februar | 1957 |
| **[2497]** | Pauli an Fierz [1. Brief] | Zürich | 7. Februar | 1957 |
| **[2498]** | Pauli an Fierz [2. Brief] | Zürich | 7. Februar | 1957 |
| **[2499]** | Pallmann und Bosshardt an Pauli | Zürich | 7. Februar | 1957 |
| **[2500]** | Pauli an Touschek | Zürich | 8. Februar | 1957 |
| **[2501]** | Fierz an Pauli [1. Brief] | Basel | 8. Februar | 1957 |
| **[2502]** | Fierz an Pauli [2. Brief] mit Anlage | Basel | 8. Februar | 1957 |
| **[2503]** | Pauli an Fierz | Zürich | 9. Februar | 1957 |
| **[2504]** | Pauli an Heisenberg | Zürich | 9. Februar | 1957 |
| **[2505]** | Pauli an Weisskopf | Zürich | 9. Februar | 1957 |
| **[2506]** | Pauli an Källén mit Anlagen *Briefe* | Zürich | 10. Februar | 1957 |
| **[2507]** | Pauli an Kemmer | Zürich | 11. Februar | 1957 |
| **[2508]** | Heisenberg an Pauli | Ascona | 11. Februar | 1957 |
| **[2509]** | Lüders an Pauli | Cambridge | 11. Februar | 1957 |
| **[2510]** | Pauli an Fierz | Zürich | 12. Februar | 1957 |
| **[2511]** | Pauli an Yang | Zürich | 12. Februar | 1957 |
| **[2512]** | Born an Pauli | Bad Pyrmont | 12. Februar | 1957 |

| | | | | |
|---|---|---|---|---|
| **[2513]** | Yang und Lee an Pauli | New York | 12. Februar | 1957 |
| **[2514]** | Källén an Pauli | Kopenhagen | 13. Februar | 1957 |
| **[2515]** | Salam an Pauli | London | 13. Februar | 1957 |
| **[2516]** | Fierz an Pauli | Basel | 14. Februar | 1957 |
| **[2517]** | Pauli an Fierz [1. Brief] | Zürich | 15. Februar | 1957 |
| **[2518]** | Pauli an Fierz [2. Brief] | Zürich | 15. Februar | 1957 |
| **[2519]** | Pauli an Heisenberg mit Anhang | Zürich | 15. Februar | 1957 |
| **[2520]** | Polkinghorne an Pauli | Edinburgh | 15. Februar | 1957 |
| **[2521]** | Heisenberg an Pauli | Ascona | 16. Februar | 1957 |
| **[2522]** | Salam an Pauli | London | 16. Februar | 1957 |
| **[2523]** | Pauli an Fierz | Zürich | 18. Februar | 1957 |
| **[2524]** | Pauli an Panofsky | Zürich | 18. Februar | 1957 |
| **[2525]** | Pauli an Salam | Zürich | 18. Februar | 1957 |
| **[2526]** | Pauli an Yang und Lee | Zürich | 18. Februar | 1957 |
| **[2527]** | Fierz an Pauli | Basel | 18. Februar | 1957 |
| **[2528]** | Pauli an Peierls | Zürich | 19. Februar | 1957 |
| **[2529]** | Fierz an Pauli | Basel | 19. Februar | 1957 |
| **[2530]** | Pauli an Fierz | Zürich | 20. Februar | 1957 |
| **[2531]** | Heisenberg an Pauli | Ascona | 20. Februar | 1957 |
| **[2532]** | Pauli an Fierz | Zürich | 22. Februar | 1957 |
| **[2533]** | Pauli an Heisenberg | Zürich | 22. Februar | 1957 |
| **[2534]** | Pauli an Heisenberg | Zürich | 24. Februar | 1957 |
| **[2535]** | Heisenberg an Pauli | Ascona | 24/25. Februar | 1957 |
| **[2536]** | Pauli an Jaffé [1. Brief] | Zürich | 25. Februar | 1957 |
| **[2537]** | Pauli an Jaffé [2. Brief] | Zürich | 25. Februar | 1957 |
| **[2538]** | Pauli an Bender mit Anhang | Zürich | 26. Februar | 1957 |
| **[2539]** | Pauli an Heisenberg | Zürich | 26. Februar | 1957 |
| **[2540]** | Pauli an Weisskopf | Zürich | 26. Februar | 1957 |
| **[2541]** | Panofsky an Pauli | Princeton | 26. Februar | 1957 |
| **[2542]** | Heisenberg an Pauli | Ascona | 27/28. Februar | 1957 |
| **[2543]** | Pauli an Källén | Zürich | 28. Februar | 1957 |
| **[2544]** | Pauli an Rosbaud | Zollikon-Zürich | 28. Februar | 1957 |
| **[2545]** | Landsberg an Pauli | Aberdeen | 28. Februar | 1957 |
| **[2546]** | Pauli an Kröner | Zollikon-Zürich | 28. Februar | 1957 |
| **[2547]** | Pauli an Peierls | Zürich | 28. Februar | 1957 |
| **[2548]** | Pauli an Born | Zürich | 1. März | 1957 |
| **[2549]** | Pauli an Heisenberg | Zürich | 1. März | 1957 |
| **[2550]** | Pauli an Kemmer | Zürich | 1. März | 1957 |
| **[2551]** | Pauli an Touschek | Zürich | 1. März | 1957 |
| **[2552]** | Pauli an Fierz | Zollikon-Zürich | 2. März | 1957 |
| **[2553]** | Pauli an Heisenberg | Zollikon-Zürich | 2/3. März | 1957 |
| **[2554]** | Fierz an Pauli | Basel | 2. März | 1957 |
| **[2555]** | Pauli an Fierz | Zürich | 5. März | 1957 |
| **[2556]** | Heisenberg an Pauli | Ascona | 5. März | 1957 |
| **[2557]** | Pauli an Born | Zürich | 6. März | 1957 |
| **[2558]** | Pauli an Heisenberg | Zürich | 6. März | 1957 |
| **[2559]** | Pauli an Touschek | Zürich | 7. März | 1957 |
| **[2560]** | Heisenberg an Pauli | Ascona | 7. März | 1957 |
| **[2561]** | Pauli an Fierz | Zürich | 8. März | 1957 |
| **[2562]** | Pauli an Heisenberg | Zürich | 8. März | 1957 |
| **[2563]** | Bender an Pauli | Freiburg i. Br. | 8. März | 1957 |

| | | | | |
|---|---|---|---|---|
| **[2564]** | Pauli an Salam | Zürich | 11. März | 1957 |
| **[2565]** | Källén an Pauli | Kopenhagen | 11. März | 1957 |
| **[2566]** | Touschek an Pauli | Rom | 11. März | 1957 |
| **[2567]** | Pauli an Peierls | Zürich | 12. März | 1957 |
| **[2568]** | Pauli an Salam | Zürich | 12. März | 1957 |
| **[2569]** | Pauli an Fierz | Zollikon-Zürich | 13. März | 1957 |
| **[2570]** | Pauli an Salam | Forch | 13. März | 1957 |
| **[2571]** | Pauli an Born | Forch | 14. März | 1957 |
| **[2572]** | Pauli an Panofsky | Forch (Zürich) | 14. März | 1957 |
| **[2573]** | Pauli an Salam | Zürich | 15. März | 1957 |
| **[2574]** | Pauli an Touschek | Zürich | 15. März | 1957 |
| **[2575]** | Fierz an Pauli | Basel | 15. März | 1957 |
| **[2576]** | Touschek an Pauli | Rom | 15. März | 1957 |
| **[2577]** | Pauli an Fierz | Zollikon-Zürich | 16. März | 1957 |
| **[2578]** | Pauli an Meier | Zollikon-Zürich | 16. März | 1957 |
| **[2579]** | Pauli an Caldirola | Zürich | 18. März | 1957 |
| **[2580]** | Pauli an Frauenfelder | Zürich | 18. März | 1957 |
| **[2581]** | Pauli an Jaffé | Zürich | 18. März | 1957 |
| **[2582]** | Pauli an Peierls | Zürich | 18. März | 1957 |
| **[2583]** | Fierz an Pauli | Basel | 18. März | 1957 |
| **[2584]** | Pauli an Enz | Zürich | 19. März | 1957 |
| **[2585]** | Pauli an Enz | Zürich | 20. März | 1957 |
| **[2586]** | Bender an Pauli<br>mit Anlagen *Gespräch mit Pauli* | Freiburg i. Br. | 20. März | 1957 |
| **[2587]** | Touschek an Pauli mit Anlage | Rom | 20. März | 1957 |
| **[2588]** | Pauli an Fierz | Zürich | 21/22. März | 1957 |
| **[2589]** | Pauli an Pallmann | Zürich | 21. März | 1957 |
| **[2590]** | Pauli an Born | Zürich | 22. März | 1957 |
| **[2591]** | Pauli an Jung | Zürich | 22. März | 1957 |
| **[2592]** | Pauli an Panofsky | Edinburgh | 28. März | 1957 |
| **[2593]** | Pauli an Touschek<br>mit Anlage *Brief Fierz an Enz* | Birmingham | 28. März | 1957 |
| **[2594]** | Heisenberg an Pauli | Göttingen | 28. März | 1957 |
| **[2595]** | Pauli an Jaffé | Birmingham | 1. April | 1957 |
| **[2596]** | Pauli an Källén | Edinburgh | Anfang April | 1957 |
| **[2597]** | Pauli an Heisenberg | Kopenhagen | 8. April | 1957 |
| **[2598]** | Pauli an Enz | Kopenhagen | 9. April | 1957 |
| **[2599]** | Heisenberg an Pauli | Göttingen | 11. April | 1957 |
| **[2600]** | Pauli an Heisenberg | Kopenhagen | 12. April | 1957 |
| **[2601]** | Pauli an Enz | Zürich | 15. April | 1957 |
| **[2602]** | Pauli an Touschek unvollständig | Zürich | 15. April | 1957 |
| **[2603]** | Pauli an von Kahler | Zürich | 17. April | 1957 |
| **[2604]** | Pauli an Schafroth | Zürich | 17. April | 1957 |
| **[2605]** | Touschek an Pauli | Rom | 18. April | 1957 |
| **[2606]** | Pauli an Jaffé | Zürich (Karfreitag) | 19. April | 1957 |
| **[2607]** | Heisenberg an Pauli mit Anlage | Göttingen | 20. April | 1957 |
| **[2608]** | Goudsmit an Pauli | New York | 22. April | 1957 |
| **[2609]** | Lüders an Pauli | Cambridge | 2. Mai | 1957 |
| **[2610]** | Pauli an Schafroth mit Beilage | Zürich | 6. Mai | 1957 |
| **[2611]** | Pauli an Lüders | Zürich | 7. Mai | 1957 |
| **[2612]** | Pauli an Salam | Zürich | 7. Mai | 1957 |

| | | | | |
|---|---|---|---|---|
| **[2613]** | Frauenfelder an Pauli | Urbana | 8. Mai | 1957 |
| **[2614]** | Pauli an Frauenfelder | Zürich | 10. Mai | 1957 |
| **[2615]** | Pauli an Kröner | Forch | 10. Mai | 1957 |
| **[2616]** | Pauli an Pallmann | Zürich | 10. Mai | 1957 |
| **[2617]** | Pauli an Stern | Zürich | 10. Mai | 1957 |
| **[2618]** | Pauli an Frauenfelder | Forch | 11. Mai | 1957 |
| **[2619]** | Pauli an Fierz | Zürich | 16. Mai | 1957 |
| **[2620]** | Oppenheimer an Pauli | Princeton | 17. Mai | 1957 |
| **[2621]** | Fierz an Pauli | Basel | 20. Mai | 1957 |
| **[2622]** | Frauenfelder an Pauli | Urbana | 20. Mai | 1957 |
| **[2623]** | Pauli an Frauenfelder | Zürich | 23. Mai | 1957 |
| **[2624]** | Pauli an Panofsky | Zürich | 23. Mai | 1957 |
| **[2625]** | Pauli an Yang | Zürich | 26. Mai | 1957 |
| **[2626]** | Pauli an Frauenfelder | Zürich | 27. Mai | 1957 |
| **[2627]** | Pauli an Yang | Zürich | 27. Mai | 1957 |
| **[2628]** | Constance an Pauli | Berkeley | 27. Mai | 1957 |
| **[2629]** | Jaffé an Pauli | Küsnacht-Zürich | 29. Mai | 1957 |
| **[2630]** | Pauli an Meier | Zürich | 1. Juni | 1957 |
| **[2631]** | Fierz an Pauli | Basel | 1. Juni | 1957 |
| **[2632]** | Heisenberg an Pauli | Göttingen | 5. Juni | 1957 |
| **[2633]** | Pauli an Lüders | Zürich | 6. Juni | 1957 |
| **[2634]** | Fierz an Pauli | Basel | 7. Juni | 1957 |
| **[2635]** | Frauenfelder an Pauli | Urbana | 7. Juni | 1957 |
| **[2636]** | Pauli an Telegdi und Goeppert-Mayer | Zürich | 8. Juni | 1957 |
| **[2637]** | Pauli an von Franz | Zürich | 10. Juni | 1957 |
| **[2638]** | Pauli an Jaffé | Zürich | 10. Juni | 1957 |
| **[2639]** | Tamm an Pauli | Moskau | 10. Juni | 1957 |
| **[2640]** | Pauli an Heisenberg [1. Brief] Anlage: *Bemerkungen zur jetzigen Lage in der Quantentheorie der Felder* | Zürich | 11. Juni | 1957 |
| **[2641]** | Pauli an Heisenberg [2. Brief] | Zürich | 12. Juni | 1957 |
| **[2642]** | Pauli an Heisenberg [3. Brief] mit Appendix | Zürich | 13. Juni | 1957 |
| **[2643]** | Pauli an Heisenberg [4. Brief] mit Appendix | Zürich | 14. Juni | 1957 |
| **[2644]** | Pauli an Jung | Zürich | Mitte Juni | 1957 |
| **[2645]** | Jung an Pauli | Küsnacht-Zürich | 15. Juni | 1957 |
| **[2646]** | Heisenberg an Pauli | Göttingen | 17. Juni | 1957 |
| **[2647]** | Lüders an Pauli mit Anlage *Brief an Enz* | Berkeley | 17. Juni | 1957 |
| **[2648]** | Lüders an Pauli | Berkeley | 18. Juni | 1957 |
| **[2649]** | Lüders an Pauli mit Anlage *Brief an Enz* | Berkeley | 20. Juni | 1957 |
| **[2650]** | Pauli an Heisenberg | Zürich | 21. Juni | 1957 |
| **[2651]** | Pauli an Källén | Zürich | 21. Juni | 1957 |
| **[2652]** | Pauli und Scherrer an Pallmann | Zürich | 21. Juni | 1957 |
| **[2653]** | Pauli an Rabi | Zollikon-Zürich | 22. Juni | 1957 |
| **[2654]** | Pauli an Dyson | Zürich | 25. Juni | 1957 |
| **[2655]** | Oberbibliothekar Scherrer an Pauli | Zürich | 25. Juni | 1957 |

| | | | | |
|---|---|---|---|---|
| **[2656]** | Pauli an Lüders mit Anlage<br>*Appendix zur Zweikomponententheorie* | Zürich | 26. Juni | 1957 |
| **[2657]** | Aage Bohr an Pauli | Kopenhagen | 29. Juni | 1957 |
| **[2658]** | Pauli an A. Bohr | Zürich | 1. Juli | 1957 |
| **[2659]** | Pauli an Spitzer | Zürich | 2. Juli | 1957 |
| **[2660]** | Lüders an Pauli<br>mit Anlage *Brief an Enz* | Berkeley | 2. Juli | 1957 |
| **[2661]** | Pauli an Choquard | Zürich | 6. Juli | 1957 |
| **[2662]** | Thirring an Pauli | Seattle | 8. Juli | 1957 |
| **[2663]** | Pauli an Jaffé | Zürich | 9. Juli | 1957 |
| **[2664]** | Källén an Pauli | Kopenhagen | 10. Juli | 1957 |
| **[2665]** | Huber an Pauli | Zürich | 11. Juli | 1957 |
| **[2666]** | Lüders an Pauli | Berkeley | 12. Juli | 1957 |
| **[2667]** | Pauli an Huber | Zürich | 13. Juli | 1957 |
| **[2668]** | Pauli an Heisenberg | Zürich | 15. Juli | 1957 |
| **[2669]** | Pauli an Källén | Zürich | 15. Juli | 1957 |
| **[2670]** | Lüders an Pauli | Berkeley | 15. Juli | 1957 |
| **[2671]** | Pauli an Lüders | Zürich | 16. Juli | 1957 |
| **[2672]** | Pauli an Pallmann | Zürich | 18. Juli | 1957 |
| **[2673]** | Jaffé an Pauli | Zürich | 18. Juli | 1957 |
| **[2674]** | Källén an Pauli | Kopenhagen | 18. Juli | 1957 |
| **[2675]** | Pauli an Lüders<br>mit Anlage *Brief von Enz* | Zürich | 19. Juli | 1957 |
| **[2676]** | Spitzer an Pauli | Berkeley | 19. Juli | 1957 |
| **[2677]** | Heisenberg an Pauli | Urfeld | 20. Juli | 1957 |
| **[2678]** | Pauli an Lüders | Zürich | 21. Juli | 1957 |
| **[2679]** | Lüders an Pauli | Berkeley | 22. Juli | 1957 |
| **[2680]** | Thirring an Pauli | Seattle | 23/25. Juli | 1957 |
| **[2681]** | Lüders an Pauli<br>mit Anlage *Brief an Enz* | Berkeley | 25. Juli | 1957 |
| **[2682]** | Pauli an Jung | Zürich | 5. August | 1957 |
| **[2683]** | Jung an Pauli | Küsnacht-Zürich | o. D. August | 1957 |
| **[2684]** | Pauli an Källén | Zürich | 5. August | 1957 |
| **[2685]** | Pauli an Källén | Zürich | 6. August | 1957 |
| **[2686]** | Telegdi an Pauli | Chicago | 7. August | 1957 |
| **[2687]** | Pauli und Enz an Källén | Zürich | 9. August | 1957 |
| **[2688]** | Pauli an Schrödinger | Zürich | 9. August | 1957 |
| **[2689]** | Källén an Pauli | Kopenhagen | 10. August | 1957 |
| **[2690]** | Källén an Pauli | Kopenhagen | 14. August | 1957 |
| **[2691]** | Lüders an Pauli | Berkeley | 15. August | 1957 |
| **[2692]** | Schrödinger an Pauli | Wien | 15. August | 1957 |
| **[2693]** | Pauli an Källén | Zürich | 17. August | 1957 |
| **[2694]** | Enz an Reines und Cowan | Zürich | 24. August | 1957 |
| **[2695]** | Pauli an Oppenheimer | Ronchi | 2. September | 1957 |
| **[2696]** | Reines an Enz | Los Alamos | 6. September | 1957 |
| **[2697]** | Pauli an Rosbaud Auszug | Zürich | 7. September | 1957 |
| **[2698]** | Heisenberg an Pauli | Göttingen | 13. September | 1957 |
| **[2699]** | Källén an Pauli | Kopenhagen | 16. September | 1957 |
| **[2700]** | Källén an Pauli | Kopenhagen | 20. September | 1957 |
| **[2701]** | Pauli an Källén | Zürich | 1. Oktober | 1957 |
| **[2702]** | Pauli an Pallmann mit Anlage | Zürich | 4. Oktober | 1957 |

| | | | |
|---|---|---|---|
| **[2703]** | Pauli an Fierz | Zürich | 7. Oktober 1957 |
| **[2704]** | Pauli an Sambursky mit Anlage | Zürich | 7. Oktober 1957 |
| **[2705]** | Pauli an Misner<br>mit Anhang *On the H-principle* | Zürich | 9. Oktober 1957 |
| **[2706]** | Pauli an Källén | Zürich | 10. Oktober 1957 |
| **[2707]** | Pauli an Hertha Pauli-Ashton | Zürich | 11. Oktober 1957 |
| **[2708]** | Källén an Pauli | Kopenhagen | 15. Oktober 1957 |
| **[2709]** | Pauli an Fierz | Zürich | 16. Oktober 1957 |
| **[2710]** | Pauli an Gulmanelli | Zürich | 19. Oktober 1957 |
| **[2711]** | Pauli an Heisenberg<br>mit Anlage *Brief an Källén* | Zürich | 19. Oktober 1957 |
| **[2712]** | Pauli an Källén | Zürich | 21. Oktober 1957 |
| **[2713]** | Pauli an Lipkin | Zürich | 22. Oktober 1957 |
| **[2714]** | Pauli und Källén<br>an den Springer-Verlag | Zürich | 22. Oktober 1957 |
| **[2715]** | Pauli und Scherrer an Pallmann | Zürich | 23. Oktober 1957 |
| **[2716]** | Pauli an Thellung | Zürich | 23. Oktober 1957 |
| **[2717]** | Källén an Pauli | Kopenhagen | 23. Oktober 1957 |
| **[2718]** | Pauli an Jensen | Zürich | 25. Oktober 1957 |
| **[2719]** | Pauli an Bergmann | Zürich | 26. Oktober 1957 |
| **[2720]** | Pauli an Källén | Zürich | 26. Oktober 1957 |
| **[2721]** | Pauli an Jaffé | Zürich | 27. Oktober 1957 |
| **[2722]** | Pauli an Bergmann | Zürich | 28. Oktober 1957 |
| **[2723]** | Pauli an Rosbaud | Zürich | 28. Oktober 1957 |
| **[2724]** | Pauli an Adler | Zürich | 30. Oktober 1957 |
| **[2725]** | Heisenberg an Pauli | Göttingen | 30. Oktober 1957 |
| **[2726]** | Enz an Reines | Zürich | 31. Oktober 1957 |
| **[2727]** | Pauli an Heisenberg | Zürich | 1. November 1957 |
| **[2728]** | Pauli an Jaffé | Zürich | 2. November 1957 |
| **[2729]** | Pauli an Rosbaud Auszug | Zürich | 2. November 1957 |
| **[2730]** | Fierz an Pauli | Basel | 3. November 1957 |
| **[2731]** | Heisenberg an Pauli | Göttingen | 7. November 1957 |
| **[2732]** | Pauli an Pallmann | Zürich | 8. November 1957 |
| **[2733]** | Pauli an Touschek | Zürich | 8. November 1957 |
| **[2734]** | Pauli an Sambursky | Zürich | 11. November 1957 |
| **[2735]** | Pauli und Scherrer an Pallmann | Zürich | 12. November 1957 |
| **[2736]** | Pauli an Fierz | Zürich | 14. November 1957 |
| **[2737]** | Pauli an Rosbaud | Zürich | 14. November 1957 |
| **[2738]** | Pauli an Touschek | Zürich | 14. November 1957 |
| **[2739]** | Gulmanelli an Pauli | Mailand | 14. November 1957 |
| **[2740]** | Pauli an Gulmanelli | Zürich | 15. November 1957 |
| **[2741]** | Pauli an Jensen | Zürich | 15. November 1957 |
| **[2742]** | Pauli an Källén<br>mit Anlage *Brief an Flügge* | Zürich | 15. November 1957 |
| **[2743]** | Fierz an Pauli | Basel | 16. November 1957 |
| **[2744]** | Pauli an Salam | Zürich | 19. November 1957 |
| **[2745]** | Fierz an Pauli [1. Brief] | Basel | 19. November 1957 |
| **[2746]** | Fierz an Pauli [2. Brief] | Basel | 19. November 1957 |
| **[2747]** | Jaffé an Pauli | Küsnacht-Zürich | 19. November 1957 |
| **[2748]** | Källén an Pauli | Kopenhagen | 19. November 1957 |
| **[2749]** | Pauli an Fierz [1. Brief] mit Anlage | Zürich | 20. November 1957 |

| | | | |
|---|---|---|---|
| **[2750]** | Pauli an Fierz [2. Brief] | Zürich | 20. November 1957 |
| **[2751]** | Pauli an Källén | Zürich | 21. November 1957 |
| **[2752]** | Pauli an Rosbaud [1. Brief] | Zürich | 21. November 1957 |
| **[2753]** | Pauli an Rosbaud [2. Brief] | Zürich | 21. November 1957 |
| **[2754]** | Fierz an Pauli | Basel | 21. November 1957 |
| **[2755]** | Pauli an Fierz | Zürich | 22. November 1957 |
| **[2756]** | Pauli an Touschek | Zürich | 22. November 1957 |
| **[2757]** | *Chemical Society* an Pauli | London | 25. November 1957 |
| **[2758]** | *Nobelkomitee* an Pauli | Stockholm | 25. November 1957 |
| **[2759]** | Fierz an Pauli Fragment | Basel | ca. 26. November 1957 |
| **[2760]** | Pauli an Fierz | Zürich | 27. November 1957 |
| **[2761]** | Pauli an die *Chemical Society* | Zürich | 28. November 1957 |
| **[2762]** | Källén an Pauli | Kopenhagen | 29. November 1957 |
| **[2763]** | Pauli an Rosbaud | Zürich | 30. November 1957 |
| **[2764]** | Pauli an Heisenberg [1. Brief] | Zürich | 1. Dezember 1957 |
| **[2765]** | Pauli an Heisenberg [2. Brief] | Zürich | 1. Dezember 1957 |
| **[2766]** | Pauli an Bergmann | Zürich | 2. Dezember 1957 |
| **[2767]** | Pauli an Heisenberg | Zürich | 2. Dezember 1957 |
| **[2768]** | Pauli an Misner | Zürich | 2. Dezember 1957 |
| **[2769]** | Pauli an Heisenberg | Zürich | 3. Dezember 1957 |
| **[2770]** | Pauli an Lipkin | Zürich | 3. Dezember 1957 |
| **[2771]** | Fierz an Pauli | Basel | 4. Dezember 1957 |
| **[2772]** | Heisenberg an Pauli | Göttingen | 4. Dezember 1957 |
| **[2773]** | Pauli an Salam | Zürich | 5. Dezember 1957 |
| **[2774]** | Pauli an Källén | Zürich | 6. Dezember 1957 |
| **[2775]** | Touschek an Enz | Rom | 6. Dezember 1957 |
| **[2776]** | Pauli an Fierz | Zürich | 7. Dezember 1957 |
| **[2777]** | Pauli an Heisenberg | Zollikon-Zürich | 8. Dezember 1957 |
| **[2778]** | Lüders an Pauli | Göttingen | 8. Dezember 1957 |
| **[2779]** | Pauli an Fierz | Zürich | 9. Dezember 1957 |
| **[2780]** | Heisenberg an Pauli | Göttingen | 9. Dezember 1957 |
| **[2781]** | Knoll an Pauli | Princeton | 9. Dezember 1957 |
| **[2782]** | Pauli an Fierz | Zürich | 11. Dezember 1957 |
| **[2783]** | Pauli an Jaffé | Zürich | 11. Dezember 1957 |
| **[2784]** | Pauli an Lüders<br>mit *Remarks on a paper by Lehmann* | Zürich | 11. Dezember 1957 |
| **[2785]** | Fierz an Pauli | Basel | 11. Dezember 1957 |
| **[2786]** | Pauli an Heisenberg | Zürich | 12. Dezember 1957 |
| **[2787]** | Fierz an Pauli *Pauli:* „*Datum falsch*“ | Basel | 12. Dezember 1957 |
| **[2788]** | Pauli an Heisenberg [1. Brief] | Zürich | 13. Dezember 1957 |
| **[2789]** | Pauli an Heisenberg [2. Brief] | Zürich | 13. Dezember 1957 |
| **[2790]** | Källén an Pauli | Kopenhagen | 13. Dezember 1957 |
| **[2791]** | Lüders an Pauli<br>mit Anlage *Brief von Lüders an Enz* | Göttingen | 13. Dezember 1957 |
| **[2792]** | Heisenberg an Pauli | Göttingen | 14. Dezember 1957 |
| **[2793]** | Pauli an Heisenberg | Zürich | 15. Dezember 1957 |
| **[2794]** | Pauli an Källén | Zürich | 16. Dezember 1957 |
| **[2795]** | Heisenberg an Pauli | Göttingen | 16. Dezember 1957 |
| **[2796]** | Källén an Pauli<br>mit Anlage *Brief an den Springer-Verlag* | Kopenhagen | 16. Dezember 1957 |
| **[2797]** | Lüders an Pauli | Göttingen | 16. Dezember 1957 |

| | | | |
|---|---|---|---|
| **[2798]** | Thellung an Pauli (Entwurf) | Birmingham | 16. Dezember 1957 |
| **[2799]** | Pauli an Källén | Zürich | 17. Dezember 1957 |
| **[2800]** | Pauli an Lüders | Zürich | 17. Dezember 1957 |
| **[2801]** | Källén an Pauli | Kopenhagen | 17. Dezember 1957 |
| **[2802]** | Pauli an Heisenberg<br>mit *Elementares zur Ladungskonjugation* | Zürich | 18. Dezember 1957 |
| **[2803]** | Symanzik an Pauli | Göttingen | 18. Dezember 1957 |
| **[2804]** | Pauli an Källén | Zürich | 19. Dezember 1957 |
| **[2805]** | Pauli an Heisenberg | Zollikon-Zürich | 21. Dezember 1957 |
| **[2806]** | Heisenberg an Pauli | Göttingen | 21. Dezember 1957 |
| **[2807]** | Lüders an Pauli | Göttingen | 23. Dezember 1957 |
| **[2808]** | Pauli an Heisenberg<br>mit Anlagen: *Kleine und große Welt*, etc. | Zollikon-Zürich | 25/26. Dezember 1957 |
| **[2809]** | Källén an Pauli | Kalmar | 26. Dezember 1957 |
| **[2810]** | Heisenberg an Pauli | Göttingen | 27. Dezember 1957 |
| **[2811]** | Pauli an Heisenberg | Zürich | 28/29. Dezember 1957 |
| **[2812]** | Pauli an Born | Zürich | 29. Dezember 1957 |
| **[2813]** | Heisenberg an Pauli | Göttingen | 29. Dezember 1957 |
| **[2814]** | Jaffé an Pauli | Küsnacht-Zürich | 29. Dezember 1957 |
| **[2815]** | Heisenberg an Pauli | Göttingen | 30. Dezember 1957 |
| **[2816]** | Pauli an Fierz | Zürich | 31. Dezember 1957 |
| **[2817]** | Pauli an Heisenberg | Zollikon-Zürich | 2. Januar 1958 |
| **[2818]** | Pauli an Källén | Zollikon-Zürich | 2. Januar 1958 |
| **[2819]** | Heisenberg an Pauli | Göttingen | 2. Januar 1958 |
| **[2820]** | Pauli an Wu | Zürich | 3. Januar 1958 |
| **[2821]** | Fierz an Pauli | Basel | 3. Januar 1958 |
| **[2822]** | Heisenberg an Pauli | Göttingen | 3. Januar 1958 |
| **[2823]** | Pauli an Heisenberg<br>mit *Appendix I–III* | Zollikon-Zürich | 4/5. Januar 1958 |
| **[2824]** | Heisenberg an Pauli | Göttingen | 4. Januar 1958 |
| **[2825]** | Pauli an Jaffé | Zürich | 5. Januar 1958 |
| **[2826]** | Heisenberg an Pauli | Göttingen | 6. Januar 1958 |
| **[2827]** | Pauli an Borsellino | Zürich | 7. Januar 1958 |
| **[2828]** | Pauli an Heisenberg<br>mit Anlage *Leptonladung* | Zürich | 7. Januar 1958 |
| **[2829]** | Heisenberg an Pauli | Göttingen | 8. Januar 1958 |
| **[2830]** | Pauli an Heisenberg | Zürich | 9. Januar 1958 |
| **[2831]** | Källén an Pauli | Kopenhagen | 9. Januar 1958 |
| **[2832]** | Pauli an Källén | Zürich | 10. Januar 1958 |
| **[2833]** | Pauli an Weisskopf | Zürich | 12. Januar 1958 |
| **[2834]** | Pauli an Heisenberg<br>mit Anlage *Heisenbergs Anmerkungen* | Zürich | 15. Januar 1958 |
| **[2835]** | Bargmann an Pauli<br>mit Anlage *Strahldarstellungen* | Princeton | 15. Januar 1958 |
| **[2836]** | Pauli an Heisenberg mit Anlage | Zürich | 16. Januar 1958 |
| **[2837]** | Pauli an Källén | Zürich | 16. Januar 1958 |
| **[2838]** | Pauli an Heisenberg | Zollikon-Zürich | 17. Januar 1958 |
| **[2839]** | Pauli an Heisenberg | Mailand | 18. Januar 1958 |
| **[2840]** | Heisenberg an Pauli | Göttingen | 19. Januar 1958 |
| **[2841]** | Pauli an Enz | Gibraltar | 20. Januar 1958 |
| **[2842]** | Pauli an Heisenberg | *Giulio Cesare* | 21. Januar 1958 |

| | | | | |
|---|---|---|---|---|
| **[2843]** | Pauli an Jensen | *Giulio Cesare* | 22. Januar | 1958 |
| **[2844]** | Gürsey an Pauli mit Anhang | Upton | 22. Januar | 1958 |
| **[2845]** | Pauli an Heisenberg | *Giulio Cesare* | 23. Januar | 1958 |
| **[2846]** | Heisenberg an Pauli | Göttingen | 26. Januar | 1958 |
| **[2847]** | Pauli an Heisenberg mit Anlage *Erste Orientierung* | *Giulio Cesare* | 27. Januar | 1958 |
| **[2848]** | Heisenberg an Pauli | Göttingen | 30. Januar | 1958 |
| **[2849]** | Pauli an Heisenberg | New York | 1. Februar | 1958 |
| **[2850]** | Pauli an Panofsky | New York | 1. Februar | 1958 |
| **[2851]** | Pauli an Heisenberg | New York | 2. Februar | 1958 |
| **[2852]** | Pauli an Källén | New York | 2. Februar | 1958 |
| **[2853]** | Källén an Pauli | Kopenhagen | 3. Februar | 1958 |
| **[2854]** | Heisenberg an Pauli | Göttingen | 5. Februar | 1958 |
| **[2855]** | Pauli an Källén | Berkeley | 6. Februar | 1958 |
| **[2856]** | Gürsey an Pauli | Upton | 6. Februar | 1958 |
| **[2857]** | Landau an Pauli | Moskau | 6. Februar | 1958 |
| **[2858]** | Pauli an Schafroth | Berkeley | 7. Februar | 1958 |
| **[2859]** | Källén an Pauli | Kopenhagen | 7. Februar | 1958 |
| **[2860]** | Pauli an Gürsey mit Anlage *On strangeness* | Berkeley | 10. Februar | 1958 |
| **[2861]** | Pauli an Heisenberg mit Anlage | Berkeley | 10. Februar | 1958 |
| **[2862]** | Heisenberg an Pauli | Göttingen | 10. Februar | 1958 |
| **[2863]** | Källén an Pauli | Kopenhagen | 10. Februar | 1958 |
| **[2864]** | Pauli an Gürsey *Fortsetzung* | Berkeley | 11. Februar | 1958 |
| **[2865]** | Pauli an Källén | Berkeley | 11. Februar | 1958 |
| **[2866]** | Touschek an Pauli mit Anlage *Brief an Weisskopf* | Rom | 11. Februar | 1958 |
| **[2867]** | Pauli an den *Schweizerischen Nationalfonds* | Berkeley | 13. Februar | 1958 |
| **[2868]** | Heisenberg an Pauli | Göttingen | 13. Februar | 1958 |
| **[2869]** | Pauli an Heisenberg | Berkeley | 14. Februar | 1958 |
| **[2870]** | Gürsey an Pauli | Upton | 14. Februar | 1958 |
| **[2871]** | Heisenberg an Pauli *Fortsetzung* | Göttingen | 14. Februar | 1958 |
| **[2872]** | Heisenberg an Pauli | Göttingen | 15. Februar | 1958 |
| **[2873]** | Pauli an Weisskopf | Berkeley | 16. Februar | 1958 |
| **[2874]** | Pauli an Gürsey | Berkeley | 17. Februar | 1958 |
| **[2875]** | Pauli an Gürsey | Berkeley | 18. Februar | 1958 |
| **[2876]** | Pauli an Heisenberg | Berkeley | 19. Februar | 1958 |
| **[2877]** | Pauli an Heisenberg | Berkeley | 20. Februar | 1958 |
| **[2878]** | Pauli an Heisenberg | Berkeley | 20. Februar | 1958 |
| **[2879]** | Heisenberg an Pauli | Göttingen | 21. Februar | 1958 |
| **[2880]** | Pauli an Heisenberg mit Anlage *Brief von Fierz* | Berkeley | 22. Februar | 1958 |
| **[2881]** | Gürsey an Pauli | Upton | 22. Februar | 1958 |
| **[2882]** | Källén an Pauli | Kopenhagen | 22. Februar | 1958 |
| **[2883]** | Pauli an Heisenberg mit Anlage | Berkeley | 24. Februar | 1958 |
| **[2884]** | Pauli an Källén | Berkeley | 24. Februar | 1958 |
| **[2885]** | Weisskopf an Pauli | Cambridge, Mass. | 24. Februar | 1958 |
| **[2886]** | Pauli an Enz | Berkeley | 25. Februar | 1958 |
| **[2887]** | Pauli an Heisenberg | Berkeley | 25. Februar | 1958 |
| **[2888]** | Pauli an Källén | Berkeley | 25. Februar | 1958 |

| | | | | |
|---|---|---|---|---|
| **[2889]** | Heisenberg an Pauli | Göttingen | 25. Februar | 1958 |
| **[2890]** | Pauli an Enz | Berkeley | 26. Februar | 1958 |
| **[2891]** | Pauli an Gürsey | Berkeley | 26. Februar | 1958 |
| **[2892]** | Gürsey an Pauli | Brookhaven | 26. Februar | 1958 |
| **[2893]** | Pauli an Gürsey | Berkeley | 27. Februar | 1958 |
| **[2894]** | Pauli an Källén | Berkeley | 27. Februar | 1958 |
| **[2895]** | Pauli an Weisskopf | Berkeley | 27. Februar | 1958 |
| **[2896]** | Heisenberg an Pauli | Göttingen | 27. Februar | 1958 |
| **[2897]** | Pauli an Gamow mit *Radioadvertisement* | Berkeley | 1. März | 1958 |
| **[2898]** | Pauli an Gürsey | Berkeley | 1. März | 1958 |
| **[2899]** | Pauli an Heisenberg | Berkeley | 1. März | 1958 |
| **[2900]** | Pauli an Panofsky | Berkeley | 1. März | 1958 |
| **[2901]** | Pauli an Heisenberg [1. Brief] mit *Verteilerliste* | Berkeley | 3. März | 1958 |
| **[2902]** | Pauli an Heisenberg [2. Brief] | Berkeley | 3. März | 1958 |
| **[2903]** | Pauli an die *Niederländische Akademie* | Berkeley | 3. März | 1958 |
| **[2904]** | Pauli an Enz | Berkeley | 4. März | 1958 |
| **[2905]** | Pauli an Heisenberg | Berkeley | 4. März | 1958 |
| **[2906]** | Pauli an Källén | Berkeley | 4. März | 1958 |
| **[2907]** | Pauli an Rosbaud | Berkeley | 5. März | 1958 |
| **[2908]** | Heisenberg an Pauli | Göttingen | 5. März | 1958 |
| **[2909]** | Heisenberg an Pauli | Göttingen | 6. März | 1958 |
| **[2910]** | de Shalit an Pauli | Meyrin-Genève | 6. März | 1958 |
| **[2911]** | Pauli an Pallmann | Berkeley | 7. März | 1958 |
| **[2912]** | Weisskopf an Pauli mit Anlage *Brief von Landau* | Genf | 7. März | 1958 |
| **[2913]** | Gürsey an Pauli | Upton | 8. März | 1958 |
| **[2914]** | Pauli an Heisenberg | Berkeley | 10. März | 1958 |
| **[2915]** | Pauli an Wentzel mit Nachtrag | Berkeley | 10. März | 1958 |
| **[2916]** | Pauli an Landau | Berkeley | 11. März | 1958 |
| **[2917]** | Pauli an de Shalit | Berkeley | 11. März | 1958 |
| **[2918]** | Pauli an Källén | Berkeley | 12. März | 1958 |
| **[2919]** | Dürr an Pauli mit Anlage *Beiträge* | Göttingen | 12. März | 1958 |
| **[2920]** | Pauli an Dürr | Berkeley | 13. März | 1958 |
| **[2921]** | Pauli an Gürsey | Berkeley | 13. März | 1958 |
| **[2922]** | Pauli an Symanzik | Berkeley | 13. März | 1958 |
| **[2923]** | Pauli an Weisskopf | Berkeley | 13. März | 1958 |
| **[2924]** | Heisenberg an Pauli | Ischia | 13. März | 1958 |
| **[2925]** | Pauli an Enz | Berkeley | 14. März | 1958 |
| **[2926]** | Pauli an Wu mit Anlage *Briefauszug* | Berkeley | ca. Mitte März | 1958 |
| **[2927]** | Heisenberg an Pauli | Ischia | 15. März | 1958 |
| **[2928]** | Pauli an Dürr | Berkeley | 17. März | 1958 |
| **[2929]** | Enz an Pauli | Zürich | 17/18. März | 1958 |
| **[2930]** | Weisskopf an Pauli | Cambridge, Mass. | 17. März | 1958 |
| **[2931]** | Källén an Pauli | Kopenhagen | 18. März | 1958 |
| **[2932]** | von Laue an Pauli | Berlin | 18. März | 1958 |
| **[2933]** | Pauli an Heisenberg | Berkeley | 19. März | 1958 |
| **[2934]** | Pauli an Hans Thirring | Berkeley | 19. März | 1958 |
| **[2935]** | Pauli an Heisenberg | Berkeley | 20. März | 1958 |

| | | | | |
|---|---|---|---|---|
| **[2936]** | Pauli an Symanzik<br>mit Brief an *Lehmannn* | Berkeley | 20. März | 1958 |
| **[2937]** | Dürr an Pauli mit Brief von *Stapp* | Göttingen | 21. März | 1958 |
| **[2938]** | Pauli an Enz | Berkeley | 22. März | 1958 |
| **[2939]** | Pauli an Heisenberg | Berkeley | 24. März | 1958 |
| **[2940]** | Pauli an von Laue | Berkeley | 24. März | 1958 |
| **[2941]** | Pauli an Fierz | Berkeley | 25. März | 1958 |
| **[2942]** | Pauli an Heisenberg | Berkeley | 25. März | 1958 |
| **[2943]** | Dürr an Pauli | Göttingen | 25. März | 1958 |
| **[2944]** | Pauli an Dürr | Berkeley | 26. März | 1958 |
| **[2945]** | Heisenberg an Pauli | Ischia | 26. März | 1958 |
| **[2946]** | Pauli an Jaffé | Berkeley | 27. März | 1958 |
| **[2947]** | Symanzik an Pauli<br>mit *Neue Tamm-Dancoff-Methode* | Göttingen | 27. März | 1958 |
| **[2948]** | Pauli an Weisskopf | Berkeley | 28. März | 1958 |
| **[2949]** | Pauli an Dürr | Berkeley | 29. März | 1958 |
| **[2950]** | Pauli an Heisenberg | Pasadena | 29. März | 1958 |
| **[2951]** | Heisenberg an Pauli | Ischia | 29. März | 1958 |
| **[2952]** | Królikowski an Pauli | Warschau | 29. März | 1958 |
| **[2953]** | Pauli an Touschek | Berkeley | 30. März | 1958 |
| **[2954]** | Glaser an Pauli | Genf | 31. März | 1958 |
| **[2955]** | Pauli an Schafroth | Berkeley | o.D. Frühjahr | 1958 |
| **[2956]** | Pauli an Fierz | Berkeley | 6. April | 1958 |
| **[2957]** | Katchalsky an Pauli | Jerusalem | 6. April | 1958 |
| **[2958]** | Pauli an Fierz Nachtrag | Berkeley | 7. April | 1958 |
| **[2959]** | Pauli an Heisenberg Widerruf,<br>2 Fassungen | Berkeley | 7. April | 1958 |
| **[2960]** | Dürr an Pauli | Göttingen | 7. April | 1958 |
| **[2961]** | Pauli an Glaser mit *Appendix* | Berkeley | 8. April | 1958 |
| **[2962]** | Pauli an Jaffé | Berkeley | 8. April | 1958 |
| **[2963]** | Pauli an Källén | Berkeley | 8. April | 1958 |
| **[2964]** | Paulis Rundschreiben<br>*On the isospingroup* ... | Berkeley | 8. April | 1958 |
| **[2965]** | Pauli an Jauch | Berkeley | 9. April | 1958 |
| **[2966]** | Pauli an Wentzel | Berkeley | 9. April | 1958 |
| **[2967]** | Pauli an Thellung | Berkeley | 10. April | 1958 |
| **[2968]** | Pauli an Weisskopf | Berkeley | 12. April | 1958 |
| **[2969]** | Heisenberg an Pauli | Göttingen | 13. April | 1958 |
| **[2970]** | Pauli an Touschek | Berkeley | 14. April | 1958 |
| **[2971]** | Pauli an Katchalsky | Berkeley | 16. April | 1958 |
| **[2972]** | Neukomm an Pauli | Zürich | 16. April | 1958 |
| **[2973]** | Pauli an Heisenberg | Berkeley | 18. April | 1958 |
| **[2974]** | Pauli an Enz | Berkeley | 19. April | 1958 |
| **[2975]** | Pauli an Thirring<br>mit Anlage *Widmung für Oberwolfach* | Berkeley | 19. April | 1958 |
| **[2976]** | Pauli an Pallmann | Berkeley | 20. April | 1958 |
| **[2977]** | Heisenberg an Pauli | Göttingen | 20. April | 1958 |
| **[2978]** | Pauli an Królikowski | Berkeley | 21. April | 1958 |
| **[2979]** | Pauli an Schafroth | Berkeley | 21. April | 1958 |
| **[2980]** | Pauli an Thirring | Berkeley | 22. April | 1958 |
| **[2981]** | Pauli an Dürr | Berkeley | 24. April | 1958 |

| | | | | |
|---|---|---|---|---|
| **[2982]** | Pauli an Glaser | Berkeley | 24. April | 1958 |
| **[2983]** | Pauli an Delbrück | Berkeley | 25. April | 1958 |
| **[2984]** | Hornung an Pauli | Wien | 26. April | 1958 |
| **[2985]** | Pauli an Enz | Berkeley | 29. April | 1958 |
| **[2986]** | Pauli an Fierz | Berkeley | 29. April | 1958 |
| **[2987]** | Pauli an Caldirola | Berkeley | 2. Mai | 1958 |
| **[2988]** | Pallmann an Pauli | Zürich | 2. Mai | 1958 |
| **[2989]** | Fierz an Pauli | Basel | 5. Mai | 1958 |
| **[2990]** | Pauli an Weisskopf | Berkeley | 7. Mai | 1958 |
| **[2991]** | *Schweizerischer Nationalfonds* an Pauli | Bern | 12. Mai | 1958 |
| **[2992]** | Pauli an Fierz | Berkeley | 13. Mai | 1958 |
| **[2993]** | Pauli an Heisenberg | Berkeley | 13. Mai | 1958 |
| **[2994]** | Iwanenko an Pauli | Moskau | 13. Mai | 1958 |
| **[2995]** | Pauli an Lüders | Berkeley | 14. Mai | 1958 |
| **[2996]** | Pauli an Enz | Berkeley | 17. Mai | 1958 |
| **[2997]** | Pauli an Jauch | Berkeley | 17. Mai | 1958 |
| **[2998]** | Pauli an von Kahler | Berkeley | 17. Mai | 1958 |
| **[2999]** | Franca Pauli an Karolus | Berkeley | 20. Mai | 1958 |
| **[3000]** | Pauli an Thirring | Berkeley | 20. Mai | 1958 |
| **[3001]** | Schafroth an Pauli | Sydney | 27. Mai | 1958 |
| **[3002]** | *Niederländische Akademie* an Pauli | Amsterdam | 31. Mai | 1958 |
| **[3003]** | Pauli an Pallmann | Zürich | 3. Juni | 1958 |
| **[3004]** | Lüders an Pauli | Göttingen | 3. Juni | 1958 |
| **[3005]** | Pauli an Källén | Zürich | 5. Juni | 1958 |
| **[3006]** | Pauli an Weisskopf | Zürich | 6. Juni | 1958 |
| **[3007]** | Heisenberg an Pauli | Göttingen | 7. Juni | 1958 |
| **[3008]** | Pallmann an Pauli | Zürich | 7. Juni | 1958 |
| **[3009]** | Källén an Pauli | Kopenhagen | 9. Juni | 1958 |
| **[3010]** | Trendelenburg an Pauli | Erlangen | 9. Juni | 1958 |
| **[3011]** | Pauli an Jaffé | Zürich | 15. Juni | 1958 |
| **[3012]** | Pauli an Caldirola | Zürich | 16. Juni | 1958 |
| **[3013]** | Pauli an Pallmann [1. Brief] | Zürich | 16. Juni | 1958 |
| **[3014]** | Pauli an Pallmann [2. Brief] mit Beilage | Zürich | 16. Juni | 1958 |
| **[3015]** | Pauli an Weigle | Zürich | 16. Juni | 1958 |
| **[3016]** | Pauli an Kronig | Zürich-Forch | 17. Juni | 1958 |
| **[3017]** | Glaser an Pauli | Meyrin-Genf | 20. Juni | 1958 |
| **[3018]** | Pauli an Hornung | Zollikon-Zürich | 22. Juni | 1958 |
| **[3019]** | Pauli an Weisskopf | Zürich | 23. Juni | 1958 |
| **[3020]** | Pauli an Fierz | Zürich | 24. Juni | 1958 |
| **[3021]** | Pauli an Glaser | Zürich | 24. Juni | 1958 |
| **[3022]** | Aage Bohr an Pauli | Kopenhagen | 24. Juni | 1958 |
| **[3023]** | Gulmanelli an Pauli | Mailand | 26. Juni | 1958 |
| **[3024]** | Pallmann an Pauli | Zürich | 1. Juli | 1958 |
| **[3025]** | Spengler an Pauli | Oberhausen-Holten | 2. Juli | 1958 |
| **[3026]** | Pauli an Pallmann | Zürich | 3. Juli | 1958 |
| **[3027]** | Pauli an Jensen | Zürich | 7. Juli | 1958 |
| **[3028]** | Pauli an Neukomm | Zürich | 7. Juli | 1958 |
| **[3029]** | Pauli an Fierz | Zürich | 9. Juli | 1958 |

| | | | | |
|---|---|---|---|---|
| **[3030]** | Heisenberg an Pauli<br>mit Anlagen und *Brief an Ferretti* | Göttingen | 9. Juli | 1958 |
| **[3031]** | Pauli an Stapp | Zürich | 10. Juli | 1958 |
| **[3032]** | Jensen an Pauli | Heidelberg | 10. Juli | 1958 |
| **[3033]** | Pauli an Deutsch | Zürich | 11. Juli | 1958 |
| **[3034]** | Pauli an Paul | Zürich | 11. Juli | 1958 |
| **[3035]** | Glaser an Pauli | Zagreb | 15. Juli | 1958 |
| **[3036]** | Pauli an Jensen | Zürich | 16. Juli | 1958 |
| **[3037]** | Pauli an Trendelenburg | Zürich | 16. Juli | 1958 |
| **[3038]** | Corson an Pauli | Newark | 17. Juli | 1958 |
| **[3039]** | Paul an Pauli | Bonn | 18. Juli | 1958 |
| **[3040]** | Touschek an Pauli | Rom | 18. Juli | 1958 |
| **[3041]** | Pauli an Pallmann | Zürich | 21. Juli | 1958 |
| **[3042]** | Pauli an Corson | Zürich | 22. Juli | 1958 |
| **[3043]** | Trendelenburg an Pauli | Erlangen | 22. Juli | 1958 |
| **[3044]** | Giordani an Pauli | Rom | 25. Juli | 1958 |
| **[3045]** | Pauli an Weigle | Zürich | 31. Juli | 1958 |
| **[3046]** | Pauli an Giordano | Varenna | 4. August | 1958 |
| **[3047]** | Pauli an Pallmann | Zürich | 8. August | 1958 |
| **[3048]** | Corson an Pauli | Newark | 9. August | 1958 |
| **[3049]** | Pauli an Delbrück | Massa Carrara | 20. August | 1958 |
| **[3050]** | Pauli an Enz | Massa Carrara | 3. September | 1958 |
| **[3051]** | Pauli an Enz | Zürich | 9. September | 1958 |
| **[3052]** | Pauli an Fueter | Zürich | 9. September | 1958 |
| **[3053]** | Pallmann an Pauli | Zürich | 9. September | 1958 |
| **[3054]** | Pauli an Elsasser | Zürich | 12. September | 1958 |
| **[3055]** | Pauli an Fierz | Zürich | 16. September | 1958 |
| **[3056]** | Pauli an Pallmann | Zürich | 16. September | 1958 |
| **[3057]** | Pauli an Symanzik | Zürich | 19. September | 1958 |
| **[3058]** | Pauli an Trendelenburg | Zürich | 19. September | 1958 |
| **[3059]** | Pauli an Frauenfelder | Zürich | 20. September | 1958 |
| **[3060]** | Fierz an Pauli | Basel | 23. September | 1958 |
| **[3061]** | Pauli an Fierz | Zürich | 24. September | 1958 |
| **[3062]** | Pauli an Jensen | Forch | 24. September | 1958 |
| **[3063]** | Pauli an Fierz | Zürich | 25. September | 1958 |
| **[3064]** | Elsasser an Pauli | La Jolla | 25. September | 1958 |
| **[3065]** | Heisenberg an Pauli | München | 25. September | 1958 |
| **[3066]** | Fierz an Pauli | Basel | 27. September | 1958 |
| **[3067]** | Pauli an Elsasser [1. Brief] | Zürich | 30. September | 1958 |
| **[3068]** | Pauli an Elsasser [2. Brief] | Zürich | 30. September | 1958 |
| **[3069]** | Pauli an Heisenberg | Zürich | 30. September | 1958 |
| **[3070]** | Pauli an Huber | Zürich | 30. September | 1958 |
| **[3071]** | Pauli an Jaspers | Zürich | 30. September | 1958 |
| **[3072]** | Pauli an Fierz | Zürich | 1. Oktober | 1958 |
| **[3073]** | Pauli an Meitner | Zürich | 3. Oktober | 1958 |
| **[3074]** | Heisenberg an Pauli | München | 5. Oktober | 1958 |
| **[3075]** | Pauli an Delbrück | Zürich | 6. Oktober | 1958 |
| **[3076]** | Pauli an Trendelenburg | Zürich | 6. Oktober | 1958 |
| **[3077]** | Wu an Pauli | New York | 6. Oktober | 1958 |
| **[3078]** | Pauli an Jaffé | Zürich | 7. Oktober | 1958 |
| **[3079]** | Jaffé an Pauli | Zürich | 7. Oktober | 1958 |

| | | | |
|---|---|---|---|
| **[3080]** | Pauli an Heisenberg | Zürich | 8. Oktober 1958 |
| **[3081]** | Symanzik an Pauli | München | 8. Oktober 1958 |
| **[3082]** | Pauli an Wu | Zürich | 9. Oktober 1958 |
| **[3083]** | Delbrück an Pauli | Pasadena | 10. Oktober 1958 |
| **[3084]** | Pallmann und Burkhardt an Pauli | Zürich | 10. Oktober 1958 |
| **[3085]** | Stech an Pauli | Heidelberg | 10. Oktober 1958 |
| **[3086]** | Heisenberg an Pauli | München | 11. Oktober 1958 |
| **[3087]** | Symanzik an Pauli | München | 11. Oktober 1958 |
| **[3088]** | Pauli an Frauenfelder | Zürich | 13. Oktober 1958 |
| **[3089]** | Elsasser an Pauli | La Jolla | 13. Oktober 1958 |
| **[3090]** | Pauli an Jaffé mit 2 Anlagen | Zürich | 14. Oktober 1958 |
| **[3091]** | Meitner an Pauli | Stockholm | 14. Oktober 1958 |
| **[3092]** | Pauli an Bernays | Zollikon-Zürich | 16. Oktober 1958 |
| **[3093]** | Pauli an Källén | Zürich | 22. Oktober 1958 |
| **[3094]** | Symanzik an Pauli | München | 23. Oktober 1958 |
| **[3095]** | Trendelenburg an Pauli | Erlangen | 23. Oktober 1958 |
| **[3096]** | Källén an Pauli | Kopenhagen | 27. Oktober 1958 |
| **[3097]** | Elsasser an Pauli | La Jolla | 28. Oktober 1958 |
| **[3098]** | Teller an Pauli | Livermore | 28. Oktober 1958 |
| **[3099]** | Pauli an Fierz | Zürich | 29. Oktober 1958 |
| **[3100]** | Pauli an Fierz [1. Brief] | Zürich | 30. Oktober 1958 |
| **[3101]** | Pauli an Fierz [2. Brief] | Zürich | 30. Oktober 1958 |
| **[3102]** | Glaser an Pauli | Meyrin-Genève | 31. Oktober 1958 |
| **[3103]** | Pauli an Frauenfelder | Forch | Ende Oktober 1958 |
| **[3104]** | Pauli an Meitner | Zürich | 2. November 1958 |
| **[3105]** | Pauli an Pallmann | Zürich | 5. November 1958 |
| **[3106]** | Wu an Pauli | New York | 5. November 1958 |
| **[3107]** | Fierz an Pauli | Basel | 6. November 1958 |
| **[3108]** | Pauli an Sambursky | Zürich | 11. November 1958 |
| **[3109]** | Pauli an den *Schweizerischen Nationalfonds* | Zürich | 11. November 1958 |
| **[3110]** | Pauli an Symanzik | Zürich | 11. November 1958 |
| **[3111]** | Pauli an Wu | Zürich | 17. November 1958 |
| **[3112]** | Arangio-Ruiz an Pauli | Rom | 20. November 1958 |
| **[3113]** | Trendelenburg an Pauli | Erlangen | 20. November 1958 |
| **[3114]** | Landau an Pauli | Moskau | 21. November 1958 |
| **[3115]** | Fierz an Enz mit Anlagen | Basel | 24. November 1958 |
| **[3116]** | Pauli an Fokker | Zürich | 24. November 1958 |
| **[3117]** | Pauli an Trendelenburg | Zürich | 24. November 1958 |
| **[3118]** | Gürsey an Pauli | Princeton | 26. November 1958 |
| **[3119]** | Trendelenburg an Pauli | Erlangen | 27. November 1958 |
| **[3120]** | Pallmann an Pauli | Zürich | 28. November 1958 |
| **[3121]** | Wu an Pauli | New York | 30. November 1958 |
| **[3122]** | Pauli an Chew mit Anlage | Zürich | November/Dezember 1958 |
| **[3123]** | Schafroth an Pauli | Sydney | 3. Dezember 1958 |
| **[3124]** | Pauli an Gürsey | Zürich | 5. Dezember 1958 |
| **[3125]** | Pauli an Wu | Zürich | 5. Dezember 1958 |
| **[3126]** | Prieto, Ruelle et al. an Pauli | Zürich | 9. Dezember 1958 |
| **[3127]** | Enz an Pallmann | Zürich | 10. Dezember 1958 |
| **[3128]** | Delbrück an Pauli | Pasadena | 11. Dezember 1958 |
| **[3129]** | Enz an Salam | Zürich | 14. Dezember 1958 |

| | | | | |
|---|---|---|---|---|
| **[3130]** | Theoretische Physik ETH an Heisenberg | Zürich | 16. Dezember | 1958 |
| **[3131]** | *Mitteilung des Rektors über Paulis Tod* | Zürich | 16. Dezember | 1958 |
| **[3132]** | Bohr an Franca Pauli | Kopenhagen | 16. Dezember | 1958 |
| **[3133]** | Weisskopf an Oppenheimer | Cambridge, Mass. | 28. Dezember | 1958 |
| **[3134]** | Elisabeth Heisenberg an Franca Pauli | München | Ende | 1958 |
| **[3135]** | Enz an Franca Pauli re: *Mystische Zahl 137* | Zürich | 14. Mai | 1959 |
| **[3136]** | Wu an Franca Pauli | New York | 18. Mai | 1959 |
| **[3137]** | Wu an Franca Pauli | New York | 20. August | 1959 |
| **[3138]** | Stern an Franca Pauli | Berkeley | 29. Dezember | 1960 |
| **[3139]** | Franca Pauli an Salam | Zollikon | 4. Januar | 1962 |
| **[3140]** | Salam an Franca Pauli | London | 9. Januar | 1962 |
| **[3141]** | Franca Pauli an Salam | Zollikon | 13. Januar | 1962 |
| **[3142]** | Hula an N N | New York | 6. Mai | 1968 |

## 5b. Alphabetisches Verzeichnis: 1957–1958

In dem folgenden Briefverzeichnis werden außer der Briefnummer, dem Datum und der Signatur (sofern das aufbewahrende Archiv das betreffende Dokument mit einer solchen versehen hat) auch Angaben über die Beschaffenheit und über den Aufbewahrungsort (bzw. das es bereits als Veröffentlichung enthaltende Werk) des der Transkription zugrundegelegten Dokumentes gemacht. Ein großes P bedeutet, daß der entsprechende Brief *von* Pauli verfaßt wurde.
Sofern es sich um eine deutschsprachige Handschrift handelt, wird dieses nicht extra vermerkt. Alle weiteren in diesem Verzeichnis verwendeten Abkürzungen sind in dem *Abkürzungsverzeichnis*, Band **IV**/1, S. 811f. spezifiziert. Liegen von einem Dokument verschiedene Fassungen vor, [wie z. B. bei maschinengeschriebenen Briefen (MS), von denen sowohl das Original als auch die vom Autor zurückbehaltene Durchschrift (MSD) erhalten sind; oder bei Entwürfen, deren Inhalt sich weitgehend mit dem des endgültigen Schreibens deckt], dann wird hier nur die vollständigere Version aufgeführt. (Auf relevante Abweichungen der anderen Version wird gegebenenfalls in den Anmerkungen zu den Briefen hingewiesen.)

**Gerhard Adler [01, 01]**

| | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| 1 | P | **[2724]** | 30.10.57 | MSD | ETH Hs. 1091: 365a |

**Vincenzo Arangio-Ruiz [01, 00]**

| | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| 1 | | **[3112]** | 20.11.58 | MS, ital. | CERN PN, unkatalogisiert |

**Valentine Bargmann [01, 00]**

| | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| 1 | | **[2835]** | 15.01.58 | Anlage *Strahldarstellungen* | CERN PN 1/191-195 |

**Hans Bender [03, 01]**

| | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| 1 | P | **[2538]** | 26.02.57 | MSD | CERN PN 6/197-199 |
| 2 | | **[2563]** | 08.03.57 | MS | CERN PN 6/190-191; PLC 0000, 004r |
| 3 | | **[2586]** | 20.03.57 | MS, Anlagen *Gespräch mit Pauli* | CERN PN 6/184, 192; ETH Hs. 1056a: 51 |

**Peter Bergmann [03, 03]**

| | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| 1 | P | **[2719]** | 26.10.57 | engl. | CERN PLC 0003 |
| 2 | P | **[2722]** | 28.10.57 | | CERN PLC 0004 |
| 3 | P | **[2766]** | 02.12.57 | MS | CERN PLC 0005 |

**Paul Bernays [01, 01]**

| | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| 1 | P | **[3092]** | 16.10.58 | | ETH Hs. 975: 2455 |

**John Blatt [01, 00]**

| | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| 1 | | **[2451]** | 15.01.57 | MSD, engl. | CERN PLC 0, 0061r |

**Aage Bohr [03, 01]**

| | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| 1 | | **[2657]** | 29.06.57 | MSD, engl. | Kopenhagen, NBA |
| 2 | P | **[2658]** | 01.07.57 | MS, engl. | Kopenhagen, NBA |
| 3 | | **[3022]** | 24.06.58 | MSD, engl. | Kopenhagen, NBA |

**Niels Bohr [02, 01]**

| | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| 1 | P | **[2457]** | 19.01.57 | *Todesanzeige Parity* | ETH Hs. 351: 252 Beilage |

| | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| 2 | | **[3132]** | 16.12.58 | MSD, engl., Kondolenzbrief an Franca | Kopenhagen, NBA |

**Max Born [06, 05]**

| | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| 1 | | **[2512]** | 12.02.57 | MSD | SPK, Berlin, *Born-Nachlaß* |
| 2 | P | **[2548]** | 01.03.57 | | SPK, Berlin, *Born-Nachlaß* |
| 3 | P | **[2557]** | 06.03.57 | PK | SPK, Berlin, *Born-Nachlaß* |
| 4 | P | **[2571]** | 14.03.57 | PK | SPK, Berlin, *Born-Nachlaß* |
| 5 | P | **[2590]** | 22.03.57 | | SPK, Berlin, *Born-Nachlaß* |
| 6 | P | **[2812]** | 29.12.57 | | SPK, Berlin, *Born-Nachlaß* |

**Antonio Borsellino [01, 01]**

| | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| 1 | P | **[2827]** | 07.01.58 | MSD, engl. | MPI, München, *Heisenberg-Nachlaß* |

**Piero Caldirola [03, 03]**

| | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| 1 | P | **[2579]** | 18.03.57 | engl. | CERN PLC 0034 |
| 2 | P | **[2987]** | 02.05.58 | MS, engl. | CERN PN, unkatalogisiert |
| 3 | P | **[3012]** | 16.06.58 | engl. | CERN PLC 0035 |

***Chemical Society* [02, 01]**

| | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| 1 | | **[2757]** | 25.11.57 | engl. | CERN PN, unkatalogisiert |
| 2 | P | **[2761]** | 28.11.57 | MSD, engl. | CERN PN, unkatalogisiert |

**Geoffrey Foucar Chew [01, 01]**

| | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| 1 | P | **[3122]** | 11/12.58 | engl., Anlage *Kommentar zu Enz* | Privatbesitz Enz |

**Philippe Choquard [01, 01]**

| | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| 1 | P | **[2661]** | 06.07.57 | | Privatbesitz Choquard |

**Lincoln Constance [01, 00]**

| | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| 1 | | **[2628]** | 27.05.57 | MSD, engl. | Bancroft Library, Berkeley |

**Edward M. Corson [03, 01]**

| | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| 1 | | **[3038]** | 17.07.58 | MSD, engl. | CERN PN, unkatalogisiert |
| 2 | P | **[3042]** | 22.07.58 | MSD, engl. | CERN PN, unkatalogisiert |
| 3 | | **[3048]** | 09.08.58 | MSD, engl. | CERN PN, unkatalogisiert |

**Max Delbrück [05, 03]**

| | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| 1 | P | **[2983]** | 25.04.58 | | CERN PLC Bi $158_{1,2}$ |
| 2 | P | **[3049]** | 20.08.58 | PK | CERN PLC Bi 159 |
| 3 | P | **[3075]** | 06.10.58 | | Caltech, Pasadena, *Delbrück papers* |
| 4 | | **[3083]** | 10.10.58 | | CERN PLC Bi $154_{1,2}$ |
| 5 | | **[3128]** | 11.12.58 | | CERN PLC Bi $153_{1,2}$ |

**Martin Deutsch [01, 01]**

| | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| 1 | P | **[3033]** | 11.07.58 | MSD, engl. | CERN PN, unkatalogisiert |

**Hans-Peter Dürr [09, 05]**

| | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| 1 | | **[2919]** | 12.03.58 | Anlage *Beiträge* | CERN PN 1/361-381; PLC 0005, 4r |
| 2 | P | **[2920]** | 13.03.58 | | Privatbesitz Dürr |
| 3 | P | **[2928]** | 17.03.58 | | Privatbesitz Dürr |
| 4 | | **[2937]** | 21.03.58 | Anlage *Brief von Stapp* | CERN PN 1/357-360; PLC 0005, 5r |

| | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| 5 | | **[2943]** | 25.03.58 | | CERN PN 1/388-391; PLC 0005, 6r |
| 6 | P | **[2944]** | 26.03.58 | | Privatbesitz Dürr |
| 7 | P | **[2949]** | 29.03.58 | | Privatbesitz Dürr |
| 8 | | **[2960]** | 07.04.58 | | CERN PN 1/382-387; PLC 0005, 7r |
| 9 | P | **[2981]** | 24.04.58 | | Privatbesitz Dürr |

**Freeman Dyson [01, 01]**

| | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| 1 | P | **[2654]** | 25.06.57 | engl. | CERN PLC 0075 |

**Walther Elsasser [06, 03]**

| | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| 1 | P | **[3054]** | 12.09.58 | | CERN PLC 0089 |
| 2 | | **[3064]** | 25.09.58 | MS, engl. | CERN PLC 0014r |
| 3 | P | **[3067]** | 30.09.58 | 1. Brief | CERN PLC 0090 |
| 4 | P | **[3068]** | 30.09.58 | 2. Brief | CERN PLC 0091 |
| 5 | | **[3089]** | 13.10.58 | engl. | CERN PLC 0015r |
| 6 | | **[3097]** | 28.10.58 | engl. | CERN PLC 0016r |

**Charles Enz [23, 15]**

| | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| 1 | P | **[2584]** | 19.03.57 | | CERN PLC 0092 C |
| 2 | P | **[2585]** | 20.03.57 | | CERN PN, unkatalogisiert |
| 3 | P | **[2598]** | 09.04.57 | | CERN PN, unkatalogisiert |
| 4 | P | **[2601]** | 15.04.57 | | CERN PN, unkatalogisiert |
| 5 | | **[2694]** | 24.08.57 | MSD, engl., an Reines und Cowan | Privatbesitz Enz |
| 6 | | **[2696]** | 06.09.57 | MS, engl., von Reines | Privatbesitz Enz |
| 7 | | **[2726]** | 31.10.57 | MSD, engl., an Reines | Privatbesitz Enz |
| 8 | P | **[2841]** | 20.01.58 | PK | CERN PN, unkatalogisiert |
| 9 | P | **[2886]** | 25.02.58 | | CERN PN, unkatalogisiert |
| 10 | P | **[2890]** | 26.02.58 | | CERN PN, unkatalogisiert |
| 11 | P | **[2904]** | 04.03.58 | | CERN PN, unkatalogisiert |
| 12 | P | **[2925]** | 14.03.58 | | CERN PN, unkatalogisiert |
| 13 | | **[2929]** | 17/18.03.58 | | CERN PLC 0016, 005r |
| 14 | P | **[2938]** | 22.03.58 | | CERN PN, unkatalogisiert |
| 15 | P | **[2974]** | 19.04.58 | | Enz et al. [1997, S. 315f.] |
| 16 | P | **[2985]** | 29.04.58 | | CERN PN, unkatalogisiert |
| 17 | P | **[2996]** | 17.05.58 | | CERN PN, unkatalogisiert |
| 18 | P | **[3050]** | 03.09.58 | PK | CERN PN, unkatalogisiert |
| 19 | P | **[3051]** | 09.09.58 | | CERN PN, unkatalogisiert |
| 20 | F | **[3115]** | 24.11.58 | Anlage *Briefe von Fierz* | Privatbesitz Enz |
| 21 | | **[3127]** | 10.12.58 | MSD, an Pallmann | ETH Schulratsarchiv |
| 22 | | **[3129]** | 14.12.58 | an Salam, nicht abgesandtes Fragment | Privatbesitz Enz |
| 23 | | **[3135]** | 14.05.59 | an Franca, *mystische Zahl 137* | CERN PLC Bi $151_2$ |

**Markus Fierz [77, 45]**

| | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| 1 | | **[2440]** | 09.01.57 | | CERN PN 5/234-235; PLC 16, 315r |
| 2 | P | **[2445]** | 11.01.57 | | CERN PLC 0092, 187 |
| 3 | | **[2453]** | 16.01.57 | 2 Fassungen | CERN PLC 0016, 32r |
| 4 | | **[2461]** | 21.01.57 | | CERN PN 2/599-600; PLC 16, 375r |
| 5 | P | **[2464]** | 22.01.57 | unvollst. | CERN PLC 0092, 158 |
| 6 | | **[2469]** | 23.01.57 | | CERN PLC 0016, 33r |
| 7 | P | **[2471]** | 24.01.57 | | CERN PLC 0092, 189 |
| 8 | | **[2474]** | 25.01.57 | | CERN PLC 0016, 34r |

| | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| 9 | P | **[2479]** | 29.01.57 | | CERN PLC 0092, 190 |
| 10 | | **[2485]** | 31.01.57 | | ETH Hs. 357: 295 |
| 11 | | **[2494]** | 06.02.57 | | CERN PN 2/593-594; PLC 16, 343r |
| 12 | P | **[2497]** | 07.02.57 | 1. Brief | CERN PLC 0092, 191 |
| 13 | P | **[2498]** | 07.02.57 | 2. Brief | CERN PLC 0092, 191 |
| 14 | | **[2501]** | 08.02.57 | 1. Brief | CERN PN 2/595; PLC 16, 344r |
| 15 | | **[2502]** | 08.02.57 | 2. Brief + Anlage | CERN PN 2/596-598; PLC 16, 345r |
| 16 | P | **[2503]** | 09.02.57 | | CERN PLC 0092, 192 |
| 17 | P | **[2510]** | 12.02.57 | unvollst. | CERN PLC 0092, 193 |
| 18 | | **[2516]** | 14.02.57 | | CERN PLC 0016, 35r |
| 19 | P | **[2517]** | 15.02.57 | 1. Brief | CERN PLC 0092, 194 |
| 20 | P | **[2518]** | 15.02.57 | 2. Brief | CERN PLC 0092, 195 |
| 21 | P | **[2523]** | 18.02.57 | | CERN PLC 0092, 196 |
| 22 | | **[2527]** | 18.02.57 | | CERN PLC 0016, 36r |
| 23 | | **[2529]** | 19.02.57 | | CERN PLC 0016, 37r |
| 24 | P | **[2530]** | 20.02.57 | | CERN PLC 0092, 197 |
| 25 | P | **[2532]** | 22.02.57 | | CERN PLC 0092, 198 |
| 26 | P | **[2552]** | 02.03.57 | | CERN PLC 0092, 199 |
| 27 | | **[2554]** | 02.03.57 | | CERN PLC 0016, 38r |
| 28 | P | **[2555]** | 05.03.57 | | CERN PLC 0092, 200 |
| 29 | P | **[2561]** | 08.03.57 | | CERN PLC 0092, 201 |
| 30 | P | **[2569]** | 13.03.57 | | CERN PLC 0092, 202 |
| 31 | | **[2575]** | 15.03.57 | | CERN PLC 0016, 39r |
| 32 | P | **[2577]** | 16.03.57 | | CERN PLC 0092, 203 |
| 33 | | **[2583]** | 18.03.57 | | CERN PLC 0016, 40r |
| 34 | P | **[2588]** | 21/22.03.57 | | CERN PLC 0092, 204 |
| 35 | P | **[2619]** | 16.05.57 | | CERN PLC 0092, 205 |
| 36 | | **[2621]** | 20.05.57 | | CERN PLC 0016, 41r |
| 37 | | **[2631]** | 01.06.57 | | CERN PLC 0016, 42r |
| 38 | | **[2634]** | 07.06.57 | | CERN PLC 0016, 43r |
| 39 | P | **[2703]** | 07.10.57 | | CERN PLC 0092, 206 |
| 40 | P | **[2709]** | 16.10.57 | | CERN PLC 0092, 207 |
| 41 | | **[2730]** | 03.11.57 | | CERN PN, unkatalogisiert |
| 42 | P | **[2736]** | 14.11.57 | | CERN PLC 0092, 208 |
| 43 | | **[2743]** | 16.11.57 | | CERN PLC 0016, 44r |
| 44 | | **[2745]** | 19.11.57 | 1. Brief | CERN PLC 0016, 45r |
| 45 | | **[2746]** | 19.11.57 | 2. Brief | CERN PN, unkatalogisiert |
| 46 | P | **[2749]** | 20.11.57 | 1. Brief, mit Anlage | CERN PLC 0092, 209 |
| 47 | P | **[2750]** | 20.11.57 | 2. Brief | CERN PLC 0092, 210 |
| 48 | | **[2754]** | 21.11.57 | | CERN PLC 0016, 46r |
| 49 | P | **[2755]** | 22.11.57 | | CERN PLC 0092, 211 |
| 50 | | **[2759]** | ca. 26.11.57 | *Fragment* | CERN PN, unkatalogisiert |
| 51 | P | **[2760]** | 27.11.57 | | CERN PLC 0092, 213 |
| 52 | | **[2771]** | 04.12.57 | | CERN PLC 0016, 47r |
| 53 | P | **[2776]** | 07.12.57 | | CERN PLC 0092, 2135 |
| 54 | P | **[2779]** | 09.12.57 | | CERN PLC 0092, 214 |
| 55 | P | **[2782]** | 11.12.57 | | CERN PLC 0092, 212 |
| 56 | | **[2785]** | 11.12.57 | | CERN PLC 0016, 48r |
| 57 | | **[2787]** | 12.12.57 | | CERN PLC 0016, 49r |
| 58 | P | **[2816]** | 31.12.57 | | CERN PLC 0092, 215 |
| 59 | | **[2821]** | 03.01.58 | | CERN PLC 0016, 50r |

| | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| 60 | P | **[2941]** | 25.03.58 | | CERN PLC 0092, 216 |
| 61 | P | **[2956]** | 06.04.58 | | CERN PLC 0092, 2161; ETH Hs. 350: 284 |
| 62 | P | **[2958]** | 07.04.58 | Nachtrag | CERN PLC 0092, 2162; ETH Hs. 351: 284 |
| 63 | P | **[2986]** | 29.04.58 | | CERN PLC 0092, 2163 |
| 64 | | **[2989]** | 05.05.58 | Entwurf | ETH Hs. 351: 286 |
| 65 | P | **[2992]** | 13.05.58 | | CERN PLC 0092, 2164 |
| 66 | P | **[3020]** | 24.06.58 | | CERN PLC 0092, 2166 |
| 67 | P | **[3029]** | 09.07.58 | | CERN PLC 0092, 2167 |
| 68 | P | **[3055]** | 16.09.58 | | CERN PLC 0092, 218 |
| 69 | | **[3060]** | 23.09.58 | | CERN PN 8/71; PLC 16, 508r |
| 70 | P | **[3061]** | 24.09.58 | | CERN PLC 0092, 219 |
| 71 | P | **[3063]** | 25.09.58 | *Nachtrag zu van Hove* | CERN PLC 0092, 220 |
| 72 | | **[3066]** | 27.09.58 | | CERN PLC 0016, 51r |
| 73 | P | **[3072]** | 01.10.58 | | CERN PLC 0092, 2205 |
| 74 | P | **[3099]** | 29.10.58 | | CERN PLC 0092, 221 |
| 75 | P | **[3100]** | 30.10.58 | 1. Brief | CERN PLC 0092, 222 |
| 76 | P | **[3101]** | 30.10.58 | 2. Brief | CERN PLC 0092, 223 |
| 77 | | **[3107]** | 06.11.58 | | CERN PLC 0016, 52r |

**Adriaan Fokker [01, 01]**

| | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| 1 | P | **[3116]** | 24.11.58 | | CERN PLC 0093 |

**Marie-Louise von Franz [01, 01]**

| | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| 1 | P | **[2637]** | 10.06.57 | | ETH Hs. 116: 86 |

**Hans Frauenfelder [11, 08]**

| | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| 1 | P | **[2580]** | 18.03.57 | | CERN PLC 0095 |
| 2 | | **[2613]** | 08.05.57 | | CERN PLC 0016, 60r |
| 3 | P | **[2614]** | 10.05.57 | | CERN PLC 0096 |
| 4 | P | **[2618]** | 11.05.58 | PK | CERN PN, unkatalogisiert |
| 5 | | **[2622]** | 20.05.57 | | CERN PLC 0016, 61r |
| 6 | P | **[2623]** | 23.05.57 | | CERN PLC 0097 |
| 7 | P | **[2626]** | 27.05.57 | | CERN PLC 0098 |
| 8 | | **[2635]** | 07.06.57 | | CERN PLC 0016, 62r |
| 9 | P | **[3059]** | 20.09.58 | | CERN PN, unkatalogisiert |
| 10 | P | **[3088]** | 13.10.58 | | CERN PLC 0099 |
| 11 | P | **[3103]** | Ende 58 | PK | CERN PLC 0100 |

**Eduard Fueter [01, 01]**

| | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| 1 | P | **[3052]** | 09.09.58 | MS | ETH Hs. 1227: 9004 |

**George Gamow [01, 01]**

| | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| 1 | P | **[2897]** | 01.03.58 | engl., Fragment + *Heisenberg's radioadvertisement* | CERN PLC 0100, 52 |

**Francesco Giordani [02, 01]**

| | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| 1 | | **[3044]** | 25.07.58 | MS, ital. | CERN PN, unkatalogisiert |
| 2 | P | **[3046]** | 04.08.58 | MS, ital. | CERN PN, unkatalogisiert |

**Vladimir Glaser [07, 03]**

| | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| 1 | | **[2954]** | 31.03.58 | | CERN PN 4/71-76; PLC 16, 73r |
| 2 | P | **[2961]** | 08.04.58 | Appendix | CERN PN, unkatalogisiert |

| | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| 3 | P | **[2982]** | 24.04.58 | | CERN PN, unkatalogisiert |
| 4 | | **[3017]** | 20.06.58 | | CERN PN 4/85-86; PLC 16, 74r |
| 5 | P | **[3021]** | 24.06.58 | | CERN PN, unkatalogisiert |
| 6 | | **[3035]** | 15.07.58 | | CERN PN 4/64; PLC 16, 75r |
| 7 | | **[3102]** | 31.10.58 | | CERN PN 4/46-54; PLC 16, 76r |

**Samuel Goudsmit [01, 00]**

| | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| 1 | | **[2608]** | 22.04.57 | MSD, engl. | AIP, *Niels Bohr Library* |

**Paolo Gulmanelli [04, 02]**

| | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| 1 | P | **[2710]** | 19.10.57 | engl. | CERN PN, unkatalogisiert |
| 2 | | **[2739]** | 14.11.57 | engl. | CERN PN 9/323 |
| 3 | P | **[2740]** | 15.11.57 | engl. | Privatbesitz Gulmanelli |
| 4 | | **[3023]** | 26.06.58 | engl. | CERN PN 9/317 |

**Feza Gürsey [16, 09]**

| | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| 1 | | **[2844]** | 22.01.58 | engl., *Gürseys Notizen* | CERN PN 1/234-240; LC 0016, 91r |
| 2 | | **[2856]** | 06.02.58 | engl. | CERN PN 1/233; PLC 0016, 92r |
| 3 | P | **[2860]** | 10.02.58 | engl., Anlage *On strangeness* | CERN PLC 0102 |
| 4 | P | **[2864]** | 11.02.58 | engl., *Fortsetzung* | CERN PLC 0102 |
| 5 | | **[2870]** | 14.02.58 | engl. | CERN PN 1/230-232; PLC 0016, 93r |
| 6 | P | **[2874]** | 17.02.58 | engl. | CERN PLC 0103 |
| 7 | P | **[2875]** | 18.02.58 | engl. | CERN PLC 0104 |
| 8 | | **[2881]** | 22.02.58 | engl. | CERN PN 1/225-228; PLC 0016, 94r |
| 9 | P | **[2891]** | 26.02.58 | engl. | CERN PLC 0105 |
| 10 | | **[2892]** | 26.02.58 | engl. | CERN PN 1/258; PLC 0017, 0003r |
| 11 | P | **[2893]** | 27.02.58 | engl. | CERN PLC 0106 |
| 12 | P | **[2898]** | 01.03.58 | engl. | CERN PLC 0107 |
| 13 | | **[2913]** | 08.03.58 | engl. | CERN PN 1/304-307; PLC 0017, 0005r |
| 14 | P | **[2921]** | 13.03.58 | engl. | CERN PLC 0108 |
| 15 | | **[3118]** | 26.11.58 | engl. | CERN PLC 0017, 0006r |
| 16 | P | **[3124]** | 05.12.58 | engl. | CERN PLC 0102 |

**Torsten Gustafson [02, 01]**

| | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| 1 | | **[2446]** | 11.01.57 | MS, engl. | CERN PLC 0017, 0009r |
| 2 | P | **[2491]** | 05.02.57 | MS, engl. | CERN PLC 0123 |

**Elisabeth Heisenberg [01, 00]**

| | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| 1 | | **[3134]** | Ende 58 | *Brief an Franca Pauli* | CERN PLC Bi 141 |

**Werner Heisenberg [144, 78]**

| | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| 1 | | **[2430]** | 01.01.57 | | CERN PN 1/515-516; PLC 0017, 152r |
| 2 | P | **[2431]** | 02.01.57 | | CERN PLC 0277, 03 |
| 3 | P | **[2433]** | 04.01.57 | | CERN PLC 0277, 04 |
| 4 | | **[2436]** | 04.01.57 | | CERN PN 1/508-509; PLC 0017, 153r |
| 5 | P | **[2438]** | 07.01.57 | | CERN PLC 0277, 05 |
| 6 | | **[2441]** | 09.01.57 | | CERN PN 1/505-506; PLC 0017, 154r |
| 7 | P | **[2442]** | 10.01.57 | | CERN PLC 0277, 06 |
| 8 | | **[2448]** | 13.01.57 | | CERN PN 1/504; PLC 0017, 155r |
| 9 | P | **[2449]** | 15.01.57 | | CERN PLC 0277, 07 |
| 10 | | **[2452]** | 15.01.57 | | CERN PN 1/503; PLC 0017, 156r |

| | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| 11 | | **[2456]** | 17.01.57 | | CERN PN 1/502; PLC 0017, 157r |
| 12 | P | **[2458]** | 19.01.57 | | CERN PLC 0277, 05 |
| 13 | | **[2462]** | 21.01.57 | | CERN PN 1/500-501; PLC 0017, 158r |
| 14 | | **[2470]** | 23.01.57 | | CERN PN 1/497-499; PLC 0017, 159r |
| 15 | P | **[2473]** | 25.01.57 | | CERN PLC 0277, 09 |
| 16 | | **[2477]** | 28.01.57 | | CERN PN 1/491-493; PLC 0017, 1601r |
| 17 | P | **[2480]** | 29.01.57 | Appendix | CERN PLC 0277, 10 |
| 18 | | **[2483]** | 29.01.57 | | CERN PN 1/494; PLC 0017, 160r |
| 19 | P | **[2483]** | 31.01.57 | | CERN PLC 0277, 11 |
| 20 | | **[2486]** | 31.01.57 | | CERN PN 1/486-488; PLC 0017, 1603r |
| 21 | | **[2489]** | 01.02.57 | | CERN PN 1/489-490; PLC 0017, 1602r |
| 22 | P | **[2490]** | 02.02.57 | Appendix I, II | CERN PLC 0277, 12 |
| 23 | | **[2495]** | 06.02.57 | | CERN PN 1/484-485; PLC 0017, 1604r |
| 24 | P | **[2504]** | 09.02.57 | | CERN PLC 0277, 14 |
| 25 | | **[2508]** | 11.02.57 | | CERN PN 1/480-483; PLC 0017, 1605r |
| 26 | P | **[2519]** | 15.02.57 | Anhang | MPI, München, *Heisenberg-Nachlaß* |
| 27 | | **[2521]** | 16.02.57 | | CERN PN 1/472-474; PLC 0017, 16055r |
| 28 | | **[2531]** | 20.02.57 | | CERN PN 1/478-479; PLC 0017, 1606r |
| 29 | P | **[2533]** | 22.02.57 | | CERN PLC 0277, 15 |
| 30 | P | **[2534]** | 24.02.57 | | CERN PLC 0277, 16 |
| 31 | | **[2535]** | 24/25.02.57 | | CERN PN 1/476-477; PLC 0017, 1607r |
| 32 | P | **[2539]** | 26.02.57 | | CERN PLC 0277, 17 |
| 33 | | **[2542]** | 27/28.02.57 | | CERN PN 1/468-471; PLC 0017, 1609r |
| 34 | P | **[2549]** | 01.03.57 | | CERN PLC 0277, 13 |
| 35 | P | **[2553]** | 02/03.03.57 | | CERN PLC 0277, 19 |
| 36 | | **[2556]** | 05.03.57 | | CERN PN 1/466-467; PLC 0017, 161r |
| 37 | P | **[2558]** | 06.03.57 | | CERN PLC 0277, 20 |
| 38 | | **[2560]** | 07.03.57 | | CERN PN 1/465; PLC 0017, 162r |
| 39 | P | **[2562]** | 08.03.57 | | CERN PLC 0277, 21 |
| 40 | | **[2594]** | 28.03.57 | | CERN PN 1/461-462; PLC 0017, 163r |
| 41 | P | **[2597]** | 08.04.57 | | CERN PLC 0277, 21 |
| 42 | | **[2599]** | 11.04.57 | | CERN PN 1/458-460; PLC 0017, 164r |
| 43 | P | **[2600]** | 12.04.57 | | CERN PLC 0277, 22 |
| 44 | | **[2607]** | 20.04.57 | Anlage | CERN PN 1/457, 463; PLC 0017, 165r |
| 45 | | **[2632]** | 05.06.57 | | CERN PN 1/455-456; PLC 0017, 1651r |
| 46 | P | **[2640]** | 11.06.57 | *1. Brief* Anlage *Lage der Quantentheorie der Felder* | CERN PLC 0277, 23 |
| 47 | P | **[2641]** | 12.06.57 | *2. Brief* | CERN PLC 0277, 24 |
| 48 | P | **[2642]** | 13.06.57 | *3. Brief* mit Appendix | CERN PLC 0277, 25 |
| 49 | P | **[2643]** | 14.06.57 | *4. Brief* Appendix | CERN PLC 0277, 26 |
| 50 | | **[2646]** | 17.06.57 | | CERN PN 1/448-450; PLC 0017, 1652r |
| 51 | P | **[2650]** | 21.06.57 | | CERN PLC 0277, 27 |
| 52 | P | **[2668]** | 15.07.57 | | CERN PLC 0277, 28 |
| 53 | | **[2677]** | 20.07.57 | | CERN PN 1/440-441; PLC 0017, 1653r |
| 54 | | **[2698]** | 13.09.57 | | CERN PN 4/87-91; PLC 17,16535r |
| 55 | P | **[2711]** | 19.10.57 | MSD, Anlage *Brief von H. an Källén* | CERN PLC 0277, 29 |
| 56 | | **[2725]** | 30.10.57 | | CERN PN 1/430-432; PLC 0017, 1654r |
| 57 | P | **[2727]** | 01.11.57 | | CERN PLC 0277, 30 |
| 58 | | **[2731]** | 07.11.57 | MSD | MPI, München, *Heisenberg-Nachlaß* |
| 59 | P | **[2764]** | 01.12.57 | 1. Brief | CERN PLC 0277, 31 |

| | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| 60 | P | **[2765]** | 01.12.57 | 2. Brief, abends | CERN PLC 0277, 32 |
| 61 | P | **[2767]** | 02.12.57 | | CERN PLC 0277, 33 |
| 62 | P | **[2769]** | 03.12.57 | | CERN PLC 0277, 34 |
| 63 | | **[2772]** | 04.12.57 | | CERN PN 1/405-406; PLC 0017, 1655r |
| 64 | P | **[2777]** | 08.12.57 | | CERN PLC 0277, 35 |
| 65 | | **[2780]** | 09.12.57 | | CERN PN 1/171-174; PLC 0017, 1656r |
| 66 | P | **[2786]** | 12.12.57 | | CERN PLC 0277, 36 |
| 67 | P | **[2788]** | 13.12.57 | 1. Brief | CERN PLC 0277, 37 |
| 68 | P | **[2789]** | 13.12.57 | 2. Brief | CERN PLC 0277, 38 |
| 69 | | **[2792]** | 14.12.57 | | CERN PN 1/167-170; PLC 0017, 1657r |
| 70 | P | **[2793]** | 15.12.57 | | CERN PLC 0277, 39 |
| 71 | | **[2795]** | 16.12.57 | | CERN PN 1/164-166; PLC 0017, 1658r |
| 72 | P | **[2802]** | 18.12.57 | Anlage *Elementares zur Ladungskonjugation* | CERN PLC 0277, 40 |
| 73 | P | **[2805]** | 21.12.57 | | CERN PLC 0277, 41 |
| 74 | | **[2806]** | 21.12.57 | | CERN PN 1/162-163; PLC 0017, 1659r |
| 75 | P | **[2808]** | 25/26/27.12.57 | Anlagen *Kleine und große Welt, etc.* | CERN PLC 0277, 42 |
| 76 | | **[2810]** | 27.12.57 | | CERN PN 1/159-161; PLC 0017, 166r |
| 77 | P | **[2811]** | 28/29.12.57 | | CERN PLC 0277, 43 |
| 78 | | **[2813]** | 29.12.57 | | CERN PN 1/158, PLC 0017, 167r |
| 79 | | **[2815]** | 30.12.57 | | CERN PN 1/154-155; PLC 0017, 1675r |
| 80 | P | **[2817]** | 02.01.58 | | CERN PLC 0277, 44 |
| 81 | | **[2819]** | 02.01.58 | | CERN PN 1/156-157 |
| 82 | | **[2822]** | 03.01.58 | | CERN PLC 0017, 170r |
| 83 | P | **[2823]** | 04/05.01.58 | Appendix I–III | CERN PLC 0277, 45 |
| 84 | | **[2824]** | 04.01.58 | | CERN PLC 0017, 171r |
| 85 | | **[2826]** | 06.01.58 | | CERN PN 1/147-148 |
| 86 | P | **[2828]** | 07.01.58 | Anlage | CERN PLC 0277, 46 |
| 87 | | **[2829]** | 08.01.58 | | CERN PN 1/145-146 |
| 88 | P | **[2830]** | 09.01.58 | | CERN PLC 0277, 47 |
| 89 | P | **[2834]** | 15.01.58 | Anlage *Anmerkungen von H.* | CERN PLC 0277, 48 |
| 90 | P | **[2836]** | 16.01.58 | Anlagen *On the Isospin group ...* | CERN PLC 0277, 49 |
| 91 | P | **[2838]** | 17.01.58 | | CERN PLC 0277, 50 |
| 92 | P | **[2839]** | 18.01.58 | | CERN PLC 0277, 51 |
| 93 | | **[2840]** | 19.01.58 | | CERN PN 1/176; PLC 0017, 174r |
| 94 | P | **[2842]** | 21.01.58 | | CERN PLC 0277, 52 |
| 95 | P | **[2845]** | 23.01.58 | Telegramm-Entwurf | CERN PN 1/186 |
| 96 | | **[2846]** | 26.01.58 | | CERN PN 1/188; PLC 0017, 175r |
| 97 | P | **[2847]** | 27.01.58 | Anlage: *Erste Orientierung* | CERN PLC 0277, 53 |
| 98 | | **[2848]** | 30.01.58 | | CERN PLC 0017, 176r |
| 99 | P | **[2849]** | 01.02.58 | 1. Brief, *Appendix* | CERN PLC 0277, 54 |
| 100 | P | **[2851]** | 02.02.58 | 2. Brief | CERN PLC 0277, 55 |
| 101 | | **[2854]** | 05.02.58 | | CERN PLC 0017, 177r |
| 102 | P | **[2861]** | 10.02.58 | Anlage | CERN PLC 0277, 56 |
| 103 | | **[2862]** | 10.02.58 | | CERN PN 1/196 |
| 104 | | **[2868]** | 13.02.58 | | CERN PLC 1/217 |
| 105 | P | **[2869]** | 14.02.58 | | CERN PLC 0277, 57 |
| 106 | | **[2871]** | 14.02.58 | *Fortsetzung* | CERN PLC 1/217 |
| 107 | | **[2872]** | 15.02.58 | | CERN PN 1/214-216; LC 0017, 180r |

| | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| 108 | P | **[2876]** | 19.02.58 | | CERN PLC 0277, 58 |
| 109 | P | **[2877]** | 20.02.58 | | CERN PLC 0277, 59 |
| 110 | P | **[2878]** | 20.02.58 | Telegramm | CERN PN 1/224 |
| 111 | | **[2879]** | 21.02.58 | | CERN PN 1/210-213; PLC 0017, 181r |
| 112 | P | **[2880]** | 22.02.58 | Anlage *Brief von Fierz* | CERN PLC 0277, 60 |
| 113 | P | **[2883]** | 24.02.58 | Anlage | CERN PLC 0277, 61 |
| 114 | P | **[2887]** | 25.02.58 | | CERN PLC 0277, 61 |
| 115 | | **[2889]** | 25.02.58 | | CERN PN 1/251-253; PLC 0017, 182r |
| 116 | | **[2896]** | 27.02.58 | | CERN PN 1/254-257; PLC 0017, 183r |
| 117 | P | **[2899]** | 01.03.58 | | MPI, München, *Heisenberg-Nachlaß* |
| 118 | P | **[2901]** | 03.03.58 | 1. Brief + *Verteilerliste* | CERN PN 1/327; PLC 0277, 62 |
| 119 | P | **[2902]** | 03.03.58 | 2. Brief *Widerrufung* | CERN PLC 0277, 62 |
| 120 | P | **[2905]** | 04.03.58 | | CERN PLC 0277, 63 |
| 121 | | **[2908]** | 05.03.58 | | CERN PN 1/312-3200; PLC 0017, 184r |
| 122 | | **[2909]** | 06.03.58 | | CERN PN 1/321-3222; PLC 0017, 185r |
| 123 | P | **[2914]** | 10.03.58 | | CERN PLC 0277,64 |
| 124 | | **[2924]** | 13.03.58 | | CERN PN 1/312-316; PLC 0017, 186r |
| 125 | | **[2927]** | 15.03.58 | | CERN PN 1/308-310; PLC 0017, 187r |
| 126 | P | **[2933]** | 19.03.58 | | CERN PLC 0277, 65 |
| 127 | P | **[2935]** | 20.03.58 | | CERN PLC 0277, 66 |
| 128 | P | **[2939]** | 24.03.58 | | CERN PLC 0277, 67 |
| 129 | P | **[2942]** | 25.03.58 | | CERN PLC 0277, 68 |
| 130 | | **[2945]** | 26.03.58 | | CERN PN 1/299-303; PLC 0017, 188r |
| 131 | P | **[2950]** | 29.03.58 | | CERN PLC 0277, 69 |
| 132 | | **[2951]** | 29.03.58 | | CERN PN 1/297-298; PLC 0017, 189r |
| 133 | P | **[2959]** | 07.04.58 | Widerruf (2 Fassungen) | CERN PLC 0277, 70 |
| 134 | | **[2969]** | 13.04.58 | | CERN PN 1/274-278; PLC 0017, 190r |
| 135 | P | **[2973]** | 18.04.58 | | CERN PLC 0277, 71 |
| 136 | | **[2977]** | 20.04.58 | | CERN PN 1/259-263; PLC 0017, 191r |
| 137 | P | **[2993]** | 13.05.58 | | CERN PLC 0277, 72 |
| 138 | | **[3007]** | 07.06.58 | | CERN PN 1/30-1/32; PLC 0017, 192r |
| 139 | | **[3030]** | 09.07.58 | MS, Anlagen *Brief an Ferretti* | CERN PN 1/1; PLC 0017, 193r |
| 140 | | **[3065]** | 25.09.58 | MSD | CERN PN 1/29; PLC 00171, 194r |
| 141 | P | **[3069]** | 30.09.58 | MSD | CERN PN 1/28; PLC 0277, 741 |
| 142 | | **[3074]** | 05.10.58 | | CERN PN 1/26-27; PLC 0017, 195r |
| 143 | P | **[3080]** | 08.10.58 | | CERN PLC 0277, 75 |
| 144 | | **[3086]** | 11.10.58 | | CERN PN 1/24-25; PLC 0017, 196r |

**Alois Hornung [02, 01]**

| | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| 1 | | **[2984]** | 26.04.58 | | CERN PLC Bi 121 |
| 2 | P | **[3018]** | 22.06.58 | | CERN PLC Bi $128_1$ |

**Gerhard Huber [03, 02]**

| | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| 1 | | **[2665]** | 11.07.57 | MS | CERN PLC Bi 302 |
| 2 | P | **[2667]** | 13.07.57 | | CERN PLC Bi 303 |
| 3 | P | **[3070]** | 30.09.58 | MSD | CERN PLC Bi 304 |

**Erich Hula [01, 00]**

| | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| 1 | | **[3142]** | 06.05.68 | | CERN PLC $145_1$ |

**Dimitri Iwanenko [01, 00]**

| | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| 1 | | **[2994]** | 13.05.58 | MS, engl. | CERN PN 1/17; PLC 0017, 1965r |

**Aniela Jaffé [21, 16]**

| | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| 1 | P | **[2536]** | 25.02.57 | 1. Brief | ETH Hs. 1091: 357 |
| 2 | P | **[2537]** | 25.02.57 | 2. Brief | ETH Hs. 1091: 358 |
| 3 | P | **[2581]** | 18.03.57 | | ETH Hs. 1091: 359 |
| 4 | P | **[2595]** | 01.04.57 | | ETH Hs. 1091: 360 |
| 5 | P | **[2606]** | 19.04.57 | | ETH Hs. 1091: 361 |
| 6 | | **[2629]** | 29.05.57 | MSD | ETH Hs. 1091: 24876 |
| 7 | P | **[2638]** | 10.06.57 | mit 2 Beilagen | ETH Hs. 1091: 362 |
| 8 | P | **[2663]** | 09.07.57 | | ETH Hs. 1091: 363 |
| 9 | | **[2673]** | 18.07.57 | MSD | ETH Hs. 1056: 364 |
| 10 | P | **[2721]** | 27.10.57 | | ETH Hs. 1091: 365 |
| 11 | P | **[2728]** | 02.11.57 | | ETH Hs. 1091: 366 |
| 12 | | **[2747]** | 19.11.57 | | ETH Hs. 1056: 24877 |
| 13 | P | **[2783]** | 11.12.57 | | ETH Hs. 1091: 367 |
| 14 | | **[2814]** | 29.12.57 | | ETH Hs. 1056: 24878 |
| 15 | P | **[2825]** | 05.01.58 | | ETH Hs. 1091: 368 |
| 16 | P | **[2946]** | 27.03.58 | | ETH Hs. 1091: 369 |
| 17 | P | **[2962]** | 08.04.58 | | ETH Hs. 1091: 370 |
| 18 | P | **[3011]** | 15.06.58 | | ETH Hs. 1091: 371 |
| 19 | P | **[3078]** | 07.10.58 | | ETH Hs. 1091: 372 |
| 20 | | **[3079]** | 07.10.58 | MSD | ETH Hs.1056: 26445 |
| 21 | P | **[3090]** | 14.10.58 | 2 Anlagen | ETH Hs.1091: 373 |

**Karl Jaspers [01, 01]**

| | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| 1 | P | **[3071]** | 30.09.58 | MSD | CERN PLC Bi 301 |

**Josef Maria Jauch [02, 02]**

| | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| 1 | P | **[2965]** | 09.04.58 | | CERN PN, unkatalogisiert |
| 2 | P | **[2997]** | 17.05.58 | | CERN PLC 0163 |

**Johannes Hans Daniel Jensen [07, 06]**

| | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| 1 | P | **[2718]** | 25.10.57 | | Privatbesitz, Anne Jensen |
| 2 | P | **[2741]** | 15.11.57 | PK | Privatbesitz, Anne Jensen |
| 3 | P | **[2843]** | 22.05.58 | PK | Privatbesitz, Anne Jensen |
| 4 | P | **[3027]** | 07.07.58 | | Privatbesitz, Anne Jensen |
| 5 | | **[3032]** | 10.07.58 | MS | Privatbesitz, Anne Jensen |
| 6 | P | **[3036]** | 16.07.58 | | Privatbesitz, Anne Jensen |
| 7 | P | **[3062]** | 24.09.58 | PK | Privatbesitz, Anne Jensen |

**Carl Gustav Jung [05, 03]**

| | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| 1 | P | **[2591]** | 22.03.57 | | ETH Hs. 1056: 30874 |
| 2 | P | **[2644]** | Mitte 06.57 | MSD | ETH Hs. 1056: 30875 |
| 3 | | **[2645]** | 15.06.57 | MSD | ETH Hs. 1056: 30876, 30881 |
| 4 | P | **[2682]** | 05.08.57 | MSD | ETH Hs. 1091: 398; 1056: 30877 |
| 5 | | **[2683]** | ca.08.57 | MSD | ETH Hs. 1091: 399 |

**Erich von Kahler [02, 02]**

| | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| 1 | P | **[2603]** | 17.04.57 | | CERN PLC Bi $183_{1,2}$ |
| 2 | P | **[2998]** | 17.05.58 | Briefkarte | CERN PLC Bi $185_{1,2}$ |

**Gunnar Källén [71, 40]**

| | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| 1 | | **[2432]** | 02.01.57 | MS | CERN PN 1/510-514; PLC 00? |
| 2 | P | **[2434]** | 04.01.57 | 1. Brief | CERN PLC 0277, 923 |
| 3 | P | **[2435]** | 04.01.57 | 2. Brief | CERN PLC 0277, 922 |
| 4 | | **[2439]** | 08.01.57 | MS | CERN PN 1/507; PLC 0017, 1971r |
| 5 | P | **[2443]** | 10.01.57 | | CERN PLC 0277, 924 |
| 6 | | **[2444]** | 10.01.57 | MS | CERN PN 1/417-419; PLC 0017, 1972r |
| 7 | | **[2447]** | 12.01.57 | MS | CERN PN 1/415-416; PLC 0017, 1973r |
| 8 | P | **[2450]** | 15.01.57 | | CERN PLC 0277, 925 |
| 9 | | **[2463]** | 21.01.57 | | CERN PN 1/495-496; PLC 0017,1974r |
| 10 | | **[2466]** | 22.01.57 | MS | CERN PN 1/436-437; PLC 0017 ? |
| 11 | P | **[2467]** | 23.01.57 | 1. Brief | CERN PLC 0277, 925 ? |
| 12 | P | **[2468]** | 23.01.57 | 2. Brief | CERN PLC 0277, 926 |
| 13 | | **[2478]** | 28.01.57 | MS | CERN PN 1, 435 |
| 14 | P | **[2484]** | 31.01.57 | | CERN PLC 0277, 927 |
| 15 | P | **[2506]** | 10.02.57 | | CERN PLC 0277, 928 |
| 16 | | **[2514]** | 13.02.57 | MSD | *Universität Lund*, Källén-Nachlaß |
| 17 | P | **[2543]** | 28.02.57 | | CERN PLC 0277, 929 |
| 18 | | **[2565]** | 11.03.57 | MSD | *Universität Lund*, Källén-Nachlaß |
| 19 | P | **[2596]** | Anfang 04.57 | | *Universität Lund*, Källén-Nachlaß |
| 20 | P | **[2651]** | 21.06.57 | | CERN PLC 0277, 930 |
| 21 | | **[2664]** | 10.07.57 | MS | CERN PN 1/444-447; PLC 0017, 1977r |
| 22 | P | **[2669]** | 15.07.57 | | CERN PLC 0277, 931 |
| 23 | | **[2674]** | 18.07.57 | | CERN PN 1/442-443; PLC 0017, 1948r |
| 24 | P | **[2684]** | 05.08.57 | | CERN PLC 0277, 932 |
| 25 | P | **[2685]** | 06.08.57 | | CERN PLC 0277, 933 |
| 26 | P | **[2687]** | 09.08.57 | PK | CERN PLC 0277, 934 |
| 27 | | **[2689]** | 10.08.57 | MSD | *Universität Lund*, Källén-Nachlaß |
| 28 | | **[2690]** | 14.08.57 | MSD | *Universität Lund*, Källén-Nachlaß |
| 29 | P | **[2693]** | 17.08.57 | | CERN PLC 0277, 935 |
| 30 | | **[2699]** | 16.09.57 | MS | CERN PN 1/438-439; PLC 0017, 1974r |
| 31 | | **[2700]** | 20.09.57 | MS | CERN PN 5/195; PLC 16, 19791r |
| 32 | P | **[2701]** | 01.10.57 | | CERN PLC 0277, 936 |
| 33 | P | **[2706]** | 10.10.57 | | CERN PLC 0277, 937 |
| 34 | | **[2708]** | 15.10.57 | MSD | *Universität Lund*, Källén-Nachlaß |
| 35 | P | **[2712]** | 21.10.57 | | CERN PLC 0277, 938 |
| 36 | | **[2717]** | 23.10.57 | MSD | *Universität Lund*, Källén-Nachlaß |
| 37 | P | **[2720]** | 26.10.57 | | CERN PLC 0277, 939 |
| 38 | P | **[2742]** | 15.11.57 | PK, mit Anlage *Brief an Flügge* | *Universität Lund*, Källén-Nachlaß |
| 39 | | **[2748]** | 19.11.57 | MSD | *Universität Lund*, Källén-Nachlaß |
| 40 | P | **[2751]** | 21.11.57 | | CERN PLC 0277, 940 |
| 41 | | **[2762]** | 29.11.57 | MSD | *Universität Lund*, Källén-Nachlaß |
| 42 | P | **[2774]** | 06.12.57 | | CERN PLC 0277, 941 |
| 43 | | **[2790]** | 13.12.57 | MS | CERN PN 4/79-82; CERN PLC 17, 19795r |
| 44 | P | **[2794]** | 16.12.57 | | CERN PLC 0277, 942 |
| 45 | | **[2796]** | 16.12.57 | MSD, mit Anlage *Brief an Springer* | *Universität Lund*, Källén-Nachlaß |
| 46 | P | **[2799]** | 17.12.57 | | CERN PLC 0277, 943 |
| 47 | | **[2801]** | 17.12.57 | MS | CERN PN 4/83-84; PLC 17, 19746r |
| 48 | P | **[2804]** | 19.12.57 | | CERN PLC 0277, 94r |

| | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| 49 | | **[2809]** | 26.12.57 | MS | CERN PN 1/334-336; PLC 0017,1980r |
| 50 | P | **[2818]** | 02.01.58 | | CERN PLC 0277, 945 |
| 51 | | **[2831]** | 09.01.58 | MS | CERN PN 1/332-333; PLC 0017, 1981r |
| 52 | P | **[2832]** | 10.01.58 | | CERN PLC 0277, 946 |
| 53 | P | **[2837]** | 16.01.58 | | *Universität Lund*, Källén-Nachlaß |
| 54 | P | **[2852]** | 02.02.58 | | CERN PLC 0277, 947 |
| 55 | | **[2853]** | 03.02.58 | MSD | *Universität Lund*, Källén-Nachlaß |
| 56 | P | **[2855]** | 06.02.58 | | CERN PLC 0277, 948 |
| 57 | | **[2859]** | 07.02.58 | MS CERN PN 1/348-351; | *Universität Lund*, Källén-Nachlaß |
| 58 | | **[2863]** | 10.02.58 | MSD | *Universität Lund*, Källén-Nachlaß |
| 59 | P | **[2865]** | 11.02.58 | | CERN PLC 0277, 949 |
| 60 | | **[2882]** | 22.02.58 | MS | CERN PN 1/344-347; PLC 0017, 1983 |
| 61 | P | **[2884]** | 24.02.58 | | CERN PLC 0277, 950 |
| 62 | P | **[2888]** | 25.02.58 | | CERN PLC 0277, 951 |
| 63 | P | **[2894]** | 27.02.58 | | CERN PLC 0277, 952 |
| 64 | P | **[2906]** | 04.03.58 | | CERN PLC 0277, 953 |
| 65 | P | **[2918]** | 12.03.58 | | CERN PLC 0277, 954 |
| 66 | | **[2931]** | 18.03.58 | MS | CERN PN 1/272-273; PLC 0017, 1984r |
| 67 | P | **[2963]** | 08.04.58 | | CERN PLC 0277, 955 |
| 68 | P | **[3005]** | 05.06.58 | | CERN PLC 0277, 956 |
| 69 | | **[3009]** | 09.06.58 | | CERN PN 5/141-142; PLC 17, 1986r |
| 70 | P | **[3093]** | 22.10.58 | | CERN PLC 0277, 957 |
| 71 | | **[3096]** | 27.10.58 | MSD | *Universität Lund*, Källén-Nachlaß |

**August Karolus [01, 00]**

| | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| 1 | | **[2999]** | 20.05.58 | PK *von Franca Pauli* | CERN PN, unkatalogisiert |

**Aharon Katchalsky [02, 01]**

| | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| 1 | | **[2957]** | 06.04.58 | MS, engl. | CERN PLC Bi 291 |
| 2 | P | **[2971]** | 16.04.58 | MSD, engl. | CERN PLC Bi 292 |

**Nicholas Kemmer [02, 02]**

| | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| 1 | P | **[2507]** | 11.02.57 | engl. | CERN PLC 0301 |
| 2 | P | **[2550]** | 01.03.57 | MSD, engl. | CERN PLC 0302 |

**Max Knoll [01, 00]**

| | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| 1 | | **[2781]** | 09.12.57 | MSD | Meier [1992, S. 196-198] |

**Wojciech Krolikowski [02, 01]**

| | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| 1 | | **[2952]** | 29.03.58 | engl. | CERN PN 1/15; PLC 0021, 003r |
| 2 | P | **[2978]** | 21.04.58 | MSD, engl. | CERN PN 1/16; PLC 0318, 5 |

**Franz Kröner [04, 04]**

| | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| 1 | P | **[2429]** | 01.01.57 | | CERN PN, unkatalogisiert |
| 2 | P | **[2454]** | 17.01.57 | | CERN PN, unkatalogisiert |
| 3 | P | **[2546]** | 28.02.57 | | CERN PN, unkatalogisiert |
| 4 | P | **[2615]** | 10.05.57 | PK | CERN PN, unkatalogisiert |

**Ralf Kronig [01, 01]**

| | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| 1 | P | **[3016]** | 17.06.58 | PK | ETH Hs. 1045: 117 |

**Lev Davidovich Landau [03, 01]**

| | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| 1 | | **[2857]** | 06.02.58 | MS | CERN PN 1/245; PLC 0021, 4r |
| 2 | P | **[2916]** | 11.03.58 | MS, engl. | CERN PN 1/328-331; PLC 0339 |
| 3 | | **[3114]** | 21.11.58 | MS, engl. | CERN PN, unkatalogisiert |

**Peter T. Landsberg [01, 00]**

| | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| 1 | | **[2545]** | 28.02.57 | MSA, engl. | Privatbesitz Landsberg |

**Max von Laue [02, 01]**

| | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| 1 | | **[2932]** | 18.03.58 | MS | Archiv der MPG, Berlin, *von Laue-Nachlaß Nr. 1539,33* |
| 2 | P | **[2940]** | 24.03.58 | Archiv der MPG, Berlin, *von Laue-Nachlaß Nr. 1539,33* | |

**Harry J. Lipkin [02, 02]**

| | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| 1 | P | **[2713]** | 22.10.57 | engl. | CERN PN, unkatalogisiert |
| 1 | P | **[2770]** | 03.12.57 | engl. | CERN PN, unkatalogisiert |

**Gerhart Lüders [26, 09]**

| | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| 1 | | **[2496]** | 06.02.57 | MS | CERN PN 5/138-139; PLC 22, 56r |
| 2 | | **[2509]** | 11.02.57 | MS | CERN PN 5/140; PLC 22, 57r |
| 3 | | **[2609]** | 02.05.57 | MSD | CERN PN 2/500-501; PLC 22, 571r |
| 4 | P | **[2611]** | 07.05.57 | | CERN PLC 0372 |
| 5 | P | **[2633]** | 06.06.57 | | CERN PLC 0373 |
| 6 | | **[2647]** | 17.06.57 | MS Anlage *Brief* | CERN PN 2/502-504; PLC 22, 572r |
| 7 | | **[2648]** | 18.06.57 | MS | CERN PN 2/505; PLC 22, 573 |
| 8 | | **[2649]** | 20.06.57 | MSD Anlage *Brief an Enz* | CERN PN 2/506; PLC 22, 574r |
| 9 | P | **[2656]** | 26.06.57 | Anlage *Zweikomponententheorie* | CERN PLC 0374 |
| 10 | | **[2660]** | 02.07.57 | MS Anlage *Brief* | CERN PN 2/507-508; PLC 22, 575r |
| 11 | | **[2666]** | 12.07.57 | MS | CERN PN 2/509-510; PLC 22, 576r |
| 12 | | **[2670]** | 15.07.57 | MS CERN | CERN PN 2/511-512; PLC 22, 578r |
| 13 | P | **[2671]** | 16.07.57 | | CERN PLC 0375 |
| 14 | P | **[2675]** | 19.07.57 | Anlage *Brief von Enz* | CERN PLC 0375 |
| 15 | P | **[2678]** | 21.07.57 | | CERN PLC 0376 |
| 16 | | **[2679]** | 22.07.57 | MS | CERN PN 2/513-514; PLC 22, 579r |
| 17 | | **[2681]** | 25.07.57 | MS Anlage *Brief* | CERN PN 2/515-516; PLC 22, 5795r |
| 18 | | **[2691]** | 15.08.57 | MS | CERN PN 2/517-519; PLC 22, 577r |
| 19 | | **[2778]** | 08.12.57 | MS | CERN PN 5/189-190; PLC 22, 58r |
| 20 | P | **[2784]** | 11.12.57 | Anlage *Remarks on a paper by Lehmann* | CERN PLC 0377 |
| 21 | | **[2791]** | 13.12.57 | MS + Anlage *Brief an Enz* | CERN PN 5/186-188; PLC 22, 59r |
| 22 | | **[2797]** | 16.12.57 | MS | CERN PN 5/191 |
| 23 | P | **[2800]** | 17.12.57 | | CERN PLC 0377 |
| 24 | | **[2807]** | 23.12.57 | MS | CERN PN 5/192-194 |
| 25 | P | **[2995]** | 14.05.58 | | CERN PLC 0378 |
| 26 | | **[3004]** | 03.06.58 | MS | CERN PN ; PLC 0022, 6r |

**Carl Alfred Meier [02, 02]**

| | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| 1 | P | **[2578]** | 16.03.57 | | CERN PLC Bi 210 |
| 2 | P | **[2630]** | 01.06.57 | Brieffragment | CERN PN, unkatalogisiert |

**Lise Meitner [03, 02]**

| | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| 1 | P | **[3073]** | 03.10.58 | | CERN PLC 0398 |
| 2 | | **[3091]** | 14.10.58 | MS | CERN PLC 0024r |
| 3 | P | **[3104]** | 02.11.58 | | CERN PLC 0399 |

**Charles W. Misner [02, 02]**

| | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| 1 | P | **[2705]** | 09.10.57 | engl., Anhang *On the H-principle …* | CERN PLC 0399, 4 |
| 2 | P | **[2768]** | 02.12.57 | MS, engl. | |

**Gustav Neukomm [02, 01]**

| | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| 1 | | **[2972]** | 16.04.58 | MS | CERN PN, unkatalogisiert |
| 2 | P | **[3028]** | 07.07.58 | | ETH Schulratsarchiv |

***Niederländische Akademie der Wissenschaften* [02, 01]**

| | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| 1 | P | **[2903]** | 03.03.58 | MSD, engl. | CERN PN, unkatalogisiert |
| 2 | | **[3002]** | 31.05.58 | MS, franz. | CERN PN, unkatalogisiert |

***Nobelkomitee* [01, 00]**

| | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| 1 | | **[2758]** | 25.11.57 | Vordruck | CERN PN, unkatalogisiert |

**Robert Oppenheimer [02, 01]**

| | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| 1 | | **[2620]** | 17.05.57 | MSD, engl. | IAS Princeton, *Oppenheimer Papers* |
| 2 | P | **[2695]** | 02.09.57 | engl. | IAS Princeton, *Oppenheimer Papers* |

**Hans Pallmann [26, 19]**

| | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| 1 | | **[2499]** | 07.02.57 | MS | CERN PLC Bi 39 |
| 2 | P | **[2589]** | 21.03.57 | | ETH Schulratsarchiv |
| 3 | P | **[2616]** | 10.05.57 | | ETH Schulratsarchiv |
| 4 | P | **[2652]** | 21.06.57 | | ETH Schulratsarchiv |
| 5 | P | **[2672]** | 18.07.57 | MS | ETH Schulratsarchiv |
| 6 | P | **[2702]** | 04.10.57 | Anlage *Korreferat Erdös* | ETH Schulratsarchiv |
| 7 | P | **[2715]** | 23.10.57 | MS | ETH Schulratsarchiv |
| | P | | 28.10.57 | MS (vgl. Kommentar zu [2841]) | ETH Schulratsarchiv |
| 8 | P | **[2732]** | 08.11.57 | MS | ETH Schulratsarchiv |
| 9 | P | **[2735]** | 12.11.57 | MS | ETH Schulratsarchiv |
| 10 | P | **[2911]** | 07.03.58 | | ETH Schulratsarchiv |
| 11 | P | **[2976]** | 20.04.58 | Entwurf | CERN PN, unkatalogisiert |
| 12 | | **[2988]** | 02.05.58 | | ETH Schulratsarchiv |
| 13 | P | **[3003]** | 03.06.58 | | Enz et al. [1997, S. 319] |
| 14 | | **[3008]** | 07.06.58 | | Enz et al. [1997, S. 319f.] |
| 15 | P | **[3013]** | 16.06.58 | 1. Brief | ETH Schulratsarchiv |
| 16 | P | **[3014]** | 16.06.58 | 2. Brief + Beilage | ETH Schulratsarchiv |
| 17 | | **[3024]** | 01.07.58 | | ETH Schulratsarchiv |
| 18 | P | **[3026]** | 03.07.58 | | ETH Schulratsarchiv |
| 19 | P | **[3041]** | 21.07.58 | | ETH Schulratsarchiv |
| 20 | P | **[3047]** | 08.08.58 | | ETH Schulratsarchiv |
| 21 | P | **[3053]** | 09.09.58 | | ETH Schulratsarchiv |
| 22 | P | **[3056]** | 16.09.58 | | ETH Schulratsarchiv |
| 23 | | **[3084]** | 10.10.58 | MS | CERN PLC Bi 144 |
| 24 | P | **[3105]** | 05.11.58 | | ETH Schulratsarchiv |
| 25 | | **[3120]** | 28.11.58 | | ETH Schulratsarchiv |

| | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| 26 | | **[3131]** | 16.12.58 | Mitteilung über Paulis Tod | Enz et al. [1997, S. 353] |

**Erwin Panofsky [07, 06]**

| | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| 1 | P | **[2524]** | 18.02.57 | | CERN PLC Bi 252 |
| 2 | | **[2541]** | 26.02.57 | | CERN PLC Bi 265 |
| 3 | P | **[2572]** | 14.03.57 | PK | CERN PN, unkatalogisiert |
| 4 | P | **[2592]** | 28.03.57 | PK | CERN PLC Bi 258 |
| 5 | P | **[2624]** | 23.05.57 | | CERN PLC Bi 253 |
| 6 | P | **[2850]** | 01.02.58 | | CERN PLC Bi 254 |
| 7 | P | **[2900]** | 01.03.58 | | CERN PLC Bi 255 |

**Wolfgang Paul [02, 01]**

| | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| 1 | P | **[3034]** | 11.07.58 | MSD | CERN PN, unkatalogisiert |
| 2 | | **[3039]** | 18.07.58 | MSD | Enz et al. [1997, S. 328] |

**Franca Pauli, geb. Bertram [01, 00]**

| | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| 1 | | **[2999]** | 20.05.58 | an Karolus, PK | ETH Hs. 1110: 1439 |

**Hertha Pauli-Ashton [01, 01]**

| | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| 1 | P | **[2707]** | 11.10.57 | | Original verschollen |

**Rudolf Peierls [04, 04]**

| | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| 1 | P | **[2528]** | 19.02.57 | | BLO, *Peierls Papers* |
| 2 | P | **[2547]** | 28.02.57 | | BLO, *Peierls Papers* |
| 3 | P | **[2567]** | 12.03.57 | | BLO, *Peierls Papers* |
| 4 | P | **[2582]** | 18.03.57 | | BLO, *Peierls Papers* |

**John C. Polkinghorne [01, 00]**

| | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| 1 | | **[2520]** | 15.02.57 | MS, engl. | CERN PN 2/575-576; PLC 24, 45r |

**Isaak Isidor Rabi [01, 01]**

| | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| 1 | P | **[2653]** | 22.06.57 | engl. | ETH Hs. 176: 93 |

**Giulio Racah [01, 01]**

| | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| 1 | P | **[2492]** | 05.02.57 | MS, engl. | CERN PLC 0422 |

**Franco Rasetti [01, 00]**

| | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| 1 | | **[2437]** | 04.01.57 | Aerogramm, MS, engl. | CERN PN, unkatalogisiert |

***Rektor der ETH*** ↦ **Pallmann**

**Paul Rosbaud [09, 09]**

| | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| 1 | P | **[2544]** | 28.02.57 | | Privatbesitz Frank-Steiner |
| 2 | P | **[2697]** | 07.09.57 | Auszug | NBA *Rosenfeld Papers* |
| 3 | P | **[2723]** | 28.10.57 | Auszug | NBA *Rosenfeld Papers* |
| 4 | P | **[2729]** | 02.11.57 | Auszug | NBA *Rosenfeld Papers* |
| 5 | P | **[2737]** | 14.11.57 | Auszug | NBA *Rosenfeld Papers* |
| 6 | P | **[2752]** | 21.11.57 | 1. Brief, Auszug | NBA *Rosenfeld Papers* |
| 7 | P | **[2753]** | 21.11.57 | 2. Brief, Auszug | NBA *Rosenfeld Papers* |
| 8 | P | **[2763]** | 30.11.57 | Auszug | NBA *Rosenfeld Papers* |
| 9 | P | **[2907]** | 05.03.58 | | Privatbesitz Frank-Steiner |

***Rundschreiben* [01, 01]**

| | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| 1 | P | **[2964]** | 08.04.58 | engl., *On the isospingroup …* | CERN PN 1/270-271 |

**Abdus Salam [16, 09]**

| | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| 1 | P | **[2472]** | 24.01.57 | engl. | CERN PLC 0426 |
| 2 | | **[2482]** | 30.01.57 | engl. | CERN PN 2/589-592; PLC 25, 75r |
| 3 | | **[2487]** | 31.01.57 | engl. | CERN PN 2/588 |
| 4 | | **[2515]** | 13.02.57 | engl. | CERN PN 2/573; PLC 25, 77r |
| 5 | | **[2522]** | 16.02.57 | engl. | CERN PN 2/574; PLC 25, 76r |
| 6 | P | **[2525]** | 18.02.57 | engl. | CERN PLC 0427 |
| 7 | P | **[2564]** | 11.03.57 | engl. | CERN PLC 0428 |
| 8 | P | **[2568]** | 12.03.57 | engl. | CERN PLC 0429 |
| 9 | P | **[2570]** | 13.03.57 | PK, engl. | CERN PLC 0430 |
| 10 | P | **[2573]** | 15.03.57 | engl. | CERN PLC 0431 |
| 11 | P | **[2612]** | 07.05.57 | engl. | CERN PLC 0432 |
| 12 | P | **[2744]** | 19.11.57 | engl. | CERN PLC 0433 |
| 13 | P | **[2773]** | 05.12.57 | engl. | CERN PLC 0434 |
| 14 | | **[3139]** | 04.01.62 | MSD, engl., von Franca Pauli | CERN PLC Bi 150 |
| 15 | | **[3140]** | 09.01.62 | MS, engl., an Franca Pauli | CERN PLC Bi 147 |
| 16 | | **[3141]** | 13.01.62 | MSD, engl., von Franca Pauli | CERN PLC Bi 146 |

**Samuel Sambursky [03, 03]**

| | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| 1 | P | **[2704]** | 07.10.57 | Anlage *Brief an Franca Pauli* | CERN PN, unkatalogisiert |
| 2 | P | **[2734]** | 11.11.57 | MSD | CERN PN, unkatalogisiert |
| 3 | P | **[3108]** | 11.11.58 | MSD | CERN PLC Bi 280 |

**Robert Schafroth [07, 05]**

| | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| 1 | P | **[2604]** | 17.04.57 | | CERN PLC 0447 |
| 2 | P | **[2610]** | 06.05.57 | Anlage *Brief an den Registrar* | CERN PLC 0449 |
| 3 | P | **[2858]** | 07.02.58 | | CERN PLC 0450 |
| 4 | P | **[2955]** | Frühjahr 58 | | CERN PLC 0451 |
| 5 | P | **[2979]** | 21.04.58 | | CERN PLC 0451 |
| 6 | | **[3001]** | 27.05.58 | | CERN PLC 0025, 85r |
| 7 | | **[3123]** | 03.12.58 | Anlage *Paulis letzter Tag im Institut* | CERN PLC 0025, 86r |

**Oberbibliothekar Scherrer [01, 00]**

| | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| 1 | | **[2655]** | 25.06.57 | MSD | CERN PN, unkatalogisiert |

**Erwin Schrödinger [02, 01]**

| | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| 1 | P | **[2688]** | 09.08.57 | Entwurf | CERN PLC 0461 |
| 2 | | **[2692]** | 15.08.57 | | CERN PLC 0034r |

***Schweizerischer Nationalfonds* [03, 02]**

| | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| 1 | P | **[2867]** | 13.02.58 | MSD | ETH Schulratsarchiv |
| 2 | | **[2991]** | 12.05.58 | MSD | ETH Schulratsarchiv |
| 3 | P | **[3109]** | 11.11.58 | MS | ETH Schulratsarchiv |

**Amos de Shalit [02, 01]**

| | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| 1 | | **[2910]** | 06.03.58 | engl. | CERN PN 1/247; PLC 0034, 5r |
| 2 | P | **[2917]** | 11.03.58 | engl. | CERN PN, unkatalogisiert |

**H. Spengler [01, 00]**

| | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| 1 | | **[3025]** | 02.07.58 | MS | CERN PN, unkatalogisiert |

**Richard Spitzer [02, 01]**

| | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| 1 | P | **[2659]** | 02.07.57 | MSD, engl. | CERN PN 2/528-530; PLC 463, 6 |
| 2 | | **[2676]** | 19.07.57 | MS, engl. | CERN PN 2/520-521; PLC 40, 4r |

***Springer-Verlag* [01, 01]**

| | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| 1 | P | **[2714]** | 22.10.57 | MS | CERN PN, unkatalogisiert |

**Henry Stapp [01, 01]**

| | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| 1 | P | **[3031]** | 10.07.58 | MSD, engl. | Enz et al. [1997, S. 326f.] |

**Berthold Stech [01, 00]**

| | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| 1 | | **[3085]** | 10.10.58 | MS | CERN PN 2/472; PLC 40, 6r |

**Otto Stern [02, 01]**

| | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| 1 | P | **[2617]** | 10.05.57 | | CERN PLC 0470 |
| 2 | | **[3138]** | 29.12.60 | *Brief an Franca Pauli* | CERN PN, unkatalogisiert |

***Studenten der ETH* [01, 00]**

| | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| 1 | | **[3126]** | 09.12.58 | engl. | CERN PLC Bi 94 |

**Kurt Symanzik [09, 04]**

| | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| 1 | | **[2803]** | 18.12.57 | MS | CERN PN 4/92-94 |
| 2 | P | **[2922]** | 13.03.58 | | CERN PLC 0472 |
| 3 | P | **[2936]** | 20.03.58 | MS, + *Brief an Lehmann* | CERN PLC 0473 |
| 4 | | **[2947]** | 27.03.58 | MSD + *Neue T.-D.-Methode* | CERN PN 4/55-58; PLC 42, 9r |
| 5 | P | **[3057]** | 19.09.58 | | CERN PLC 0474 |
| 6 | | **[3081]** | 08.10.58 | MS | CERN PLC 0043r |
| 7 | | **[3087]** | 11.10.58 | | CERN PLC 0044r |
| 8 | | **[3094]** | 23.10.58 | MS | CERN PLC 0045r |
| 9 | P | **[3110]** | 11.11.58 | | CERN PLC 0475 |

**Igor Tamm [01, 00]**

| | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| 1 | | **[2639]** | 10.06.57 | MS, engl. | CERN PLC Bi 293 |

**Valentine Telegdi [03, 02]**

| | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| 1 | P | **[2465]** | 22.01.57 | | Privatbesitz Telegdi |
| 2 | P | **[2636]** | 08.06.57 | | Privatbesitz Telegdi |
| 3 | | **[2686]** | 07.08.57 | MSD | Privatbesitz Telegdi |

**Edward Teller [01, 00]**

| | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| 1 | | **[3098]** | 28.10.58 | MS, engl. | CERN PLC Bi 143 |

**Armin Thellung [03, 02]**

| | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| 1 | P | **[2716]** | 23.10.57 | | Privatbesitz Thellung |
| 2 | | **[2798]** | 16.12.57 | Entwurf | Privatbesitz Thellung |
| 3 | P | **[2967]** | 10.04.58 | | Privatbesitz Thellung |

***Theoretische Physik der ETH* [01, 00]**

| | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| 1 | | **[3130]** | 16.12.58 | Telegramm *an Heisenberg* | CERN PN, unkatalogisiert |

**Hans Thirring [01, 01]**

| | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| 1 | P | **[2934]** | 19.03.58 | | CERN PLC 0495, 02 |

**Walter Thirring [05, 03]**

| | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| 1 | | **[2662]** | 08.07.57 | | CERN PLC 0045, 0610r |
| 2 | | **[2680]** | 23/25.07.57 | | CERN PLC 0045, 0611r |
| 3 | P | **[2975]** | 19.04.58 | Anlage *Widmung für Oberwolfach* | CERN PLC 0495, 10 |
| 4 | P | **[2980]** | 22.04.58 | | CERN PLC 0495, 11 |
| 5 | P | **[3000]** | 20.05.58 | | CERN PLC 0495, 12 |

**Bruno Touschek [19, 11]**

| | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| 1 | | **[2488]** | 31.01.57 | MS | CERN PN 2/585-587; PLC 45, 096r |
| 2 | P | **[2500]** | 08.02.57 | | CERN PLC 0495, 20 |
| 3 | P | **[2551]** | 01.03.57 | | CERN PLC 0495, 21 |
| 4 | P | **[2559]** | 07.03.57 | | CERN PLC 0495, 215 |
| 5 | | **[2566]** | 11.03.57 | | CERN PLC 0045, 10r |
| 6 | P | **[2574]** | 15.03.57 | | CERN PLC 0495, 22 |
| 7 | | **[2576]** | 15.03.57 | | CERN PLC 0045, 11r |
| 8 | | **[2587]** | 20.03.57 | PK + Anhang | CERN PN 2/565-566 |
| 9 | P | **[2593]** | 28.03.57 | PK + Anlage *Brief Fierz an Enz* | CERN PN, unkatalogisiert |
| 10 | P | **[2602]** | 15.04.57 | | CERN PLC 0495, 23 |
| 11 | | **[2605]** | 18.04.57 | | CERN PN 2/581-584; PLC 45, 115r |
| 12 | P | **[2733]** | 08.11.57 | | CERN PLC 0495, 24 |
| 13 | P | **[2738]** | 14.11.57 | | CERN PLC 0495, 25 |
| 14 | P | **[2756]** | 22.11.57 | | CERN PLC 0495, 27 |
| 15 | | **[2775]** | 06.12.57 | an Enz | Privatbesitz Enz |
| 16 | | **[2866]** | 11.02.58 | MS, Anlage *Brief an Weisskopf* | CERN PLC 0495, 702 |
| 17 | P | **[2953]** | 30.03.58 | | CERN PLC 0495, 28 |
| 18 | P | **[2970]** | 14.04.58 | | CERN PLC 0495, 25 |
| 19 | | **[3040]** | 18.07.58 | MSD | CERN PLC 0045, 12r |

**Ferdinand Trendelenburg [9, 04]**

| | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| 1 | | **[3010]** | 09.06.58 | MS | CERN PLC 0495, 30 |
| 2 | P | **[3037]** | 16.07.58 | MSD | CERN PLC 0495, 30 |
| 3 | | **[3043]** | 22.07.58 | MSD | CERN PLC 0495, 30 |
| 4 | P | **[3058]** | 19.09.58 | MSD | CERN PLC 0495, 30 |
| 5 | P | **[3076]** | 06.10.58 | MSD | CERN PLC 0495, 30 |
| 6 | | **[3095]** | 23.10.58 | MS | CERN PLC 0495, 30 |
| 7 | | **[3113]** | 20.11.58 | MS | CERN PLC 0495, 30 |
| 8 | P | **[3117]** | 24.11.58 | MSD | CERN PLC 0495, 30 |
| 9 | | **[3119]** | 27.11.58 | MS | CERN PLC 0495, 30 |

**Felix Villars [01, 00]**

| | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| 1 | | **[2475]** | 25.01.57 | MS + *Brief von Enz* | Privatbesitz Enz |

**Jean Weigle [02, 02]**

| | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| 1 | P | **[3015]** | 16.06.58 | engl. | CERN PLC Bi 157 |
| 2 | P | **[3045]** | 31.07.58 | engl. | CERN PLC Bi 156 |

**Victor F. Weisskopf [19, 14]**

| | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| 1 | P | **[2455]** | 17.01.57 | Anlage *Übersetzung* | CERN PLC 0495, 69 |
| 2 | P | **[2459]** | 19.01.57 | Anlage *Übersetzung* | CERN PLC 0495, 70 |
| 3 | P | **[2476]** | 27/28.01.57 | Anlage *Übersetzung* | CERN PLC 0495, 7011 |
| 4 | | **[2493]** | 05.02.57 | | CERN PN 2/577-580; PLC 45, 177r |
| 5 | P | **[2505]** | 09.02.57 | | CERN PLC 0495, 7012 |
| 6 | P | **[2540]** | 26.02.57 | | CERN PLC 0495, 7013 |
| 7 | P | **[2833]** | 12.01.58 | | CERN PLC 0495, 7014 |
| 8 | P | **[2873]** | 16.02.58 | | CERN PLC 0495, 702 |
| 9 | | **[2885]** | 24.02.58 | Auszug | CERN PLC 0277, 952 |
| 10 | P | **[2895]** | 27.02.58 | | CERN PLC 0495, 703 |
| 11 | | **[2912]** | 07.03.58 | Anlage | CERN PN 1/243-244; PLC 0045, 18r |
| 12 | P | **[2923]** | 13.03.58 | | CERN PLC 0495, 704 |
| 13 | | **[2930]** | 17.03.58 | | CERN PN 1/311; PLC 0045, 185r |
| 14 | P | **[2948]** | 28.03.58 | | CERN PLC 0495, 705 |
| 15 | P | **[2968]** | 12.04.58 | | CERN PLC 0495, 706 |
| 16 | P | **[2990]** | 07.05.58 | | CERN PLC 0495, 707 |
| 17 | P | **[3006]** | 06.06.58 | | CERN PLC 0495, 708 |
| 18 | P | **[3019]** | 23.06.58 | | CERN PN, unkatalogisiert |
| 19 | | **[3133]** | 28.12.58 | an Oppenheimer | IAS Princeton, *Oppenheimer Papers* |

**Gregor Wentzel [02, 02]**

| | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| 1 | P | **[2915]** | 10.03.58 | Nachtrag | CERN PLC 0495, 93 |
| 2 | P | **[2966]** | 09.04.58 | | CERN PLC 0495, 94 |

**Chien Shiung Wu [11, 06]**

| | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| 1 | P | **[2460]** | 19.01.57 | engl., Auszug | aus *Adventures*, $\gamma$-Volume |
| 2 | P | **[2820]** | 03.01.58 | MSD, engl. | CERN PLC 0501, 7 |
| 3 | P | **[2926]** | Mitte 03.58 | MSA, engl., Anlage *Brief von Gürsey* | CERN PN 1/246 |
| 4 | | **[3077]** | 06.10.58 | MSD, engl. | CERN PLC 0048r |
| 5 | P | **[3082]** | 09.10.58 | MSD, engl. | CERN PLC 0502 |
| 6 | | **[3106]** | 05.11.58 | MS, engl. | CERN PLC 0049r |
| 7 | P | **[3111]** | 17.11.58 | MS, engl. | CERN PLC 0503 |
| 8 | | **[3121]** | 30.11.58 | engl. | CERN PLC 0047, 8r |
| 9 | P | **[3125]** | 05.12.58 | engl. | CERN PLC Bi $134_{1-3}$ |
| 10 | | **[3136]** | 18.05.59 | engl., Brief an Franca Pauli | CERN PLC Bi $136_{1-3}$ |
| 11 | | **[3137]** | 20.08.59 | engl., Brief an Franca Pauli | CERN PLC Bi $135_{1-2}$ |

**Chen-Ning Yang (und Lee) [05, 04]**

| | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| 1 | P | **[2511]** | 12.02.57 | engl. | CERN PLC 0505 |
| 2 | | **[2513]** | 12.02.57 | MS, engl. | CERN PN 2/570-572; PLC 49, 9r |
| 3 | P | **[2526]** | 18.02.57 | engl. | CERN PLC 0506 |
| 4 | P | **[2625]** | 26.05.57 | engl. | CERN PLC 0507 |
| 5 | P | **[2627]** | 27.05.57 | engl. | CERN PLC 0508 |

# 6. Personenregister

Abel, Niels Henrik 1301
Abrahamowicz, Elfriede 481
Abrahamson, Fräulein 580
*Abraxas* 241
Achuthan, P. 722
Adams, John P. 1251
Adler, Gerhard 583
*Adonis* 245
Aebi, Magdalene 598
Ahnad, S. S. 1366
Ahrendt, Hannah XXI
*Alberich* (= Källén) 530, 602f., 622f., 1008f.
Albertus Magnus 1009, 1182
Alder, Kurt 319, 323f., 429, 463f., 468, 517f., 532, 552, 1141, 1215, 1263, 1309
Allen, James Sicrom 402, 428, 462ff., 1139, 1285, 1374
Alpher, Ralph Asher 901
Alvarez, Luis Walter 1341f., 1351, 1353, 1355
Amadou, Robert 301f.
Amaldi, Edoardo 120, 156, 279, 378, 415, 1297
Ambartsumian, Viktor Amazaspovich 1206
Ambler, Ernest 72, 99
Amrein, Werner 1379
Anderson, Herbert Lawrence 308
Anderson, James L. 585f.
Anderson, Philip Warren 1005, 1023f., 1056f., 1079
Appleton, Edward Victor 214
Arangio-Ruiz, Vincenzo 1332
*Ardschunas* 345
Aristoteles 384
Arnous, Edmond 144
*Aron* 1304
Ascoli, R. 87, 94, 665f., 685, 688, 707, 738, 766f., 780f., 854, 860, 1002, 1074, 1078, 1082f., 1091f., 1116, 1120, 1125f., 1160f., 1214, 1255, 1315, 1352
Ashton (Basch), Ernest B. 567f., 568f., 1363
Atmannspacher, Harald 1379
*Attis* 245
Atwill, Lila 272
Aust, Huguette 1379
Austin, Miss 642
Avenarius, Richard 525f.

Baade, Walter 238, 1204
*Babrios* 29
Bachelard, Gaston 598, 1307
Bachem, Claus-Dieter 1379
Bachmann, H. R. 1170
Bacon, Francis 1287
Bailey, Cyril 383
Bakker, Cornelis Jan 1254f.
Baltensperger, Walter 474, 1005, 1173
Bär, Richard Joseph 1276
Bär, Ruth 1276
Barbarossa (Friedrich I.) 263
Bardeen, John 272, 384f., 397, 474f., 912, 1005, 1023, 1114, 1138, 1161, 1347, 1351
Bargmann, Valentine 408, 559f., 640, 722, 778, 825, 872
Barshay, Saul 1339, 1342
Barth, Heinrich 481
Barth, Paul 554, 558, 763
Bartók, Béla 147
Basaglia, Tullio 1379
Basch, siehe Ashton
Bash, Kenower W. 1305
*Basler Schiller* (= Fierz) 630, 642, 645, 654
Bateman, Frederick 302, 336, 342, 344
Bauer, Eberhard 255, 258, 302, 344f., 1379
Bauer, Hans Adolf XXIIIf.
Baumann, Kurt 1072f., 1095
Baumann-Jung, Fritz 254f., 317f.
Baumgardt, Rudolf 1009, 1182, 1248, 1357, 1359
Baynes, Cary 1136
Becher, Erich 300
Bechert, Karl XIX
Beck, Emil XXXVI
Beck, Hans 578
Beerbohm, Max 139
Beiglböck, Wolf 1379
Belinfante, Frederik Josef 1002
Bell, John Stewart 175, 394, 396, 1245f.
Ben Gurion, David 531, 575
Ben Zwi, Isaac 575
Bender, Hans 254f., 258f., 302, 332, 345, 368, 432, 512, 1286

Bergmann, Peter Gabriel 78, 560, 563, 582, 586, 639
Bergsträsser, Gotthelf 343, 345
Berley, D. 245, 372
Berliner, Arnold XVIII
Bernardini, Gilberto 192, 216, 580f., 1251, 1256, 1263
Bernays, Isaac Paul 558, 596f., 1307
Bernhardt, Hannelore 344
Bernoulli, Johann 790
Bernstein, Jeremy 241, 872, 1342
Bertram, Franca, siehe Pauli, Franca
Bès, Daniel R. 1310
Bethe, Hans Albrecht XVIII, 99, 1002
Bhabha, Homi Jehangir 1002
Biermann, Kurt-R. VII
Bilen'sky, S. M. 565
Billing, Heinz 997
Bincer, Adam M. 411ff.
Bindman, David 584
Birge, Raymond XII
Blackett, Patrick Maynard Stuart 181, 270, 303, 310, 323, 353, 547, 1008, 1280, 1331
Blake, William 584
Blaser, Jean-Pierre 599
Blatt, John Markus 70f., 74f., 86, 88f., 96f., 193, 200, 211f., 384f., 553, 1346, 1348–1351
Bleuler, Ernst 10f., 24, 319, 322, 461, 467f., 598f., 986, 1237, 1263
Bleuler, Konrad 384f., 577f., 634, 655, 1002, 1025, 1091, 1137, 1156f., 1163, 1165, 1174, 1185, 1194, 1255, 1366
Blewett, Myrtle Hildred 550
Bloch, Felix 190, 1101, 1139, 1238
Blochinzew, Dimitri Iwanowitsch 1002
Block, Martin 69
Bludman, Sidney Arnold 377, 999, 1018, 1050, 1088, 1101f., 1116, 1126, 1131, 1142, 1228
Blumenthal, Oscar 1221
*Bobby*, Graf 1158
Bobone, R. 299, 323, 402
Bochner, Salomon 408f.
Boehm, Felix Hans 24, 320, 322f., 325, 517f., 598f., 1150ff., 1237f., 1252, 1259, 1300, 1331
Bogoljubov, Nikolay Nikolayewitsch 564f., 622, 714f., 723, 871f., 912, 1005, 1023f., 1072, 1095, 1100, 1114, 1138, 1140, 1161, 1172, 1175, 1195, 1211, 1213f., 1217, 1222f., 1257f., 1346f., 1349ff.
Bohm, David Joseph 299, 474, 1005
Bohr, Aage 73, 218, 531, 581, 1141, 1213 ff., 1222f., 1360, 1375, 1379
Bohr, Ernest 616
Bohr, Margrethe 1360
Bohr, Marietta 468
Bohr, Niels Hendrik David VIII, IX, X, XV, XVI, XXII, XXVI, XXVIII–XXXVI, XXXVIIIff. 16, 45, 61, 67f., 82, 87, 96, 101, 103, 122, 125, 146, 212, 218f., 220f., 261f., 265, 268, 270, 272, 309, 354, 372, 384, 508, 525, 548, 569, 605, 628, 671, 684, 690, 780, 859, 871f., 896, 898, 909, 1138f., 1141, 1143ff., 1209, 1253f., 1265, 1273, 1277, 1280f., 1283f., 1287f., 1296ff., 1324, 1331, 1356, 1358, 1360, 1381
Boltzmann, Ludwig Eduard XXIII, 584, 1264f., 1351
Bondi, Hermann 171, 272, 901, 1157, 1206
Bonifaz VIII. 715
Bopp, Fritz 43, 84, 1002
Bordag, Michael 1260
Borel, Félix Édouard Justin Émile 1307
Born, Max IX, XIf., XV, XXI, XXIX, XXXIff. 189, 214f., 272, 277, 290, 309, 351, 520, 719, 763, 992, 1167, 1235, 1349
Born, Hedwig 520
Bornfeld, Heinz 669
Borsellino, Antonio 1106f., 1146, 1245
Bosshardt, Hans 180, 1149, 1355
Bothe, Walther Wilhelm Georg Franz 67, 231
Boveri, Margret 969
Bradt, Helmut 11, 24f., 319
Brahe, Tycho 525
Brailsford, D. A. 372
Brandenberger, Ernst 401f.
Brask, Hans 967, 969
Braunitzer, Ruth 1375
Brawer, Roberta 1157
Braziller, George 389
Breit, Gregory 723, 1002
Bremermann, Hans Joachim 565
Bridgman, Percy Williams 257, 259, 301f., 335, 345
Brillouin, Léon Nicolas1266, 1272, 1303
Brobeck, William Morrison 911
Broch, Hermann XXI
Brodsky, Allen 1183
Broglie, Louis de X
Bródy, Imre 669
Bros, J. 1107f.
*Brookhaven Türke* (Gürsey) 789, 808, 878, 909, 982, 1057, 1149, 1353
Brouwer, Luitzen Egbertus Jan 554, 558
Brown, Spencer 302, 336

Bruce, Mary Adeline, siehe Delbrück
Brüche, Ernst 1229
Brueckner, Keith Allan 1005
Bruin, F. und M. 492
Brun, Ernst 398
Brush, Stephen G. 584, 589
Brutus, M. Iunius 138, 303
Buber, Martin 568
Buchner, Paul 996, 1011
Buchta, J. William 669
Bunsen, Robert Wilhelm 631
Burbidge, Eleanor Margaret und Geoffrey R. 147
Burckhardt, Jakob 1151f.
Burgoyne, Nicholas 177, 1193, 1195, 1228f.
Burgy, Merle Thomas 413, 518, 612, 1337
Burke, Philip G. 396
Busch, Georg 270ff., 289, 293, 323, 1063, 1115, 1150, 1152, 1173
Butenandt, Adolf 1152
Butler, Stuart Thomas 74, 1139, 1190, 1348
Buzzati, Dino 1329f.
Byers, Nina 1138f.

Caianiello, Eduardo Renato 1239
Caldirola, Piero Carlo Augusto 318f., 1146
Calogero, Francesco 628
Carnap, Rudolf 558
Carson, Cathryn 214, 1170, 1345, 1379
Cäsar, Julius 314
Case, Kenneth Myron 377, 400f., 409f., 452, 455, 467
Casimir, Hendrik Brugt Gerhard 1 512, 1259f., 1325, 1337, 1379
Caspar, Max 262, 264, 413, 558
Cassidy, David 420, 1379
Cassirer, Ernst 237
*Castor* 274
Cavanagh, Patrick Edward 323, 372
Cernavsky, D. S. 1002f.
Cesi, Frederigo, Herzog von Aqua Sparta 264
*Chadhir* (Chidhr) 275
Chadwick, James 67, 1295ff.
Chari, Cadambur T. K. 344f.
Cherniss, Harold 26, 383
Chester, Geoffrey Vivian 578, 714, 1261ff., 1276, 1351
Chevalley, Catherine 30
Chew, Geoffrey Foucar 192, 397, 550, 910f., 987, 1002, 1071, 1261, 1293, 1342, 1346
Chinowsky, William 121
Choquard, Philippe 417, 474, 1375, 1379
Chrétien, Max 91, 108, 111f., 244
Christenson, James H. 269
Christian, Richard S. 74
Christian II. 969
Christiansen, Christian J. 372, 574
Christus 226, 245, 736
Chrysippus von Soli 596f.
Cicero, Marcus Tullius 26, 383, 715
Cigoli, Ludovico 275
Cini, Marcello 1002, 1055, 1106f., 1146, 1176
Cini, Graf 547
Clarke, Samuel 1266f.
Clausius, Rudolf Julius Emmanuel 584
Close, Francis Edwin 1190
Cockcroft, John Douglas 1137, 1190
Coester, Fritz 51f., 1150, 1255
Coffin, T. 241, 245
Cohn 642
Compton, Arthur Holly 1280
Compton, Karl Taylor 1144
Compton, V. B. 1139
Condon, Edward U. XII
Cooper, Leon Neil 272, 912
Costa, Giovanni 574
Coster, Dirk X
Courant, Ernest David 1190
Courant, Richard 1167
Cowan, Clyde Lorrain 67, 80, 90, 100, 327, 372, 399, 403, 414, 417, 528, 530, 590, 1295
Cox, Richard T. 73
Crane, Horace Richard 1336f.
Crawford, Elisabeth 581
Crease, Robert P. 139, 171, 303, 1190
Croce, Benedetto 389
Croiset, Gérard 338, 343, 345
Cronin, James Watson 121, 269f.
Cusanos, siehe Nikolaus von Kues
Curie, Eve 1280, 1286
Curtius, Ernst Robert 343, 345, 596, 612, 683, 768, 976f., 1056f., 1079, 1156

Dahn, Julius Sophus Felix 632
Daitch, Vicki 475, 912
Dallman, David 1379
Dalitz, Richard Henry 41, 69, 73, 431, 612, 1324, 1339, 1342
Damon (aus Syrakus) 654
Dancoff, Sidney Michael 423
Dante Alighieri 100
Darrow, Karl 83, 170
Darwin, Charles Galton 437
Davis, Raymond 81, 83, 99, 114, 181, 198, 211, 324, 327f., 331, 355, 357, 364, 378, 400, 415, 417, 419, 427, 429, 462, 473, 517, 1189

Debye, Peter Joseph Wilhelm XIX, XXVIII, 558
Delaunay, Charles Eugène XXXIIf.
Delbourgo, Robert 136, 139
Delbrück, Max 299, 316ff., 338, 345, 350, 509, 512, 592f., 669, 1115f., 1120, 1143f., 1171, 1179f., 1187, 1196f., 1203f., 1208f., 1247f., 1250, 1253f., 1266f., 1271, 1286–1289, 1298f., 1304, 1356, 1379, 1383
Delbrück, Jonathan und Nicola 1144
Delbrück, Mary Adeline (*Manny*) 1170f., 1247, 1285, 1297, 1304
Dell'Antonio, Gianfausto 1149, 1184f., 1206, 1327, 1352
Demokrit 558
Deppner, Käthe 1209
Descloux 327, 372
Deuchler, Franz 1358
Deussen, Paul 275
Deutsch, Martin 24, 322, 406f., 409–414, 417f., 428f., 462f., 475f., 568, 1010, 1230, 1237, 1249
Deutschmann, Martin 73
Dieterich, Albrecht 241, 243
Dijksterhuis, Eric Jahn 25, 30, 78, 485
Dionys, Tirann von Syrakus 654
Dirac, Paul Adrien Maurice IXf., XIIff., XVf. 70, 72, 101, 141, 166, 225, 303, 452, 677, 731, 762, 782, 803f., 806, 807, 814, 996, 1002, 1034f., 1167, 1375
Dobson, Zuleika 138f.
Donat, Karl 1306f., 1331
Doncel, Manuel García 1379
Donder, Théophile de 272
Doob, Joseph Leo 259
Drake, Stillman 264
Drell, Sidney David 1196, 1256
Drude, Paul 99
Du Bois-Reymond, Emil 525, 526
DuMond, Jesse W. Monroe 461
Dürr, Hans-Peter 589, 930, 945f., 950, 958f., 972, 981, 995ff., 999ff., 1003ff., 1007, 1011f., 1022, 1027, 1029, 1033, 1049f., 1052f., 1067f., 1070f., 1078–1081, 1090, 1092, 1102, 1104, 1115f., 1124, 1132, 1145, 1154, 1157, 1159f., 1175, 1197, 1375, 1379
Dusen, W. M. van 420, 433, 446ff.
Dyson, Freeman John 46, 65, 136, 141, 316, 321, 323, 401f., 411ff., 498, 639, 705, 789, 870ff., 896, 898, 931, 940, 943, 946f., 949f., 967, 973, 975f., 987, 1002, 1058, 1188, 1195, 1239, 1349, 1351, 1379

Eaton, Cyrus 1069
Ebreo, Leone 1304
Eckart, Carl 1254
Eckart, Edee-Lou (*Edith-two*) 1254
Eckermann, Johann Peter (Fierz) 108
Eckert, Michael XIX, XXVf., XXXV
Eckhart, Johann (*Meister*) 26f., 30, 241, 433, 556, 1275
Eckmann, Beno 108, 630
Eddington, Arthur Stanley XV, 74, 598, 898, 992, 994
Eder, Gernot 1073
Edith (von Kahlers Cousine) 1187
Edwards, Samuel Frederick 192, 1002, 1292, 1294
Ehrenfest, Paul IXff., XIV, XXXVII, 393, 605, 1337, 1373
Ehrenhaft, Felix 1323
*Einaudi* (italienischer Verlag) 606
Einstein, Albert XIII, XV, XXIVf., XXVII, 78, 96, 139, 214, 265, 287, 303, 420, 490, 568, 571, 991f., 994f., 997, 1008, 1057, 1069, 1082f., 1167, 1251, 1285, 1307, 1323, 1367ff.
Eisenberg, Y. 574f.
Eisenhower, Dwight 556, 1282, 1289
Eisler, F. R. 1342
Eisner, Kurt XIX
Ellis, Charles Drummond 1279, 1285, 1295f., 1306f., 1323, 1330
Elsasser, Walter 1254, 1267, 1272, 1284f., 1287, 1356
Emersleben, Otto 669
Enz, Charles P. XVIII, 25, 73, 100, 150, 323, 325, 329ff., 351, 358, 382, 397f., 404, 408, 421, 425, 427f., 430f., 461, 465–468, 471, 473, 488f., 494, 497, 499, 506, 528f., 547, 550, 552f., 577, 586, 590, 595, 599ff., 630, 672, 683, 699, 716, 736, 741, 752, 778, 869f., 872, 904, 936, 989, 1014, 1057, 1064, 1137, 1140, 1149, 1152, 1156, 1159, 1177, 1181, 1185, 1189, 1193, 1201, 1207ff., 1219ff., 1228, 1230, 1236–1239, 1249, 1252, 1256, 1276f., 1299f., 1308f., 1312ff., 1323, 1328, 1344ff., 1349, 1353, 1355, 1357ff., 1365, 1374f., 1377, 1379

Ephrussi, Boris 1297f.
Epikur 383
Epstein, H. 1107f.
Epstein, Paul Sophus XII, XIV, XXf., XXXII, XXXIV, 98, 1280
Erdös, Paul 552f.
Espagnat, Bernard d' 120, 138, 588ff., 633, 636, 648, 653f., 711, 861, 875, 877, 881, 986f., 1002, 1020f., 1050, 1059, 1214, 1256
Estermann, Immanuel 237
Etzel (Attila) 632
Euler, Leonhard XXIII, 407, 410, 1373
*Eva* 432
Evans-Wentz, W. Y. 26, 30f.
Ewald, Peter Paul XIXf., XXVI, 558
Exner, Franz Seraphin 519f., 525

Fabergé, Tatiana 212
Fabri, Ettore 69
Fajans, Kasimir XX
Fallada, Hans 1288
Faraday, Michael 1296
Farquhar, Ian E. 212, 273f.
*Faust* 47, 87, 762, 995, 1008, 1057, 1093, 1177f.
Fazzini, T. 1251
Feather, Norman 364
Feenberg, Evgeni Lvovich 1002
Feinberg, Gerald 245, 1189, 1338f., 1341f., 1352f.
Feld, Bernard Taub 394, 398, 573f.
Feldman, David 1002
Feller, William 257, 259, 301, 331, 333ff., 341, 344
Fellmann, Emil Alfred XXIII, 407, 410
Fermi, Enrico 47, 90, 97, 99, 261, 385, 406, 98f., 1002f., 1280, 1296f., 1324, 1331, 1340, 1344, 1346, 1353
Fermi, Laura 259
Ferretti, Bruno 24, 120, 212, 314, 644f., 672, 719, 947, 1002, 1143, 1157, 1219, 1224, 1228, 1251, 1254ff., 1315, 1321, 1352
Feshbach, Herman 176, 394, 398
Feynman, Richard Phillips 69, 97, 141, 308, 377, 559, 585f., 611f., 872, 972, 1002, 1064, 1070, 1079, 1115, 1119, 1120, 1133, 1137, 1140, 1142, 1158, 1170, 1174, 1212ff., 1224, 1257f., 1261f., 1268, 1301, 1309f., 1324, 1341f., 1383
Ficino, Marsilio 1304
Field, Gerald 584
Fierz, Markus E. (siehe auch *Basler Schiller*) 10, 24, 31, 64f., 71, 100, 103, 108, 112, 119, 132, 137, 150, 177ff., 181, 200, 213, 223, 243, 272f., 289, 293ff., 298f., 304f., 310f., 314, 317, 319, 321, 328, 330f., 338f., 345, 350, 352f., 365, 378, 381ff., 386ff., 399f., 403, 407, 409f., 412–415, 462, 481, 508, 512, 520, 526, 529, 539, 593, 595f., 600, 604, 614, 619, 634, 637, 654, 663, 785, 950, 1002, 1011, 1016, 1064, 1083, 1093, 1115f., 1137, 1140, 1146, 1155, 1158, 1178, 1186, 1204, 1214, 1217f., 1234, 1245, 1255, 1258, 1270, 1300, 1321, 1328, 1360, 1364, 1379, 1383
Fierz, Heinrich Karl 1158
Fierz, Lukas und Hans 768
*Figaro* 800f., 814
Finkelstein, Robert J. 1014, 1029
Fischer, Ernst Peter 1298, 1379
Fisher, Ronald Aylmer 257, 259, 301, 1266f.
Fitch, Val Logsdon 269, 270
Flammarion, Camille 584
Flasch, Kurt 30, 384, 433
Fleischmann, Rudolf 231
Fludd, Robert 555, 558, 568, 1283
Flügge, Siegfried (siehe auch *Siegfried*) 564f., 569f., 573, 576, 580, 582, 602f., 607, 616, 632, 669, 709, 712
Fock, Vladimir Alexandrovich 217, 221f., 261f., 270f., 585f.
Foerster, Werner 1271
Fokker, Adriaan Daniel 1337
Forman, Paul XXXIV, 1374
Fowler, Peter 518
Fowler, Ralph Howard XIV
Fowler, William B. 1189f.
Franck, James 1167, 1297
Frank, Philipp 344
Frank, Paul 1368
Frank-Steiner, Vincent C. 530, 1375, 1380
Franken, Peter Alden 141
Franklin (vgl. Franken, Peter)
Franz, Marie-Louise von 255, 275, 432, 1286, 1379
Franz, Rudolph 714,
Frauenfelder, Hans 11f., 23ff., 101, 213, 298f., 319–325, 372, 377f., 402, 406f., 412, 414, 418, 428f., 436, 440, 442, 450, 461ff., 465, 468, 474f., 531, (565), 568, 598f., 986, 1010, 1148, 1150ff., 1237f.,

Frauenfelder, Hans (Forts.) 1252, 1263, 1300, 1322, 1359, 1366, 1381
Frayn, Michael 214
Freier, Phyllis S. 518
Freud, Sigmund 242–245, 560, 564, 569, 1282, 1286
Freund, Peter George Oliver 1139
Frey, Liliane 1286
Frey-Wissling, A. 1360
Freyseng, Anneliese 578
Friedenthal, Richard 108
Friederike von Griechenland 1345
Friedman, Jerome Isaac 70, 97, 99f.
Friedmann, Hermann 1083
Friedrich, Bretislav XXIX
Friedrichs, Kurt Otto 1002
Fries, Jakob Friedrich 1307
Frisch, Otto Robert 73, 353, 1287f., 1296
Frobenius, Leo 1307
Fröhlich, Herbert 1349, 1351
Froissart, Marcel 1107f., 1113, 1133, 1135, 1142, 1179f., 1195, 1210f., 1214, 1222, 1228, 1231, 1315, 1321, 1352
Fronsdal, Christian 1256
Frundsberg, Georg von 1267
Fubini, Sergio 349, 1256, 1379
Fuchshuber, Josef 1367f.
Fues, Erwin XIX, 84, 1186
Fujita, Jun-Ichi 1259, 1331
Funk, Herbert 1173
Furry, Wendell Hinkle 178
Futscher, Klaus 550

Gadamer, Hans-Georg 30
Galilei, Galileo 78, 118, 242, 264, 275, 414, 1248
Galison, Peter 1190
Gammel, John Ledel 74
Gamow, George Anthony 47f., 261, 272, 453, 998, 1204, 1208f., 1280
Gårding, Lars 1059, 1239, 1245, 1268, 1272
Garwin, Richard Lawrence 72f., 75, 92, 97, 99f., 156, 171, 400, 406, 414, 417, 512
Gasiorowicz, Stephen G. 1256
Gatto, Raoul R. 156, 503, 506, 522, 524, 672, 683, 1263
Gauquelin, Michel 336, 345
Gauß, Carl Friedrich VII, XXIII
Gay, Peter 245
Geballe, Theodore Henri 1139
Gegenschatz, Ernst 654
Geiger, Hans 67, 1296, 1306
Gell-Mann, Murray 97, 99, 136, 139, 611f., 634, 872, 1002, 1064, 1070, 1079, 1115, 1119f., 1133, 1137, 1140, 1142, 1158, 1189, 1224, 1227, 1241, 1257f., 1261f., 1300f., 1309f., 1324, 1338, 1342, 1383
Gennes, Pierre Gilles de 1005
Gentner, Wolfgang 190, 231, 418, 580, 1152f.
Genzmer, Felix 607
Gerlach, Walther XXVIII, 1235, 1275
Gibbs, Josiah Willard 1265
Gieser, Suzanne 1379
Giordani, Francesco 1247, 1332
*Giselher* (= Jensen) 530, 602
Gittelman, Bernard 568
Glasenapp, Helmuth von 1274
Glaser, Liliane 1108
Glaser, Vladimir Jurko 37, 40f., 43, 62, 131, 143f., 574, 617, 634, 640f., 651f., 656f., 696, 1002, 1015, 1052, 1056, 1069, 1070, 1096, 1100, 1107f., 1113, 1120, 1123, 1135, 1137, 1139f., 1142, 1147, 1155, 1157, 1163, 1166, 1173, 1174f., 1179f., 1182, 1184, 1188, 1195, 1197, 1211, 1213f., 1222, 1228, 1251, 1255f., 1273, 1308, 1321, 1342, 1352, 1383
Glashow, Sheldon Lee 137, 139
*Glasier* 565
Glauber, Roy Jay 98, 1003
Glaus, Beat 25, 100, 323, 325, 351, 404, 408, 421, 461, 489, 550, 552, 577, 595, 599, 872, 936, 1014, 1152, 1156, 1159, 1177, 1181, 1185, 1193, 1201, 1207f., 1219ff., 1228, 1230, 1236ff., 1249, 1252, 1256, 1299, 1309, 1323, 1328, 1344, 1346, 1353, 1355, 1377, 1379
Gödel, Kurt 288ff., 558
Goebel, Charles James 1138f.
Goeppert-Mayer, Maria 99f., 322, 418, 431, 463, 475, 517, 531, 669
Goethe, Johann Wolfgang von 47, 108, 256, 264, 289, 432, 991, 1082, 1092f., 1141, 1178, 1181f., 1203, 1258, 1287
Goetze, Heinz 632, 709, 715
Gold, Thomas 170, 901, 1157, 1205f.
Goldberg, Joshua N. 564, 639
Goldberger, Marvin Leonard 41, 378, 408,

1003, 1290, 1292ff., 1301f., 1324
Goldhaber, Maurice 75, 312f., 322, 377f., 407, 411f.2, 429, 462f., 475f., 531, 917, 925, 1010, 1126, 1137, 1145, 1178, 1189f., 1237f., 1249, 1251, 1257, 1338
Gollnow, Otto Friedrich 669
Gonseth, Ferdinand 403, 428, 558, 596ff., 1307
Good, Ronald Hamilton 323
Goodstein, Judith 1285
*Gorgo* 326
Gordon, Walter XIV
Gorter, Cornelius Jacobus 181, 261f., 269f., 276, 279, 285, 298, 321, 323, 508, 1204, 1210, 1337
Gottfried, Kurt 1311
Goudsmit, Samuel Abraham X, 72, 394, 400, 1073, 1137, 1189, 1379
Graetz, Leo XXIV
Gränicher, Heini 599
Green, Herbert Sidney 214f.
Greenberg, Oscar Walter 437, 439, 460, 479
Gregorovius, Ferdinand 558, 1267
Greiff, Alexis de 139
*Gretchen* (aus dem *Faust*) 48
Grill, Sebastian 1158
Grimmi, Fritz 213, 319
Grodzins, Lee 476
Groot, Sybren Ruurds de 41, 1337
Grosz, George 565, 568, 1376
Grumbach, Arthur 300
Grünstein, Miriam 598
Grünwald, Michael 803
Gugelot, Piet Cornelis 11, 25
Guggenbühl, Adolf 1360
Gulmanelli, Paolo 571f., 1375
Gupta, Suraj Narayan 634, 655, 1025, 1185, 1194
Gurland, J. 568
Gürsey, Feza (siehe auch *Brookhaven Türke*) 136, 139, 691ff., 705f., 718, 726–729, 731, 756f., 761, 767f., 784f., 789f., 800f., 808ff., 812, 817, 849f., 858, 860, 870f., 881f., 893, 896, 906, 908–912, 926, 928ff., 933f., 938ff., 944ff., 948, 950ff., 954, 956, 959, 961, 970, 972, 974, 982, 987, 989, 994, 996, 999, 1000f., 1003–1007, 1021ff., 1025, 1027–1030, 1032–1035, 1037, 1039, 1042, 1049f., 1052, 1055–1059, 1061f., 1064ff., 1070, 1075, 1077f., 1080f., 1104f., 1114, 1116, 1119, 1124f., 1127, 1136, 1138–1142, 1145f., 1149, 1154f., 1157, 1160f., 1163f., 1175, 1180, 1182, 1184f., 1188, 1239f., 1242, 1245, 1321, 1327, 1342, 1353, 1355, 1363f., 1379, 1383
Gürsey, Suha 1342
Gustafson, Torsten 61, 168f., 222, 256, 579, 582
Güttinger, Paul 1300f.
Gutzwiller, Martin C. XXX
Gygi, Hans 1151f.

Haag, Rudolf 40, 43, 46, 52, 54, 63ff., 84, 86, 93, 160, 269, 367f., 390f., 408f., 422, 424, 434, 436, 438f., 450f., 477, 479, 497, 590f., 906, 947, 949f., 1107, 1186, 1239, 1300, 1379
Haar, Dieter ter 611, 1264
Haas-Lorentz, Geertruida Luberta de 1337
Hadorn, Ernst 998, 1248
Hagedorn, Rolf 1256
Hagen (= Pauli) 530, 602f.
Hahn, Otto 1067, 1167, 1275, 1287, 1294, 1331
Hale, George Ellery 1285
Hall, David B. 1193, 1196
Hamilton, John 1264
Hanawa, Sigeo 590f., 633f., 636, 646ff., 659, 705
Hannah, Barbara 1204
Hanson, Alfred O. 299, 323, 402, 464, 468, 568
Häny, Arthur 607
Hara, Osamu 1003
Haraldsson, Erlendur 345
Harrison, Francis B. 528, 530, 590
Hartlaub, Gustav Friedrich 226
Hartner, Willy 243
Hauris, Hans H. 1152
Hayward, Raymond Webster 72
Heber, Gerhard 1210f., 1213
Heckmann, Gustav 669
Heckmann, Otto 237f., 271, 1204, 1206, 1234, 1287, 1328
Heer, Ernst 24f., 213, 319, 323, 401
Hegland, Tonia 1216
Heidegger, Martin 26, 30, 1188
Heilbron, John L. XX-XIX, 1190, 1374
Heiler, Friedrich 516
Heine, Heinrich 567, 584
Heisenberg, Werner Karl VIIf., IXf., XII, XIVf., XVIIIff., XXXf., XXXIII–XXXIX, 37–40, 43ff., 54, 56f., 59f., 62, 64ff., 70, 79f., 84f., 87, 99f., 105, 107, 112, 124, 135, 144, 147, 158, 175, 188, 190f., 196f., 214f., 225f., 230f., 235, 242, 251, 253, 268, 270, 290, 293f., 298, 300, 302,

Heisenberg, Werner (Forts.) 310, 350f., 366, 368, 371, 376, 382, 391f., 407f., 424, 437ff., 441, 443, 451, 459f., 462f., 469, 477, 479, 486f., 491f., 497, 503, 516f., 520f., 526, 535, 548–551, 570, 573f., 583, 589, 591, 604ff., 611, 621f., 629f., 636ff., 640, 643, 645, 648f., 655f., 662f., 666, 669f., 672, 680, 685, 688f., 694, 704, 706–709, 726ff., 737f., 753f., 762f., 767f., 777–781, 785f., 789f., 807ff., 811, 815–820, 825, 849, 860f., 871–875, 881, 883, 892ff., 897f., 900, 902, 904, 907f., 910ff., 915f., 929–932, 934f., 938, 940, 944, 946–950, 978f., 981ff., 985, 987–991, 993ff., 997f., 1000, 1003ff., 1007f., 1009, 1011ff., 1014ff., 1019, 1021–1024, 1026–1030, 1033, 1049, 1051f., 1055, 1057, 1059, 1061f., 1065, 1067, 1071, 1073f., 1078–1083, 1085, 1092, 1100, 1102, 1106ff., 1110f., 1114, 1116f., 1120, 1123, 1126f., 1131f., 1135–1138, 1140f., 1146f., 1155–1158, 1161f., 1164, 1167f., 1170, 1173ff., 1177, 1181ff., 1185f., 1188, 1196, 1199, 1202f., 1211, 1217ff., 1222f., 1225, 1228, 1231, 1235, 1239, 1245, 1249, 1255, 1262, 1268, 1273, 1296, 1306, 1322, 1331, 1333, 1345, 1354, 1359, 1361, 1373, 1375, 1379, 1381ff.
Heisenberg, Elisabeth 135, 1024, 1182, 1361, 1379
Heitler, Walter 144, 384, 397, 414, 590, 604, 634, 647f., 669, 1140, 1264
Hellmann, Sophie 304, 369
Helmholtz, Hermann Ludwig Ferdinand von 584
Helmholz, August Carl 419, 1114
Hemingway, Ernest 1092f.
Hengel, Martin 557
Heraklit 27
Herder, Johann Gottfried 256
Herman, Robert 901
Hermann, Armin 100, 1379
Herring, Conyers 715
Herrmannsfeldt, W. B. 402, 428, 462, 464, 474
Herschbach, Dudley XXIX
Hertz, Gustav Ludwig 1067
Herzberg, Gerhard 669
Herzfeld, Karl Ferdinand XX
Herzog von Braunschweig XXIII
Heuss, Alfred 264
Hevly, Bruce 1190
Heyse, Max 1212
Higgs, Peter Ware 1003
Hilbert, David XVII, 465, 467, 554, 558, 597, 662, 1307
Hitler, Adolf 969
Hochstrasser, Urs 1150, 1153, 1159
Hoddeson, Lillian 475, 912
Hoffmann, Dieter 1170, 1212, 1223
Hofmann, Joseph Ehrenfried 407
Hofstadter, Robert 192, 402
Höhler, Gerhard 393, 1262f.
Hölderlin, Friedrich 383, 384
Holl, J. M. 1190
Holladay, W. G. 1003
Hollier, Anita 1379
Holz, Arno 1172
Holzkirchen, Thomas 344
Homer 1211
Hopf, Heinz 385, 407
Hoppes, D. D. 72
Hornung, Alois 1171, 1212, 1369
Horowitz, Jacob 1093
Horowitz, Jesaja 1093
Hourani, Albert 568
Houtermans, Fritz 240, 384, 397, 575, 1056
Hove, Léon C. P. van 108, 200, 212, 228, 269, 714, 1140, 1261–1264, 1268, 1270, 1325, 1349, 1351
Howald, Ernst 345, 388f., 558, 803
Hoyle, Fred 171, 272, 900f., 1093, 1157, 1203–1206
Huang, Kerson 407, 410, 976f., 1005
Hubacher, Hermann 489, 1382
Huber, Gerhard 291, 481, 485, 1274f., 1379
Huber, Otto 24, 213, 319f., 1382f.
Huber, Paul 322
Hückel, Erich 669
Hudson, Ralph P. 72
Hugenholtz, N. M. 1005, 1140f., 1262f., 1327, 1349, 1351
Hula, Erich 1212, 1368
Hulst, Hendrick Christoffel van de 1206
Hund, Friedrich IX, XI, 669, 997, 1003, 1010
Hunziker, Walter 1379
Huxley, Aldous 566, 568
Hylleraas, Egil Andersen 669

Ibsen, Henrik 603
Ikeda, Mineo 136, 139
Impeduglia, G. 1342
Inagaki, M. 1350f.

Infeld, Leopold 270, 277
Ising, Ernst 587, 589
Iwanenko, Dmitri Dmitrijevitsch 395f., 398, 911, 1065, 1067, 1170, 1182f.

Jackson, John David 211, 213, 323, 325, 464, 517f.
Jacob, Maurice René Michel 1379
Jacobi, Carl Gustav XXX
Jacobi, Jolande 420f.
Jacobi, Manfred XVIII, 1369, 1379
Jaffe, Bernard 1285
Jaffé, Aniella 258f., 318, 368, 477, 490, 511, 587, 598, 737, 1093, 1204f., 1298, 1305
*Jahwe* 555f., 580, 596
Jammer, Max 571
Janis, Allen I. 582
Janner, Aloysio 474, 1255
*Janus* 1304
Jarlskog, Cecilia 1379
Jaspers, Karl 351f., 481, 1103, 1273ff.
Jauch, Josef Maria 10f., 23ff., 51f., 60, 319, 322, 479, 595, 637, 1116, 1150, 1186, 1216, 1218f., 1255f., 1321, 1358f., 1379
Jeans, James Hopwood 587
Jeffers, Stanley 299
Jeffreys, Harold 257, 259, 301
Jensen, Anne 603, 1375, 1379
Jensen, Carsten XXX
Jensen, Johannes Hans Daniel (siehe auch *Giselher*) 306ff., 311, 313ff., 365, 371, 382, 392, 400, 531, 564f., 573, 580, 582, 602, 611, 715, 725, 781, 1003, 1229, 1234, 1246, 1258
Joffe, Abraham Fedorowitsch 558
Johannes der Täufer 383
Joliot, Jean Frédéric und Irène 1324, 1331
Jones, R. V. 272
Joos, Hans 1072f.
Jordan, Ernst Pascual XII, XV, 131f., 148, 150, 214f., 270, 272, 277, 287, 289f., 293, 299, 413, 669, 1178, 1221, 1328f., 1373, 1376
Jost, Res 40, 73, 121, 145, 176ff., 217, 269, 369, 397, 406–409, 413, 415ff., 425, 427, 434–439, 444, 450, 459f., 464, 468, 479f., 487, 516, 527, 545, 551, 564, 574, 579, 583, 595, 622, 651, 670, 677, 683, 686, 696, 700, 719, 722, 818, 859, 861, 869, 872, 904, 940, 947, 950, 975, 976, 982f., 989, 1003, 1056, 1058f., 1063f., 1078, 1107, 1117, 1137, 1140, 1150, 1152, 1155f., 1175, 1178, 1181, 1196, 1214, 1219, 1222, 1238, 1255f., 1261, 1276, 1308, 1336, 1353, 1357
Judd, David L. 506, 910f.
Judge, Jack 762
*Julian I Apostata* (= Schwinger) 262, 602f., 622f., 632
Jung, Carl Gustav XIIf., 27, 30, 71, 113, 243, 246, 248, 255f., 258, 289ff., 317f., 325, 336–343, 345, 350, 368, 384, 388f., 420f., 432f., 441, 447, 476f., 483, 485, 490, 509f., 512, 516, 553, 569, 584, 592f., 597, 607, 615, 667ff., 671, 764, 808, 1093, 1136, 1171, 1203f., 1248, 1283, 1286, 1288f., 1304f., 1375f.
Jung, Emma 255, 256, 432
Jungk, Robert 214f., 393, 550, 1251
Juschkewitsch, Adolf Pawlowitsch 410

Kahana, S. 699f.
Kahler, Erich von XXI, 384, 389
Kahler, Lili 1187
Källén, Elisabeth 40
Källén, Erland 1375, 1379
Källén, Gunnar (siehe auch *Alberich*) VIII, 33, 37, 40–43, 46, 48, 50, 52, 54, 57, 59ff., 63f., 70, 76, 79f., 83, 106, 112, 115, 117f., 124, 126f., 129, 131, 133, 143f., 147, 153, 158f., 162, 164, 167ff., 178, 188, 243, 256, 269, 283, 286, 294, 298, 324, 354, 369, 373, 376, 378–382, 390, 392, 397ff., 408, 416, 424, 434, 437f., 440, 444, 450, 459f., 476, 479f., 486, 495f., 498, 502, 527, 535, 551, 565, 570, 572, 574f., 579f., 583, 590f., 601f., 608, 617, 630f., 634f., 640f., 645f., 652, 655ff., 663, 686, 696, 719, 755, 818, 860f., 864, 873, 903, 916, 931, 938, 946f., 949, 970, 972, 975f., 979, 983f., 988f., 994, 1001, 1003f., 1009, 1018, 1022, 1025, 1027, 1050f., 1055–1058, 1079, 1095, 1100, 1107, 1118ff., 1132, 1137, 1175, 1179f., 1186, 1188, 1196, 1202, 1210f., 1222, 1233, 1239, 1251, 1291, 1301, 1309, 1330
Kaluza, Theodor Franz Eduard 557
Kampen, Nico G. van 1262f.
Kant, Horst 1379

Känzig, Werner 599
Kapitza, Pjotr Leonidovich 276, 1016
Karl I. XIX
Karl V. 1267
Karolus, August 1338
Karplus, Robert 141, 171, 177, 472, 479f., 938, 956
Kaschluhn, Frank 1003
Katchalsky, Aharon 568, 1101, 1122, 1148, 1197
Kaufman, Bruria 287, 289
Kaufmann-Bühler, Walter VII
Kayser, Heinrich XXXVI
Kemble, Edwin XXXI
Kemmer, Nicholas 191, 193, 232, 243, 270, 276f., 278, 306, 309, 326, 354, 531, 586, 1379
*Kempner* (siehe Kerr, Alfred) 1164
Kepler, Johannes 118f., 238, 242, 264, 352, 414, 509, 524, 555, 558, 566, 593, 663, 1247, 1281
Kerber, Wolfgang XXIII
Kerényi, Karl 245, 275, 326f., 339, 345, 350, 509, 512
Kerr, Alfred 1163f.
Kervaire, Michel 213f., 1362
Ketelsen, Chr. 289
Khuri, Nicola N. 723, 725, 1072f.
Kibble, Thomas Walter Bannerman 193
Kinoshita, Toichiro 395f., 398, 469f., 475, 659, 661, 699f., 976f.
Kirchhoff, Gustav Robert 631
Kirsten, T. 418
Kita, Hideki 3, 1196, 1379
Kittel, Charles 1005, 1023, 1062, 1114, 1327
Klein, Felix XXVIf., 553
Klein, Oskar Benjamin 60, 191, 221f., 269, 394, 396, 398, 465, 467, 469f., 593, 660f., 871f., 1204, 1206
Klein, Martin Jesse 1264, 1337
Kleinert, Andreas 584, 1379
Kliefoth, Werner 215
Klostermann, Vittorio 30
Knoll, Max 671, 764
Knoll, Ursula 667f.
Knuus, Max-Albert 630
Kobe, Sigismund 589
Koch, Peter Paul XIV
Kockel, Bernhard 812f.
Kofink, Karl Walter 323
Kofoed-Hansen, Otto Møgens 210, 372, 573f., 612
Kohler, Robert E. 1298
Kohn, Walter 1005
Koksma, Jurjen Ferdinand 1192
Kolmogoroff, Andrej Nikolajewitsch 258f.
Komar, Arthur 639
Konfuzius 1283
Konopinski, Emil Jan 81, 83, 102f., 169, 189, 192, 200, 244, 532, 1324, 1344f., 1353f.
Kornfeld, H. 669
Kortel, F. 702, 704, 780f., 881ff., 894, 980, 982, 1003, 1160f., 1197, 1199
Kotani, T. 471, 473
Kottenbach, Rudolf 1212, 1367, 1369
Koyré, Alexandre 243, 413f.
Kragh, Helge 781, 901, 1206, 1379
Kramers, Hans X, XXXI, XXXIII
Kramers, Hendrik Anthony 67, 375, 611f.
Kratzer, Adolf XIX
Kraus, Karl 567f., 584, 1101
Kreisel, Georg 558
*Kriemhild* 632
Krige, John 378
Krimbas, Costas B. 1248, 1286, 1298
*Krishna* 345, 510, 515f.
Kristensen, Poul 967
Królikowski, Wojciech 330f., 1105, 1161
Kroll, Norman M. 141, 171, 177, 317, 479f., 871, 901f., 908, 928, 931f., 939, 941f., 944f., 962, 966, 972, 1003, 1058, 1124, 1137, 1214, 1217
Kröner, Franz 30f., 428, 433, 447, 1274, 1307
Kronig, Ralph (de Laer) X, XXIf., XXXIX, 73, 1374, 1379
Kronig, Grete 1379
Kruse, H. Ulrich E. 528, 530, 590
Kubo, Ryogo 714
Küchler, Walther 237
Kuhn, Thomas S. 100, 1374
Kuhn, Richard 580, 1212, 1367f.
Kuhn, Werner 1226
Kusaka, Shuichi 60
Kusch, Polykarp 141
Küstner, Friedrich 238

Lackenbucher, R. 581
Lacki, Jan 214
Lagrange, Joseph Louis 759
Lamb, Willis Eugene 900
Landau, Edmund 1307
Landau, Lev Davidovich 39, 136, 138f., 189–192, 216f., 239f., 254, 261f., 269f., 276, 294, 296, 305, 324, 585f., 611, 622, 629, 631, 871f., 911, 957f., 993, 1003, 1010f., 1015f., 1022, 1030, 1049–1052, 1055, 1062, 1065, 1137, 1175, 1178
Landé, Alfred IXf., XXIX, XXXIIIff., XXXVIIf.
Lande, Kenneth 121

Landsberg, Peter Theodore 200, 212, 272ff., 1375, 1379
Laotse XXII, 1286f.
Laplace, Pierre Simon 219, 1253, 1267, 1271
Laporte, Otto XIII, XIX, XXVII, 67f., 72, 941, 944
Larcher, Verena 1379
Latter, Albert L. 215
Lattes, Cesare Mansueto Giulio 491, 516ff.
Laue, Max von XIV, XV, XIXf., XXV, 558, 1067, 1079f., 1082, 1104, 1167, 1170, 1287, 1294, 1331
Laugwitz, Detlef 1301
Laurent, Pierre Alphonse 65
Laves, Fritz 1288, 1296
Lederman, Leon Max 70ff., 74f., 91f., 96f., 99, 105, 113, 120f., 125, 138, 155f., 171, 241, 244f., 372, 377f., 400, 406, 414, 417, 507, 512, 1189, 1351, 1353
Lee, Tsung Dao 66, 69f., 72f., 75, 82f., 89f., 94, 96f., 99, 100–103, 106, 109, 111–114, 117, 120f., 124f., 126f., 133f., 136, 138f., 141, 144f., 147, 154, 156, 171f., 174f., 177ff., 189f., 192f., 209, 211ff., 217, 240, 244, 262, 271, 285f., 292f., 296, 299, 305, 324, 364, 369, 377f., 399f., 406f., 410ff., 415, 417, 430, 456, 463, 486, 506f., 529, 531f., 592f., 611f., 621, 691, 789, 794, 808, 862, 870f., 896, 946, 949f., 1058, 1073, 1189, 1224, 1228, 1234, 1342, 1345, 1351, 1353f., 1364, 1382
Lehmann, Harry VIII, 40, 46, 168, 176, 238, 269, 294, 397, 399, 407f., 416, 426, 478, 526f., 531, 545, 583, 622, 651, 670, 672, 678, 681, 683, 686, 716, 719, 756, 789, 815, 861, 870f., 874, 896, 910f., 940, 947, 950, 975, 989, 1003, 1027, 1058, 1071ff., 1095, 1100, 1107, 1117, 1120, 1137, 1175, 1186, 1196, 1213, 1222f., 1234, 1239, 1245, 1320, 1328f., 1353
Lehr, Sabine 1379
Leibniz, Gottfried Wilhelm 118f., 414, 997, 1266f.
Leisegang, Hans 447, 1271
LeLevier, Robert Ernst 1014, 1029
Lemaître, Georges Edouard 1204, 1206
Lense, Josef 1069
Lenz, Wilhelm XIX, XXV, XXXIII, 238, 413, 589, 1328
Lepore, Joseph V. 476
Levi-Cività, Tullio X, 385
Lévy, Maurice M. 120, 1256
Lewis, Clive Staples 431f.
Lewis, Robert R. 1342
Libby, Willard Frank 99ff., 400, 415, 417, 419, 429, 517
Liebes, Sidney 141
Lifschitz, Ilya Yevgeniy Mikhaylowich 585f.
Lightman, Alan 1157
*Lilith* 1093, 1135
Lindemann, Ferdinand XXV
Linnell, John 584
Lipkin, Harry Jeannot 531, 533, 642, 1137
Littrow, Joseph Johann von 327
Livingston, Milton Stanley 550, 911
Löffler, Karl Wilhelm 298, 300, 351
Lofgren, Edward Joseph 911
Logunov, Anatoly Alekseyevitch 565
Lokajícek, Milos 1210, 1213f.
Lokanathan, S. 308, 310, 317
London, Fritz 272
Long, A. A. 384
Lorentz, Hendrik Antoon 155, 170, 1264, 1337
Lorey, Wilhelm XXVII
Loschmidt, Josef 584
Lovell, Alfred Charles Bernhard 1206
Low, Francis E. 144, 976f., 1002
Lüders, Gerhart Claus Friedrich 72f., 100, 111f., 114, 124, 174, 176ff., 189f., 196f., 209, 286, 292, 378, 393f., 396, 399, 428, 439, 455, 458, 467, 473, 483, 487f., 506, 508, 512, 524, 661, 683, 700, 722, 732, 741, 939, 976f., 1050, 1184, 1195, 1228f., 1262f.
Lüders, Ingeborg 1375, 1379
Ludwig, Günther 1003
Lukas (der Evangelist) 264
Luria, Isaak ben Salomon 558, 566, 568, 899, 900, 1326
Lysenko, Trofim Denissowitsch 1286

Ma, Shih-Tsun 74
Mach, Ernst XVIII, XXIIf., 484, 525
Mach, Heinrich XXIV
Mack, Gerhard 975
Macke, Wilhelm 467
Mackintosh, Allan R. 1285
Maeder, Daniel 986
Maglic, Bogdan 73, 100, 1355

Mahmoud, Hormoz M. 83
Majorana, Ettore 83, 171f., 179, 184, 222, 225f., 294, 298, 310, 358, 377f., 386, 412, 529, 697
Malory, Thomas 1247f.
Mandelstam, Stanley 136, 139
Mangoldt, Ursula von 763
Mann, Charles P. 139, 303, 1190
Mantegna, Andrea 264
Marc Aurel 555
Maric (aus Jugoslawien) 467
*Maria* 432
Mark, Karl 1212
Märker, Karl XXXV
Markos der Magier 447
Markov, Moisey Aleksandrovich 377
Marmier, Pierre 323f., 427, 460f., 463, 599, 1150, 1152, 1155, 1172, 1219, 1237
Marshak, Robert Eugene 139, 200, 378, 548, 550
Marshall, Leona 397f., 1005, 1062
Marten, Michael 1190
Martin, André 1005, 1107f., 1214, 1379
Martin, Paul Cecil 1349, 1351
Martin-Schubert, Alice-Anne 1108
Marx, Karl 567f.
Mattes, Kurt 1379
Matsubara, Takeo 1346f., 1350f.
Mattauch, Joseph Heinrich 398
Matthews, Paul Taunton 136, 192, 648, 952, 956, 1210f., 1213f., 1217
Matthias, Bernd Theo 1138f.
Mattis, Daniel Charles 1005
Maurer, Michael 1375
Mauskopf, Seymour H. 259
Maxson, D. R. 402, 428
May, Robert M. 1190, 1192, 1347f., 1351
Mayer, Joseph E. 669
McCombie, Charles 273
McGuire, Austin Dole 528, 530, 590
McLennan, James Alan 365f., 378, 382f.
McMillan, Edwin Mattison 911, 1238
McVaugh, Michael 259
Medicus, Fritz 481
Medicus, Lotte 481
*Medusa* 317
Mehra, Jagdish 1206, 1351
Mehring, Walter 1376
Meier, Carl Alfred 92, 254f., 318, 325, 352, 368, 420f., 447f., 511f., 516, 615, 669, 765, 1376, 1379
Meier, P. F. 578
Meisl, J. 568
Meiss, Millard 263f.
Meissner, Walther 912, 1079, 1172, 1175
Meitner, Lise 90f., 1167, 1247f., 1277, 1279, 1285, 1287, 1294f., 1297, 1307, 1323f., 1330f., 1344, 1369
Menhard 930
*Mephisto* 66, 108, 236
Mercier, André P. H. 213f., 1362
Mereschkowski, Dimitri Sergejewitsch 603
*Merlin* 432
Messel, Harry 1192, 1348
Metzger, Franz 24
Mevius, Walter 1328
Meyenn, Karl von (Herausgeber) X, XVIII, XX, 47, 66, 72, 273, 353, 512, 520, 578, 872, 1108, 1172, 1182, 1206, 1212, 1369
Meyer, Eduard 1223
Meyer-Abich, Klaus Michael 345
Meyer-Weisgal, siehe Weisgal
Michel, Louis 102f., 112, 137, 154, 156, 209, 269, 503, 523, 1239
Mie, Gustav 994
Millar, Donald D. 74, 345, 1192
Millikan, Robert Andrews 1280, 1285
Mills, Robert Lawrence 138f., 192f., 200, 212, 232, 239f., 303, 546, 878, 1341
Milne, Edward Arthur 587
*Mimir* 607
Minardi, E. 1214
Minkowski, Hermann 410, 560, 595
Minkowski, Rudolph XXI
Mises, Richard von 332f., 344
Mislin, G. 619f., 630
Misner, Charles William 559, 563, 581f., 585f., 639f.
Mittelstaedt, Peter 1002
Mitter, Heinrich 589, 701f., 704, 780f., 881ff., 894, 930, 936f., 944, 959, 974, 980, 982, 985, 994, 996, 1096, 1104, 1160f., 1197, 1199
Möbius, August Ferdinand 288ff.
Möbius, Peter 467f.
Mohan, G. 1072f.
Møller, Christian 37, 39ff., 43, 61, 145, 191f., 218, 221, 269, 276, 373, 376, 401, 411, 496f., 579, 1002, 1167, 1204
Moos, Ludwig von 1151f.
More, Henry 571
Morette-DeWitt, Cécile 1005, 1379
Morgan, Thomas Hunt 1280, 1285, 1298
Mörike, Eduard 241, 243

Morpurgo, Giacomo 349, 1354f.
Morrison, Philip 170f.
*Mörus* (Damon) 652, 654, 671
*Moses* 567, 571, 899, 1304
Moszkowski, Steven A. 1141
Mott, Nevill Francis 401, 1204
Mottelson, Benjamin Roy 40, 531, 580f., 1005, 1141, 1213f., 1222
Mozart, Wolfgang Amadeus 255
Muehlhause, Carl O. 427f., 528ff.
Muller, Hermann Joseph 997
Müller, Gert H. 1307
Mumenthaler, Rudolf 1379
Muralt, Alexander von 1148
Mutschler, Hilde 1156, 1379

Nambu, Yoichiro 192, 1139
*Narkissos* 245
Nasser, Gamal Abd el 1354
Ne'eman, Yuval 136, 139
Nelson, Leonard 1307
Nernst, Walther Hermann 1270
Nestroy, Johann Nepomuk 1137
Neugebauer, Otto 1270
Neukomm, Gustav 1159, 1221, 1344
Neumann, John von 72, 231, 245f., 273
Nevanlinna, Rolf Herman 255, 1002, 1091
Newman, Ezra Theodore 586
Newton, Isaac XVI, 118f., 414, 525, 571, 663
Ney, Edward Purdy 518
Nietzsche, Friedrich 28, 31, 87, 995, 1008
Nietzsche, Elisabeth 44
Nikolaus von Kues (Cusanus) 25–28, 30, 78, 433, 447
Nilsson, Sven Gösta 1310
Nishijima, Osaka Kazuhiko 292f., 365f., 370f., 409, 518, 521, 526f., 535f., 634, 705, 1095, 1100, 1342
Nogler, Gian A. 1379
Nordheim, Lothar Wolfgang 573, 669
North, John D. 1206
Nostradamus (Michel de Notredame) 1177
Novey, Theodore Burton 612
Nozières, Philippe 474, 1005
Nussbaumer (Sekretär des Schweizerischen Nationalfonds) 1344

Oberkofler, Gerhard 25, 100, 323, 325, 351, 404, 408, 421, 461, 489, 550, 552, 577, 595, 599, 872, 936, 1014, 1152, 1156, 1159, 1177, 1181, 1185, 1193, 1201, 1207f., 1219ff., 1228, 1230, 1236ff., 1249, 1252, 1256, 1299, 1309, 1323, 1328, 1344, 1346, 1353, 1355, 1377
Occhialini, Giuseppe Paolo Stanislao 547
Ockham, Wilhelm von 525f.
*Odysseus* 1211
Oehme, Reinhard Friedrich Arthur 96f., 101ff., 111–114, 121, 124f., 127, 145, 147, 174–178, 189, 196f., 209, 213, 285f., 295f., 324, 565, 1002
Ogawa, Shûzô 139
Ohnuki, Yoshio 139
Okun, Lev Borisovich 1210f., 1213f.
Oleksa, S. 428, 528ff.
Olsen, Jørgen Lykke 599
Oort, Jan Hendrik 1206, 1210
Oppenheimer, J. Robert XXII, 61, 190, 214f., 217, 240, 264, 369, 377, 407f., 669, 789f., 870ff., 943, 985, 987, 1002, 1107, 1204f., 1218f., 1275, 1342
Oppenheimer, Kitty 409
O'Raifeartaigh, Lochlainn Seamus 193
Orthmann, Wilhelm 1295, 1297, 1306f., 1330
Osis, Karlis 335, 345
Osterwalder, Konrad 1379
Ostrogradski, Michel 561, 564
Ostwald, Wilhelm X, XVII
Otte, Michael 1267
Otto, Louis Karl Rudolf 27, 30
Ouchi, Tadashi 711f.

Paetzold, Heinz 239
Pais, Abraham 70, 178, 200, 232, 270, 272, 561, 564, 580, 593, 722, 871f., 897f., 1002, 1027, 1113, 1142, 1147, 1157, 1163, 1165, 1179f., 1189, 1338f., 1342, 1352f., 1379
Pallmann, Hans 23, 25, 180, 429, 982, 1148, 1153, 1219, 1245, 1249, 1256, 1299, 1309
Paneth, Friedrich Adolf 1288, 1296
Panofsky, Erwin 29, 118f., 237ff., 264f., 271f., 275, 365, 413f., 555, 900, 1057, 1093, 1328, 1367
Panofsky, Gerda 1375, 1379
Panofsky, Wolfgang Kurt Hermann 216, 1057

Parmenides 484
Paul, Wolfgang 1152, 1230, 1236f., 1252, 1286, 1379
Paul, Diane B. 1248, 1298
Pauli, Berta Camilla Friederike 1376
Pauli, Franca XIX, 190, 314, 409, 462, 528, 559, 565, 569, 586, 669, 870, 900, 1022, 1156, 1171, 1212, 1247, 1254, 1277, 1285, 1324, 1326, 1329, 1343, 1350f., 1356f., 1359, 1361, 1366f., 1374ff.
Pauli (Ashton), Hertha 532, 568f., 598, 900, 1212, 1376
Pauli, Wolfgang (siehe auch *Hagen*) passim
Pauli, Wolfgang Josef, sen. XVIII, XXIIIf., 557
Peierls, Rudolf Ernst VIII, XIII, XV, 137, 191, 221, 269, 298, 352, 378, 385, 394, 396, 531, 578, 715, 912, 1002, 1005, 1139, 1363, 1373, 1379, 1381
Peng, Huen Wu 1264
Percival, Ian C. 396
Perkins, Donald Hill 518
Perrin, Francis 1204, 1296f., 1331
*Perseus* 316f., 339, 350, 509, 515
Pettenati, Corrado 1379
Petermann, Andreas 479f., 565, 574, 960, 1336
Petersen, Aage 219, 1144
Pfeiffer, Heinrich 1161
Philipp, Kurt 1306f., 1331
*Phintias* 654
Piccioni, Oreste 212
Pickavance, Thomas Gerald 1190
Pidd, Robert Wallace 1336f.
Pines, David 474, 715
Pippard, Alfred Brian 270, 272, 372
Piron, Constantin 1350
Pittendright, Colin Stephenson 1187
Planck, Max Karl Ernst Ludwig XV, 156, 812, 990, 1067, 1080, 1104, 1160, 1167, 1170, 1173, 1174, 1176, 1178, 1184, 1307
Platon 225, 242f., 245, 555, 621, 1271
Plotin 555f.
Poe, Edgar Allan 519f., 525
Pohlenz, Max 558
Poimandres 447
Poincaré, Henri XXXII
Polanyi, Michael 1180
Polkinghorne, John Charlton 192f., 240, 378, 949, 1217, 1219
*Pollack, Frau* 1158
*Pollux* 274
Polvani, Giovanni 819, 1247
Polya, György 385
Poseidonius von Apamea 597f.
Postma, H. 83, 181, 262, 269, 272, 276, 279, 286, 299, 512
Pradhan, Trilochan 583, 591, 616f., 622
Preiswerk, Peter 552, 598f.
Prentki, Jacques 120, 138, 588ff., 633, 636, 648, 653f., 711, 861, 875, 881, 986f., 1013, 1020f., 1028, 1050, 1059, 1105, 1256
Preston, Melvin A. (aus Birmingham) 417ff., 429ff., 463
Prigogine, Ilya 271f.
Primas, Hans 1379
Pringsheim, Alfred XXV
Proca, Alexandre 625
*Proteus* 1177
Pruett, John R. 210, 356
Puppi, Giampetro 313f., 397f., 654
Purcell, Edward Mills 170f., 417
Pursey, D. L. 193, 212, 371f., 398f., 455ff., 465, 467, 470–473, 523f., 699f.
Pusey, Präsident of Harvard 264
Pythagoras 481, 794, 808

Quattropani, Antonio 1062ff., 1079
Quisling, Vidkun Abraham Lauritz 967, 969

Rabi, Isidor Isaac 24, 240, 262, 474, 556f., 577, 599, 789, 882, 1057f., 1238, 1344, 1354, 1379
Racah, Giulio 493f., 505, 531f., 1239
Radicati di Brozolo, Luigi 136, 139, 279, 314, 365, 386, 388
Rahmy, Roswitha 1379
Rainwater, Leo James 581
Raman, Chandrasekhara Venkata 467
Ramsey, Norman Foster 170f., 417
Ranke, Leopold von 263f.
Rasche, Günter 475
Rasetti, Franco Rama Dino 47, 90, 100, 1286
Rechenberg, Helmut 376, 1255, 1379
Reich, Karin 1379
Reichardt, W. 299, 317f., 345, 350, 512, 593
Reichenbach, Hans 228, 245
Reichenbach, Maria 228
Reid, Constance 255
Reifman 1072f.
Reines, Frederick 67, 80, 90, 100, 327, 372, 399, 403, 414, 417, 528, 530, 590, 1276, 1295
Reinhardt, Karl 596, 598
Reinhardt, W. P. XXX
Reitzenstein, Richard 447

Rensch, Bernhard 289, 291
Rhine, Joseph Banks 255, 257ff., 290, 301, 334–337, 342, 345
Richter, Hans 302
Rickayzen, G. 1005, 1347, 1351
Riddell, Robert James 999, 1114, 1116
Riedweg, Christoph 803
Riemann, Bernhard XXIV
Riezler, Wolfgang 1275
Riklin, Franz 254f., 318, 325, 421
Robson, John Michael 418f., 430f.
Rodberg, Leonard S. 1001, 1003
Rohr, Dr. 300
Rohr, Hans 388f.
Rohrlich, Fritz 51f., 60, 781, 1255, 1321, 1358, 1379
Rohrschach, Hermann 667
Roll-Hansen, Nils 1298
Röntgen, Wilhelm Conrad 558
Roqué, Xavier 1379
Rosbaud, Angela 1010
Rosbaud, Paul (siehe auch *Rüdiger* und *Steinklopferhansl*) 262, 271f., 310, 318, 353, 393, 530, 574, 586, 602f., 632, 1009, 1022, 1281, 1297f., 1362
Rosen, Nathan 264
Rosenberg, Alfons 763
Rosencreutz, Christian 1286
Rosenfeld, Léon XL, 191, 354, 394, 396, 530f., 586, 612, 669, 671, 1137, 1204, 1209, 1217, 1336
Rosenson, L. 212
Rosental, Josif L. 1002f.
Rossel, Jean 1237f.
Rubbia, Carlo 1189
Rubinowicz, Adalbert 603
Ruby, Stanley L. 407
Rückert, Friedrich 275
Ruderman, Malvin A. 316f., 1014, 1029
*Rüdiger* (= Rosbaud) 632
Rüdinger, Erik XXI, 1379
Rumer, Georg 669
Runge, Carl XVI
Ruska, Julius 553
Russell, Bertrand Arthur William 525
Rustad, Brice M. 407
Rutherford, Ernest 16, 47, 323, 364, 1296f.
Ruzicka, Leopold 1152

Sachs, Mendel 558
Sachs, Robert Green 192, 377f.
Sakata, Shoichi 81, 83, 1002
Sakita, Shûzô Bunji 136, 139
Sakurai, Jun John 647f., 728, 744, 752, 812f., 861, 948, 950, 1340, 1342, 1352f.
Salam, Abdus 70f., 83, 86–90, 96f., 101ff., 114, 121, 123, 125, 127, 136f., 139, 141, 145, 147, 154, 156, 178, 189–193, 200, 212, 226, 232, 236, 240, 243f., 269, 270, 279, 292ff., 296, 298, 303, 305, 307f., 310–313, 315ff., 324, 353f., 365, 369, 371f., 377, 382, 400, 413, 621, 648, 952, 956, 986f., 1003, 1020f., 1050, 1059, 1137, 1210f., 1213f., 1217, 1367
Salecker, Helmut 376, 392, 393
Salomo ibn Gabirol 900
Salpeter, Edwin Ernest 1002
Sambursky, Shmuel 485, 532, 557f., 571, 597f., 621, 900, 1101, 1120, 1148, 1197, 1326, 1374, 1382
Samios, Nicholas P. 1189
Santner, Inge 1212, 1368
*Sarastro* 254, 325
Sarlemijn, Andries 512
Sarma, G. N. 1221
Sarton, George 264
Savioz, Raymond 481
Saxl, Fritz 237f.
Schaefer, Hans 301f.
Schaeffer, O. A. 418
Schafroth, Max Robert 70, 74, 98, 385, 397, 474, 531, 553, 593, 595, 912, 1003, 1023, 1079, 1114, 1138f., 1153, 1172, 1175, 1192, 1349, 1351
Schärf, Riwkah 584, 737
Scherrer, Paul Hermann 10, 16, 23ff., 97, 100, 262, 319f., 322, 325, 385, 401, 429, 451, 461, 487, 518, 552f., 591, 599, 982, 1055, 1138, 1141, 1149f., 1152, 1156, 1172, 1207, 1229f., 1238, 1358, 1360
Scherrer, Paul (= *Eka-Scherrer*) 465
Schetz, Yvonne 1379
Schick, Paul 568
Schiller, Friedrich von 245, 630, 645, 654, 657, 671
Schilpp, Paul Arthur 268
Schirrmacher, Arne XVII
Schlapp, Robert 586
Schlieder, S. 882, 930, 996, 1104, 1159, 1197, 1224
Schlögel, Friedrich 632
Schlup, Werner 1056, 1140
Schmeck, Harold M. 511
Schmid, Margaret 976, 1078f., 1156, 1184
Schmidt, W. 1073
Schmieden, Carl 1301
Schmuschkewitsch, I. M. 1003
Schneider, Ivo 344
Schoch, Kurt 1151f.

Schocken, Gustav Gershom 568, 584, 597f.
Scholem, Gershom G. 532, 557, 592, 597f., 900, 1093, 1326
Schönberg, Mario 1002
Schoop, Trudi 1209
Schopenhauer, Arthur 343, 345, 556, 567, 584
Schopper, Herwig Franz 323, 353, 364, 531, 1223
Schrieffer, John Robert 272, 475, 714f., 912
Schrödinger, Anny 519f.
Schrödinger, Erwin XI, XIVff., XXIV, XXVIII, 68, 152, 162, 519f., 1298f., 1323
Schubert, Franz 48, 256
Schücking, Engelbert 564, 994f., 1204, 1206, 1379
Schuhmacher (Schweizer Chemiker bei Urey in Chicago) 261
Schulmann, Robert 1379
Schulte, Michael 264
Schultz, Wolfgang 241, 243, 246,
Schultz, Theodore D. 714f.
Schultze, Annet 1380
Schupp, A. A. 1337
Schur, Issai 1307
Schütz, Bertha Kamilla 1369
Schütz Mensing, Lucy 669
Schwartz, Melvin M. 1190, 1339, 1341f., 1351, 1353f.
Schwarzschild, Bertram 1237, 1342
Schweber, Silvan Samuel 546, 550, 1094, 1100
Schwind, Moritz von 243
Schwinger, Julian Seymour (siehe auch *Julian I. Apostata*) 82f., 96, 102f., 111f., 114, 124, 145, 170f., 174, 176ff., 189, 209, 213, 217, 240, 285, 378, 397f., 437, 439, 454, 470, 479, 487, 564, 569, 573–576, 580f., 601, 608, 616, 621, 696, 700, 713, 715, 732, 736, 803, 859, 861, 874, 881, 951f., 963f., 966, 970, 972, 975, 981, 985–989, 994, 999, 1001f., 1020, 1061, 1068, 1074, 1137, 1142, 1144, 1195ff., 1217, 1241, 1338f., 1342, 1349, 1351
Schwyzer, Hans-Rudolf 388f.
Sciama, Dennis William 1156
Seelig, Carl 489f.
Seeliger, Ritter Hugo von XXV
Segnini, Carlo Alberto 1380
Segre, Michael 1380
Segrè, Emilio Gino 92, 377, 462
Seidel, Robert 1190
Seitz, Frederick 474
Selchow, Christian 581
Seneca, Lucius Annaeus 555
Serber, Robert 871
Serpe, J. 378, 381ff., 400f., 412, 452, 455
Serwer, Daniel XXXVI
Sexl, Roman Ulrich 47, 66, 1182
Shackleton, Basil 301f., 336
Shakespeare, William 762
Shalit, Amos de 1015, 1022, 1050
Shaw, Bernard 736f., 1093
Shaw, Ronald 139, 232, 303
Sheldon, Eric 461
Shirkov, Dimitri Vasilevich 1095, 1100
Shutt, Ralph P. 1189
Siegbahn, Karl Manne Georg 89, 321, 385
*Siegfried* (Flügge) 602f., 622, 632
Siemers, K. H. 1258
Silin, Victor Pavlovich P. 377
Sime, Ruth Lewin 1285
Simrock, Karl 607
Sirlin, Alberto 659, 661, 699f., 977
Slater, John Clarke X, 67
Slavin, N. V. 220
Smekal, Adolf 603
Smit (Komponist) 1203
Smith, Kenneth M. 1144
Smith, Lloyd 911
Snell, Arthur H. 1324
Soal, Samuel George 257, 290, 301f., 335f., 342, 344
Soergel, Volker 1259, 1300, 1331
Sommerfeld, Arnold Johannes Wilhelm VII, XIf., XVf., XVIIIff., XXV–XXXI, XXXIII–XXXVI, XXXIX 16, 67, 98f., 166, 173, 188, 394, 553, 558, 1055
Sommerfield, Charles Michael 141
Sontheim, Rudolf 1151f.
Souvorov, S. 214
Sparnaay, Marcus Johannes 512, 1260, 1262
Specker, Ernst 558
Speiser, Andreas 410
Speiser, David 407, 410, 777, 790, 1053, 1276
Speiser, Ruth 1276
Spencer, Earl of Sunderland, Robert 368
Spengler, H. 1202, 1221, 1234
Spinoza, Benedictus de 464, 485
Spitzer, Richard 425, 427, 470, 475f., 495, 977
Spitzer, Lyman 476
Springer(-Verlag) 530, 564, 569f., 578, 580, 602, 607f., 615f., 621, 631f., 648, 696, 709,

712f., 715, 725, 753, 1308
Springer, Ferdinand (siehe auch *Wotan*) 622, 632
Springer, Konrad Ferdinand 580, 621f., 631f., 708
Stähelin, Peter 11f., 23ff., 213, 320, 325, 402, 428, 462f., 474, 1148, 1237, 1238
Stalin, Josef 1286
Stange, Thomas 378
Stapp, Henry P. 476, 999, 1075, 1078, 1088, 1116, 1131, 1142, 1149, 1184f., 1206, 1342ff., 1352f.
Staub, Hans Heinrich 24, 325, 384, 463, 475, 552, 577, 599, 642, 1238
Stauffer, Ethelbert 900
Stech, Bertold 306ff., 311, 313f., 371, 382, 429, 463f., 468, 517f., 611, 1215, 1258f., 1263, 1300, 1302, 1331
Steffen, Rolf M. 24, 319, 322, 531, 598f., 986, 1237f., 1252
Steiger, Arnald 577f.
Steinberger, Jack 212, 216, 307f., 310, 316f., 1189, 1324, 1342, 1380
Steiner, Frank 1379
*Steinklopferhansl* (= Rosbaud) 632
Steinmann, Othmar 622, 1346
Steinwedel, Helmut 393, 1262
Stern, Otto XXIX, 237, 1139, 1270f., 1306
Stewart, Gloria 301f., 336
Stiefel, Eduard Ludwig 1153f.
Stigt, Walter P. van 558
Stoll, Peter 553
Stöltzner, Michael 1380
Stolzenburg, Klaus 47, 66, 1182
Stoner, Edmond Clifton XXXVIIIf.
Strachan, Charles 273
Strand, M. P. XXX
Strathdee, John 136, 139
Straumann, Norbert 179, 193
Stückelberg von Breidenbach, Ernst Carl Gerlach 97, 385, 454f., 465, 467, 618, 620f., 1002, 1264, 1350f.
Stumpff, Karl 327
Sudarshan, Ennackel Chandy George 548, 550
Sudermann, Hermann 1221
Suess, Hans Eduard 147, 190
Sunyar, Andrew W. 476
Sussmann, J. A. 578
Süssmann, Georg 1329
Süß, siehe H. E. Suess
Sutermeister, Peter 1173
Sutton, Christine 1190
Swiatecki, Wladislaw J. 967, 969
Symanzik, Kurt 46, 176, 399, 408, 416, 526, 639, 651, 656ff., 672, 699, 713, 739, 815, 861, 886, 906, 929, 940, 948ff., 970, 973, 975, 1007, 1011, 1023, 1049, 1051, 1070, 1073, 1100, 1107, 1117, 1123, 1125, 1147, 1155, 1194, 1234, 1239, 1258, 1260f., 1263, 1276, 1294, 1302, 1308, 1354
Szilard, Leo 1271f.
Szostak, Roland 461

Taguchi, Yukio 139
Talmi, Igal 642, 1326
Tamm, Igor Evgenevic 423, 434, 1002, 1026
Tank, Franz 1149
Taylor, John C. 564f., 612, 647f., 871f.
Telegdi, Valentine Louis 70f., 73, 90, 96f., 100f., 113, 121, 124f., 138, 171, 178, 192, 200, 209, 232, 304, 322, 396, 401, 418, 431, 463, 475, 492, 518, 568, 1375, 1380
Teller, Edward 214, 261, 453, 610, 612, 647, 669, 930, 1002, 1299
Thaler, Ralph Morton 74
Thales von Milet 1177
Theis, Werner Rudolf 1055, 1057, 1064, 1380
Thellung, Armin 276, 306, 326, 353, 384f., 397, 474f., 553, 578, 586, 714, 777, 900, 1056, 1139, 1140, 1261, 1263f., 1276, 1349, 1351, 1375, 1380
Thellung, Anneliese (Anja) 714
Thévenaz, Pierre 481
Thiel, Bernward 1380
Thiele, Rüdiger 1373
Thirring, Hans XXIII, XXV, 1069, 1323
Thirring, Klaus 1068
Thirring, Peter 500
Thirring, Walter Eduard 79f., 83, 124, 196f., 322, 384, 394f., 397, 406f., 410, 413ff., 470, 476, 502, 570, 572ff., 578ff., 583, 587, 589f., 617, 622, 631, 652, 1056, 1070, 1073, 1079, 1095, 1115, 1118, 1137, 1164, 1166, 1173ff., 1179, 1184, 1256, 1375, 1380
Thoas, König der Taurier 1258
Thomas von Aquin 384, 900
Thomas, Willy 1226
*Thor* 602
Thorndike, Alan M. 1189
Thornton, Robert Lyster 911
Timm, Ulrich 255, 344

Timoféeff-Ressovsky, Nikolai Vladimirovich 1248, 1281, 1286, 1297ff.
Tiomno, Jayme 546, 647
Tizian 652, 998, 1010, 1015, 1053, 1083
Tolhoek, H. A. 41, 240, 261, 1256
Tolman, Richard Chace 1264
Tomonaga, Sin-itiro 1002
Tornier, Erhard 254f., 257ff., 300ff., 331, 336f., 342, 344f., 368
Touschek, Bruno 139, 156, 279, 296, 298f., 306, 314, 316, 329f., 349, 356, 364f., 388, 591, 599ff., 613, 618, 627, 630, 634, 645, 654, 657, 671, 947f., 1002, 1055, 1106f., 1137, 1236, 1239, 1242, 1245f., 1354f.
Treiman, Sam Bard 213, 463, 517f., 723, 1290, 1292ff., 1301f.
Trendelenburg, Ferdinand 1167, 1169f., 1202f., 1220, 1229, 1233f., 1246, 1258, 1310, 1329
Tressler, Erich 1212
Truesdell, Clifford A. 407
Turlay, René 269
Turner, J. F. 323
Tvede, Ellen 48

Ueberweg, Friedrich 384
Uhlenbeck, George Eugene XI, XIII, 189, 192, 200, 244, 561, 564, 941, 944, 1113, 1142, 1147, 1157, 1163, 1165, 1179, 1180
Ulam, Stanislaw Marcin 231
Ullmann, Dirk 1080
Umezawa, Hiroomi 1002
Urey, Harold Clayton 146f., 261
Usener, Hermann 741, 752

Vahlen, Theodor 255
Valatin, Jean G. 714f., 915f.
Valentianus 447
Valentin, Karl 262, 264
Valko, E. I. XVIII
Vaterlaus, Ernst 577f.
Végh, Sándor 147, 150
Veksler, Vladimir Iosovich 377
Veneziano, Gabriele 1380
Venkatesan, K. 722
Verde, Mario 553
Vigier, Jean-Pierre 299
Villars, Felix 71, 96, 101, 121, 122, 125, 138, 384, 397, 434, 437, 439, 474, 1255
*Vishnu* 345, 516
Vleck, John Hasbrouck van XII, 72
Voegli, Yvonne 1380
Vogt, Heinrich 238
Volkmann, Paul 557
Volkmann-Schluck, Karl-Heinz 25, 30f., 78, 447
Votruba, Václav 1210, 1213f.

Waerden, Bartel Leendert van der 172, 302, 342, 421, 1023, 1057, 1270
Waetzoldt, Wilhelm 238
Wäffler, Hermann 319, 397f.
Wagner, Richard 44
*Wagner* (Fausts Famulus) 108, 1007f., 1177
*Wala* (Norne) 607
Waldmeier, Max 25, 1062, 1064, 1079, 1149, 1184
Walecka, J. D. 349, 1002
Walker, Mark 214
Waller, Ivar 60
Waloschek, Pedro 314
Walter, M. 319
Wanders, Gérard 1072, 1264, 1350
Wannier, Gregory Hugh 384f.
Wapstra, Aaldert Hendrik 325, 517f.
Warburg, Eric M. 238f., 271
Warburg, Otto 1298
Ward, John Clive 136, 139, 914, 916, 1301, 1357
Wataghin, Gleb 1083
Watson, George Neville 1313f.
Weart, Spencer 31, 1374, 1380
Weierstraß, Karl Theodor Wilhelm 554
Weigle, Jean 1144, 1171, 1205, 1209, 1245, 1285, 1356
Wein, Martin 299, 352, 1275
Weinberg, Steven 39–42, 45, 72, 75f., 104ff., 110, 130f., 137, 139, 379ff., 694, 1189
Weinrich, Marcel 72, 75, 92, 97, 99, 156, 171, 400, 417, 512
Weisgal, Meyer Wolf 531, 642
Weisskopf, Ellen 818
Weisskopf, Victor Frederick XVIII, 24, 48, 68, 70–74, 83, 88, 111, 127, 143f., 171, 177f., 190f., 193, 199f., 209, 213, 215, 217, 221, 239, 272, 304, 322, 377f., 385, 408, 580, 601, 621f., 669, 719, 781, 790, 911, 934, 950, 957, 973, 989, 1002, 1010f., 1016, 1022, 1024, 1027, 1030, 1052, 1055, 1057, 1067, 1070, 1082, 1106, 1108, 1113, 1122, 1137, 1157, 1167, 1170, 1180, 1197, 1209f., 1214, 1219f., 1230, 1238, 1358ff., 1364, 1374f., 1380
Weizsäcker, Carl Friedrich von 299f., 341, 345, 351f., 736f., 1003, 1103, 1275, 1345
Wentzel, Anny 1023, 1139

Wentzel, Gregor XIV, XIX, XXVIIIf., 100, 385, 389, 431, 595, 912, 1002, 1024, 1114, 1120, 1137–1140, 1161, 1172f., 1175, 1196, 1346, 1349, 1351, 1383
Wenzl, Aloys 299
Werle, Fritz 763
Wess, Julius E. 136, 139
Wessel, Walter 669
Westphal, Wilhelm 1067
Weyl, Claus Hugo Hermann X, XIII, XV, XXIV, 68, 72, 96, 101, 103, 108, 126, 179, 181, 197, 200, 355, 364, 377, 522, 553f., 558, 611, 691, 720, 994, 1267, 1307, 1323, 1363
Wheatley, J. C. 240f.
Wheaton, Bruce 1374
Wheeler, John Archibald 546, 559, 563, 640
White, Milton Grandison 11
Whitehead, Alfred North 1311f.
Whittaker, Edmund Taylor 898, 1313f.
Whittemore, William L. 1189
Wick, Gian Carlo 192, 502, 1003
Wiedemann, Gustav Heinrich 714
Wiegand, Clyde Edward 92
Wien, Wilhelm Carl Werner Otto 100
Wightman, Arthur Strong VIII, 40f., 85, 111f., 147, 176, 216f., 240, 261, 269, 369, 408, 425ff., 434–439, 450, 459f., 469f., 477, 479f., 502, 527, 535f., 617, 640, 651, 670, 681, 683, 698, 715, 741, 812, 817f., 851, 854, 860, 915f., 933, 940, 949f., 953, 975, 1003, 1058f., 1081, 1095, 1100, 1186, 1188, 1193, 1195f., 1239, 1380
Wigner, Eugene Paul XV, XXVII, 67f., 72f., 85, 111f., 143f., 200, 376, 392, 393, 502, 669, 732, 998f., 1003, 1142, 1144, 1179f., 1317, 1324
Wilde, Oscar 368
Wildi, Tobias 24, 1152
Wilhelm, Hellmut 1359
*Wilhelm Meister* (Goethe) 432
Wilhelm, Richard XXII, 485, 1283, 1286f.
Wilhelmsson, H. 1201f.
Willi, Marianne 1380
Williams, Harry 762,
Williams, Robley C. 997ff., 1022, 1142, 1144
Willstätter, Richard XXV
Wilson, Woodrof XIX
Winkler, Herbert 1212
Winther, Aage 429, 463f., 468, 517f., 967, 1141, 1214f.
Wirtinger, Wilhelm XXIV
Wittig-Sorg, Heideliese 1380
Woit, Peter 994
Wolf, Emil 213f.
Wolff, Kurt 900f.
Wolfson, Harry 900
Wolstenholme, G. E. W. 345
Wolzogen, Hans Paul von 607
Wooster, William Alfred 1295, 1297, 1306, 1307
*Wotan* (= Ferdinand Springer) 530, 603, 607, 623, 631f.
Wu, Chien-Shiung 70–74, 83, 86ff., 90ff., 96, 97, 99, 105, 113, 121, 125, 138, 147, 169, 171, 189ff., 193, 199f., 212f., 240f., 271f., 377f., 399f., 407, 411f., 416, 462f., 465, 507, 529, 531, 565, 575, 642, 645, 790, 870f., 881, 1000, 1021, 1059, 1296, 1307, 1324, 1331, 1345, 1353, 1355, 1364, 1383
Wuttke, Dieter 237, 239, 264, 900, 1380
Wyld, W. H. 211, 213, 323, 325, 463, 517f.

Yamaguchi, Yoshio 136, 139, 1256
Yamazaki, Kazuo 589, 945, 995, 1004f., 1007, 1160f., 1197, 1380
Yang, Chen-Ning 69f., 72f., 75, 82f., 89f., 94, 96f., 99–103, 111–114, 121, 124–127, 136, 138f., 141, 145, 147, 154, 156, 170f., 174–179, 189f., 192f., 212f., 217, 232, 239f., 244, 262, 269, 271, 285f., 292ff., 296, 299, 303, 305, 324, 364f., 369, 377, 406f., 409–413, 416f., 430f., 456, 462f., 474, 498, 506, 528f., 546, 592f., 611f., 621, 705, 767, 789, 794, 802, 808, 815, 862, 870f., 875, 878, 895ff., 948, 950, 981f., 1002f., 1027, 1058, 1234, 1341f., 1351, 1353ff., 1364, 1375, 1380ff.
Yonge, Elspeth 314
Yuan, Chia-Liu (Luke) 147, 191, 400, 507, 790, 873f., 881, 1294, 1296, 1363f.
Yuan, Vincent 147, 507, 790, 1363f.
Yukawa, Hideki 992, 1003, 1196f., 1217ff., 1339, 1341

Zachariasen, Frederick William Houlder 1196
*Zarathustra* 28, 31
Zehrer, Hans 990

Zenon aus Elea 554, 597
Zermelo, Ernst Friedrich Ferdinand 554, 1307
Ziehen, Theodor 289
Zimmer, Heinrich 345, 516
Zimmer, Karl G. 1286, 1298f.
Zimmermann, Wolfhart 46, 160, 176, 408, 416, 779, 815, 820, 825, 861, 871, 896, 898, 911, 947, 949, 950, 959, 1003, 1071ff., 1094f., 1100, 1107, 1113, 1117f., 1120, 1137, 1143, 1181, 1185, 1188, 1245, 1375, 1380, 1383
Zumino, Bruno 175–178, 196f., 395, 672, 683, 697f., 700, 1003, 1184, 1193ff., 1228f.
Zünti, Werner 213, 319
Zwecker 420f.

# 7. Sachwortregister


Aberdeen, *University of* 272
*Academic Press* 616
*Académie Royale Néerlandaise* 1192
*Accademia dei Lincei* 413, 1247
  Keplers Mitgliedschaft 262, 264
Achsialvektor-Renormierungskonstante 1290, 1293
adiabatisches Ein- und Ausschalten (Källéns Verfahren) 66, 95, 437, 460, 479
Adjunktion, $\alpha$ Operatoren
*αγγελοι* (Bote) 29, 31
Albertus Magnus-Biographie 1009
Alchemie 27f.
  Projektion in den Stoff 27
  Alchemisten 1283
Algol (Doppelstern) 327, 509
Alpha-Aktivität, künstlich angeregte 552
*alte Garde* 1016
*Altweiber-Sommer* 1221
Alvarez group, Experimente zur Paritätserhaltung 1351
Amerika, Veränderungen 1280
*Amor und Psyche* 431
Amsterdam 558
*αναγκη* 555
Anima 514
Ann Arbor, *University of Michigan* 468
*Annual Review of Nuclear Science* 319
Anschaulichkeit 275
Anthropos, der gnostische 275
Antike, physikalisches Weltbild 558
Antiproton 189, 1001
  Entdeckungsgeschichte 91, 100
Antisemitismus 899
  in Polen 270
Antiteilchen 1044
  als Spiegelbilder 172, 609, 620
  im *one-vacuum treatment* 1018
  in einem Gravitationsfeld 189
Archetypen 28, 485, 515, 607, 1283
  archetypischer Hintergrund 318
  archetypische Imaginationen 513
  -Begriff 291
  der Gegensatzvereinigung 514
  der Spiegelung 338
  konstellierte 254, 337f., 340, 513
    und latenter 337
  -Lehre (Jung) 368
  multiple Erscheinungsweisen 509, 511
  Projektion 242, 341
  psychoide – 515
  quaternäre 592, 808, 1092
  und Gegenstand 242
*Argonne National Laboratory* 1190
Arthursage 1247
*associated production*
  von $\mu_+$, $\mu_-$-Paaren 1063, 1079
Astrologie 335, 341
  Statistiken 336
Atheismus, pessimistischer 29
Athen 556, 558, 714
  Akropolis 532, 554, 567, 577, 899
*Athenaeum* $\mapsto$ unter *Pasadena*
Atom, Ciceros Übersetzung 383
Atombombe und
  Aufrüstung 1275
  die ethische Grundlage der Naturwissenschaft 555
  die Gefahren eines Atomkrieges 309, 1275
  die Zukunft des Menschen 1274
*Atomic Energy Commission* 99f., 987
Atomisten
  Epikureische 597
  griechische 525
  und Stoiker 571
*Aurora Consurgens* 432
Aussagenkalkül 288
Ausschließungsprinzip 123, 141, 393, 406, 475, 1166
  Entdeckungsgeschichte 394
  Thirrings neue Formulierung 499
  und *identische* (A- und B-)Teilchen 475
Autoritäten, christlich-kirchliche 28
Axiome
  als Ausgangspunkte der Physik 527
  zur *Camouflage* der Physik 1118

Beta-Gamma-Korrelation 324
B-Feld 192, 200, 222, 232, 617
  B-Teilchen 200, 232
  Salam 200
  Yang-Mills 240
Bad Nauheim 1369

*Bartol Institute* in Philadelphia 24
Baryonen 687, 693, 857
-Antibaryon-Matrix 1019
-Dichte 1126, 1127
-Eichgruppe 928
Erhaltung 382, 588, 693, 737, 1025, 1126, 1244
-Felder 919
-Ladungen 879
-Strom-Dichte-Vektor 1087
und Leptonen 692, 1127
Aufspaltung 1039
Unterscheidung 1127
-Zahl (N) 718f., 721, 729, 731, 733, 744, 759, 798f., 932
Erhaltung 68, 346, 387, 590f., 634, 705, 711, 727, 767, 779
Gruppe 708, 734, 796
Operator 1087
und elektrische Ladung 817
und Isotopengruppe 783
und Lepton-Zahl 738, 963, 978, 1127
und Teilchenmasse 1126
Basel 481
Eulerfeier 406
*πολις* 593
*Basler Nachrichten* 593
*Basler Schiller* (Fierz) 645, 654
Belgrad 1237
*Bell Telephone* 12, 385
Beobachtung, und Meßapparat 671, 732
Berkeley 399, 503, 528, 579, 583, 611, 883, 903, 911, 1033, 1055, 1189, 1192, 1202
Reise nach 468, 567
*Radiation Laboratory* 396, 467, 473, 476, 506, 672, 699, 983, 987, 1190, 1346
6 GeV-Bevatron 546, 550, 911
15-inch-Blasenkammer 1342
Theoretiker 1080
*University of California* 1005
van der Waerdens Besuch 1057
*Virus Laboratory* 999
*Berkeley-Leute* 927
Berlin
Deutsche Staatsoper 1167
Kongreßhalle 1167
Max-Planck-Feier 262, 990, 1067, 1083, 1126, 1138, 1166f., 1173f., 1183, 1203, 1285
Bern 384, 397, 1079, 1156
Relativitätskongreß 276f., 287, 489, 490
Universität 575
Bernays, 70. Geburtstag 1307
wissenschaftlicher Nachlaß (ETH) 1307
Beschwichtigungs-Argument 609, 627
-philosophie 600
von Ehrenfest 605
von Touschek 618
Beta-Radioaktivität 126, 506, 552
Fachleute 532
Beta-Spektrum
Bremsstrahlungsversuche 377
kontinuierliches (Ellis) 1279
Meitners Deutung 1306
Wärmemessung mit Orthmann 1306
Beta-Wechselwirkung, universale 411
Beta-Zerfall (↦ auch unter *Neutrino*) 67, 313, 314, 503, 897, 1251
Boehms Untersuchungen 1238
Doppelprozesse, mit Emission zweier Elektronen 524
doppelter 181, 305, 324, 327, 355, 365, 372, 381, 386f., 398, 417f., 457, 504, 640, 700
Abwesenheit 198
$\beta^+$- und $\beta^-$-Spektrum 528ff.
Elektronen-Emission 473, 524
bei RaE 1258
Experimente 171, 324, 407, 436, 517
Elektron-Polarisationsexperimente 298
mit polarisierten Kernen 70f., 82, 86, 88f., 96, 171, 261, 417, 507
$A^{35}$-$\beta^+$ 428
$Cl^{34}$-$\beta^+$ 406, 409, 428
$Co^{58}$ 189, 191, 193, 199, 269f., 276, 279, 285, 298, 418, 463
$Co^{60}$ 105, 270, 181
$Ga^{66}$ 568
$Ne^{19}$-$\beta^+$ 428
mit polarisierten Neutronen 400, 412, 518
Polarisationsexperimente 321, 377, 475
Fermis Theorie 1331
Fermi und Gamow-Teller-Übergänge 415, 436, 524, 1341
Gamow-Teller-Übergänge 320, 436, 442
Fermi-Kopplung 320, 409
verbotene Übergänge 184
Geschichte 1324
Bohrs Zweifel an der Energieerhaltung 101
in Antimaterie 190
in schweren Kernen,
Invarianten 481, 487f., 497f., 523f. (20), 699
Voll-Invarianten 492
unitäre Gruppe 482, 523
Pauli-Invarianten 488
Pursey-Pauli-Invarianten 467
inverser 458, 473
Wirkungsquerschnitt 454

Beta-Zerfall (Forts.)
Kopplungskonstanten 154, 471, 523, 1308
-Quotient 430
Kopplungstypen (fünf) 503f.
allgemeinster Ansatz 319, 386
nicht-spiegelsymmetrische Mischungen 183
relative 489
S-T oder V-A Wechselwirkung 407
Korrelationsexperimente 299
$\beta$-$\nu$ und $\beta$-$\gamma$ Korrelation 215
aus Urbana 464
Lebensdauer in Meteoriten 146, 190, 240
Negatronemission $^{60}$Co 181
Neutron 524
und $\mu$-Meson 1069
Neutrinoabsorption 589
Positronenzerfall (A-V) 428, 1331
von $^{58}$Co 181
psychologische Deutung 511
Richtungskorrelationsmessungen (V-T-Kopplung) 320
Rückstoßexperimente 414, 524, 1331
$Ar^{35}$ 474
K-Einfang 319
mit $He^6$-Kernen 1009
Theorie 80
Bemerkungen von Fierz 183
mit Ableitungen 244
statistische Energieerhaltung 1280, 1296
von Theis 1055, 1064
Yukawa-Theorie 312
Zweikomponententheorie 170
und detailliertes Gleichgewicht 700
und Paritätsverletzung 274, 532
und T-Invarianz 399
Symmetrien und Erhaltungssätze 111, 122, 1277
und Masse-Leuchtkraftbeziehung in Sternen 146
Zerfallszeiten 262
Betatron, Entwicklung 156
Bethlehem 567
Bewußtsein(s) 29
und Unbewußtes 513
-Differenzierung 514
Bhagavadgita 345
Biologie 248, 1142, 1187, 1196, 1270
*biotonische* Gesetze 1253
biologische Gesetze 1284
Speicher- und Gedächtnis-Vorrichtungen 1254
*Bohr's principle* 1265
Delbrücks *paper* 1179
Kommentare zu Elsassers Buch 1356
*Physik 1910 und Molekularbiologie 1957* 1298
Elsassers *Prinzip der endlichen Klassen* 1253
experimentelle 1254
rechts und links drehende Stoffe 512
Reduktionsproblem 1143
Spezies-Begriff 1253
Trefferprinzip 1298
und Komplementarität 1143f., 1208
und Physik 1208
und Psychologie 1144
Birmingham 243f., 270, 276, 278, 299, 306, 326, 353f., 369, 385, 417f., 429, 583, 587, 715, 777
Festkörperphysik 372
Universität von 396
BKS-Theorie, Kopenhagener Putsch 67
Blatt, Besuch in Zürich 200, 212
Bleuler, Besuch in Berkeley 1165
*Bleuler-Gupta-Methode* (↦ auch unter *Gupta* und *Feldquantisierung*) 670, 688
*Bleuler-Gupta-Metrik* 1025, 1194
*Bockschießen* (↦ auch unter Fierz) 224f.
Bogoljubov
Akausalitätskritik 1214
-Methode 1211
-Transformation 1347, 1348
-Valatin-Transformation 714
Bohms *Mosquito-Parameter* 299
Bohr
Aufenthalt in Princeton 780
*Compton lectures* (MIT) 1144, 1298, 1356
Elephantenorden 1283
Wappenspruch 1288
*Faraday lecture* 1932 67, 96, 122, 146, 1296
-*Festschrift* 508
in Zürich 261
negative Rolle beim $\beta$-Zerfall 1324
New Yorker *statement* 1331
Positivismusgegner 219
von Pauli zitiert 45
Bologna 305, 313f., 1255
Bombay 316
Bonn 385
Born
75. Geburtstag 669, 763
Briefwechsel mit Einstein 214
*Der Mensch und das Atom* 276, 309, 351
Kritik an Oppenheimer und Teller 214
-Nachlaß (*Staatsbibliothek Preußischer Kulturbesitz)* 669
Optikbuch, englische Ausgabe 213f.
Verstimmung über Jordan 214
Vortrag über Realität 214

Bornsche Näherung 144, 550, 579, 686, 695, 706, 975, 1291f., 1301, 1308
bei hohen Energie 719
Bose- und Fermi-Teilchen 502
Bosefelder 505
Bosegas 1191
Anregungsspektrum 1347
-Kugelgas 406f., 410
zweidimensionales 1190
Boson-Nukleon Wechselwirkung 647
Bosonen
mit Ruhmasse 0 686
aus Spinoren aufgebaut 939
Bosonenfelder 529
und Spinorfelder, Kommutatoren 469
*Brask-Zettel* 967
Bristol 299
Philosophen-Konferenz April 1957 192f., 299, 326, 354, 403
*Broglie-Festschrift* 214
*Brookhaven National Laboratory* 171, 212, 239, 269, 463, 517, 691, 790, 881, 987, 1000, 1114, 1178, 1189f., 1237
Teilchenbeschleuniger 1189
*Alternating Gradient Synchrotron* 269
*Cosmotron* 546, 550, 1189
*Brookhaven-Türke* (Gürsey) 705, 767, 789, 878, 909, 982
Brüssel 183, 1203
Freie Universität 272
Weltausstellung 1204
Buchhandlung *Stähelin* 1172
Bundesrepublik, atomare Aufrüstung 309
Bures-sur-Yvette 1107

C-Invarianz 145, 600, 608f., 678, 698, 736, 851, 953, 978, 1062
der elektromagnetischen Wechselwirkung 618
C-Konjugation 752
C- oder PT-Invarianz 605
C-Transformation 766
C- und P-Verletzung, Experimente zur 611
*C. G. Jung Institut* 318
Niederlegung der Präsidentschaft 325
Festschrift 350
Kuratorium(s) 317, 420f.
-Sitzung 254, 255f., 317
Studien aus dem 421, 477
Cambridge 243, 354
*Cavendish Laboratory* 353, 364
*low-temperature-meeting* 270, 276, 326
Cambridge, Mass. 1230
MIT-Bibliothek 394
*Cartoon* 1008, 1081
à la Punch 1008
*Nr. 1* und *2* 1081f.
*Tizian-* 989
*The Chairman* 1100
für das Turiner Institut 1083
Casimir
-Effekt 1259, 1325
-Festschrift 512
Castor und Pollux 274
*cauda pavonis* (ganzheitliches Vereinigungssymbol) 27, 30
*CERN*
Bürokratie versus produktive Arbeit 1255
Teilchenbeschleuniger 1189
Alternate Gradient Synchrotron (AGS) 1189
25 GeV-Proton-Synchrotron 1251
28 GeV-Proton-Synchrotron 377f., 550
600 MeV-Synchro-Zyklotron 376, 1251
Synchrotron-Experimente 1236
Theoriefabrik 644
*pragmatists* and *fundamentalists* 1256
Theoretical Studies 1255
*Synchrozyklotronabteilung* 580f.
*Proton Synchrotron Division* 1251, 1296
*Theory Division* 24, 43, 61, 85, 138, 212, 580, 645, 1029, 1135, 1217, 1321
Umsiedlung 521
Konferenz über Hochenergiephysik, 30. Juni bis 5. Juli 1958 (↦ auch unter *Physikerkonferenzen*)
Discussion after Pauli's remark 1225, 1228
Jauchs Bericht 1216
Oppenheimers Abschlußbemerkungen 1218
Paulis Diskussion mit Heisenberg 1224
Paulis Teilnahme 1220
*Proceedings* 1218, 1223, 1227f., 1231
Sektion schwache Wechselwirkung 1212
*Strange-particle*-Sitzung 1210, 1213
System der Rapporteurs 949, 973, 1214, 1217
Tonbandaufzeichnung 1219
*CERN Courier* 1255
Chadhir (der *Grünende*) 275
Chadwick, continuous $\beta$-ray spectrum 1295
Chaos und Symmetrieentstehung 147
*Chapel-Hill-Conference* 585f.
*charge space*, von Salam, d'Espagnat and Prentki 1050
Charge-Conjugation 314
*Chassidismus* 568

Chicago 550, 1346
*Enrico Fermi Institute of Nuclear Studies* (*Fermilab*) 431, 1189
*speakeasies* 1280
*chinesische Revolution*, ↦ Paritätsverletzung
*chiral symmetry* ($\gamma_5$-Transformation) 137f.
Christentum 899
Christus und Teufel 736
perfektionistisches Gottesbild 245
*imitatio Christi* 275
*Chronicle*, article from the 1078
*chymische Hochzeit* 1283, 1286
*Colston Research Society* 403
*Columbia University* (↦ unter New York)
Conform-Gruppe, Gürseys Vorarbeiten 988
*Conjunctio* 1284
von *Sol* und *Luna* 1283
*Convair* 12
*Cornell University* 550, 744, 977
*corpus subtile* (Auferstehungsleib) 1171
CP
-Invarianz 140, 156, 184, 191, 221, 225, 269, 285f., 296, 324, 507, 728, 812, 957, 1091, 1339
Neutrino 295
und P-Invarianz 1341
und T-Invarianz 240, 316, 330, 355, 385
Verletzung 270
Verminderung 1125
-Symmetrie 209
-Verletzung 121
CPT
-Invarianz 114, 216, 415f.
Lokalitäts-Voraussetzung, abgeschwächte 425
Namensgebung 175
physikalische Grundlagen 437
Wightmans Prüfungsvorschlag 240
-Theorem (*strong reflexion theorem*) 96, 145, 176, 285, 396, 406, 436, 508, 511, 599f., 612, 621, 672f., 676f., 679f., 732, 750, 851, 854, 859, 949, 1059, 1264, 1317
Josts (verallgemeinerte) Ableitung 177, 217, 413, 415f., 425, 435f., 1178
Namengebung 111, 189, 209
Schwingers Mitwirkung 103, 213
Teilchen und Antiteilchen 621
und Symmetrien der Wechselwirkung 636
weitere Klärung 426
-Transformation 638
*creatio continua*, Begriffsherkunft 899f.
*crossing symmetry* 1107
Cusanus
als Denktyp 27
*complexio oppositorum* 274
Mathematik und Theologie 433

$\delta'$-Funktion, Einführung 133
Dach-(Konjugations-)Formalismus (↦ auch unter *Dürr*) 1000, 1006, 1028, 1035, 1062, 1124, 1126
-Operation 1076f., 1088, 1127ff.
Dämonologie, experimentelle 555, 557
Daphni 554, 577
Darwinismus, und Neo-Darwinismus 1266
*Davis-Experiment* 81f., 99, 114, 198, 211, 324, 328, 357f., 378, 419, 427, 462, 473
$Cl^{37}$-Experiment 473, 494
Libbys Unterstützung 400, 415, 417, 419, 429
-Matrixelement 331
-Reaktion 181
*De Fluctibus* 558
de Haas-van Alphen-Effekt 372
Delbrück(s)
Arbeit über Physik-Biologie 1298
Gedanken über Leben nach dem Tod 1143f., 1170f., 1196, 1209, 1356
MIT-Vorlesung über Molekularbiologie 1116, 1170, 1253
Phagen-Experimente 1143, 1298
*plot of unemployed physicists* 1271
Traum 1249, 1281, 1297, 1304
Jungs Deutung 1289
über Physik, Biologie und Komplementarität 1120
über sein Unbewußtes 1297
Vortrag im Harnackhaus 1947 1297
Demiurg, gnostischer 1271
Denken
Denkgewohnheiten, überlieferte 525
Verharren in überlieferten 519
Instinkt, Intuition und Gefühl 1275
*detailed balance* 1264
Determinismus oder Indeterminismus 525
Deuteron, Problem der Kernkräfte 74
*Deuteronomium* 570, 571
*Deutsche Chemische Gesellschaft* 581
*Deutsche Mathematik* 255
*Deutsche Physikalische Gesellschaft* 1067
Herbsttagung in Essen 1202
Vorstand 1329
der DDR (Heisenbergs Vortrag) 1083
*deutsche Sehnsucht* 1009
Deutschlandlied 1055
Dharma-Kaya 28, 31
*Dialectica* 558, 598, 1307
Jubiläumsnummer 403
Diamagnetismus 1190

Dimensionsbegriff, Anwendung auf die Psyche 446
Dipolgeist 1165
mit Ruhmasse Null 656, 658, 685f., 707, 1113
versus Komplexgeist 743
ambivalenter 686
*oder* komplexe Geister 1132
Dipolwellen 187
Dirac
Definitionen von *bra* und *ket* 804, 809
-Felder 505
-Gürsey-Gleichung, (für Baryonen) 1198
-Matrizen 893
-$\rho$-Raum 1035
-Spinor 582
-Undor 759
*Direktor Spiegler* (↦ auch unter Pauli, Träume) 808
Dispersionsrelationen 171, 391, 656ff., 725, 952, 976, 1095, 1107, 1213, 1223
Anwendungen 1302
Lee-Modell 672, 699, 722, 1051
Meson-Nukleonstreuung 930, 940
Nukleon-Nukleon-Streuung 564, 872
schwache Wechselwirkung 1257, 1263, 1276
Bohr-Mottelson-Beitrag 1214
Bogoljubovs Arbeiten 1257
Lehmanns *Nicht-Herleitung* 1072
Paulis Desinteresse 974, 1071, 1181
Symanziks Reklame 1261
und Elementarteilchentheorie 940, 947
und Störungstheorie 1257
Bornsche Näherung 1301
und Unitaritätsforderung 1095
unklare Voraussetzungen 1185
Verallgemeinerungen 136
von Chew und Low 397
Züricher Forschungsgruppe 468
Distributionen, Theorie der 1268, 1300
DNA
-Analyse 1143
Delbrücks Arbeiten 1356
Nukleinsäure 593
Watson-Crick-Modell 1253
*Döblinger Gymnasium* (↦ auch unter Pauli) 580
Gedenktafel 1212
*Klasse der Genies* 1212
Maturitätsjahrgang 1918 1368
*Docta ignorantia* 29f.
Dreh-Gruppe 690, 1039, 1062, 1129
des Iso(openspin)raumes 122, 600, 605, 762, 817, 1075
dreidimensionale 1038
und Lorentzgruppe 141
Dresden 467
*Technischen Universität* 467
Drosophila 1280
-Gruppe 1298
*Drückebergerei*, wohlorganisierte 527
Drude-Paradox 99
Dublin, *Institute for Advanced Studies* 520
Dubna (*Ost-CERN*) 547
Dürr
Arbeit über *Dach-Formalismus* 1011f.
Beiträge zur Heisenberg-Paulischen Arbeit 1033
-Formalismus 1159
in Oberwolfach 1160
Manuskript über die *Spinortheorie* 930, 1115
Dyson
Beiträge zur Theorie der Spinwellen und Festkörper 947
*Eddingtonismus* 896
und Feldquantisierung 947
Dyson-Matrix 650
-Potenzreihen 1071, 1094

*École polytechnique* 1135
Edda, Quell des *Mimir* 607
Eddington, Zahlenspekulationen 898
Edinburgh 240, 243, 270, 277, 279, 299, 303, 306, 326, 354, 364, 369, 371, 388, 398
*Tait Institute of Mathematical Physics* 193
*Ritchie Lecture* 278
Ehrenfest, Ausgabe seiner gesammelten Werke 1337
Eichgruppe 81, 294, 314, 329, 330f., 356, 387, 590, 711, 718, 729ff., 734, 974
dreidimensionale 1038
elektromagnetische 600
Erhaltung der Teilchenzahl 691
Existenzfrage 199, 493
schwere und leichte Teilchen 382
viertelzahlige Darstellung 1038
Eichinvarianz (*gauge invariance*) 346, 386, 582, 600, 605, 689, 698
Andersens Arbeit 1023
eichinvariante Größen 714
Källéns *große* 864
*kleine* und *große* 864
Postulat 1193
und Erhaltungssatz 359
Eichtheorie,
Ursprünge der 212
von Yang-Mills 137f., 192, 200, 232, 239, 240, 878
Masse-Problem 139

Eichtransformation 1037f., 1040
*Majorana gauge* 155
*Eidgenössische Sternwarte* 1064
Eigenwertproblem (Spinortheorie) 812, 858, 864, 866f., 873, 882f., 885, 888, 895, 902, 905f., 909, 933f., 938, 948, 953, 959, 968ff., 973, 976, 1010, 1023, 1125, 1175
Behandlungsmethoden 818, 979
Näherungsverfahren 929
Eigenwerte, komplexe 297, 424, 451, 459
von linearen Operatoren (in Räumen ohne Längenbegriff) 444
Eigenzustände (Entartung der Ruhemasse-Zustände) 915
Formulierung 819, 885, 1082
Lösung 915, 1026, 1051, 1054, 1079
anharmonischer Oszillator 1094
Nukleon und $\pi$-Meson 907, 945, 980
Teilchenmassen 936f., 983, 1181
und gleichberechtigte Graphen 957
und zeitgeordnete Produkte 973
Verständnisschwierigkeiten 887
*ειμαρμενη* 555
Einmaliges 484, 597
*Einstein II* (Pauli) 1330
Einstein-Büste, von Hermann Hubacher 489f., 1252
Einzelereignisse, kausal determinierte 520
*Eiserner Vorhang* 1216
*Eisschrank*, für Manuskripte und Briefe 564, 574, 579, 583, 622, 975, 1308f.
Schrank für *Kuriositäten mit Symbolwert* 1308
Eleaten 484
elektrische Ladung
und Baryonenzahl 727
Erhaltung 591
elektrische Näherung 855, 894
und Auswahlregel 857
elektrische Welt (↦ auch unter *Hilbertraum*) 708, 783, 785
ohne schwache Wechselwirkung 826
und unelektrische Welt 691, 693, 705, 707f., 718, 726f., 729, 731, 738, 744, 759, 766
Elektrodynamik
Gültigkeitsgrenzen 170
phänomenologische 594
Elektron
magnetisches Moment 141, 177, 479, 565, 570
Masse, elektromagnetische Natur 858
-Neutrino-Korrelationen 411
-Phonon-Wechselwirkung 1063
Problem der Masse 311
Selbstenergie 519
-Stabilität 68
Elektron-Neutrino-Feld 964
Elektronengehirn, in Princeton 334
Elementar-Teilchen 519
Elementarteilchen (↦ auch *Spinortheorie*) 408, 519
Ableitung aus einfachen mathematischen Strukturen 992, 1168
Bausteine für das *puzzle-Spiel* 792
Anzahl 476
Beschreibung (Heisenbergs Spinortheorie) 1168
*charge and hypercharge multiplet* 136
*Datenbörsen* 547
Dreiteilchenzustände 1074
einheitliche Feldtheorie, Programm 997
Einteilung, in Baryonen und Leptonen 687
*elektroschwache* Theorie 137
*entscheidender Durchbruch* 779
*es wird Tag in der Theorie* 996
Erzeugung im Laboratorium 1236
Fortpflanzungsfunktion 1087, 1267f.
Gruppenstruktur 1228, 1239
Mesonenoktet 136
*multiplet structure* 136
Heisenbergs Theorie 251, 351, 451, 991
*internal symmetries* 1339
Klassifikation 495, 702, 780, 931, 933, 986, 1214
Literaturführer 546
Masse
Bestimmung 973, 1160, 1331
große Massen 684f.
und komplexe Geister 671
und Lebensdauer 671
Massespektrum, empirisches 780
kontinuierliches 791
Massenverhältnisse 1222
ohne Ruhemasse 1027
Ruhmassen 663
Materie-Gleichung 701
mathematisches Strukturbild 728
Mehrteilchenzustände 1090
Mindestanzahl der Felder 1138, 1155
mit elektrischem Dipol 170
neu entdeckte (instabile) 73, 217, 546
Potentiale (komplexe) zur Beschreibung 282ff., 286, 293, 298, 370, 380
punktförmige 587
Quadrupolmomente 626
Quantenzahlentabelle 930, 953f., 957, 959, 979, 1003, 1006, 1034, 1038, 1040, 1053f., 1061f., 1074, 1079, 1090, 1159, 1198
Schraubensinn 957, 1091
Schwingers neue Arbeit 573
Spekulationen 1142

Elementar-Teilchen (Forts.)
Spinorstruktur 962
Theorie 535, 619, 755, 1327
Grundgleichungen 1162
*Klimax* 789
Lage 633
Massenterm 1162
nicht-lineare 777
Programm 1008
*strenge* Erhaltungssätze 779
und Feldphysik 1140
und indefinite Metrik 283
und Symmetrieeigenschaften 548
Unmöglichkeit eines Aufbaus aus einem einzigen Spinorfeld 1066
Wahlverwandtschaften 653
Yukawas Mesonen 992
Elementarteilchenphysik
experimentelle 1189
Geschichte: *Fermilab Symposium* 1346
Pariser Konferenz 217
Situation 1338
Elementarteilchentabellen (↦ unter *Spinor-theorie*)
Empfindung, *introvertierte* und *extravertierte* 485
*En-Sof* 556, 558f.
Energien, komplexe 716
Energiesatz, Gültigkeit 122
England 270
Benzin-Rationierung 279
Entropie 405
und Information 1270ff.
Ergodensatz 1325
Beweis 1270
Erhaltung der elektrischen Ladung 68, 590
Erhaltungssätze 587, 589f.
Durchbrechung der 778
für N und Q 765f.
genäherte Gültigkeit 91, 140, 211
schwache Nichterhaltung 628
wechselwirkungsabhängige 68, 92
Erkenntnis, *extrarationale* 1275
und irrationales Erleben 480
Erkenntnistheorie, Grundproblem 1311
*Erlkönig* 271
Erwartungswerte
Analytizitätseigenschaften der n-fachen 1201
Verhalten in der Nähe des Lichtkegels 794
ESP (*Extra-Sensory Perception*) 259
und Wahrscheinlichkeit 301, 331
kontroverse Fragen 257
-Forschung 301f., 332
Prestigeverlust 257f.
-*Leute* 290
Essen (↦ auch unter *Physikerkonferenzen*) 1246, 1258
*essentia* 26
*ETH-Lausanne* 1064
*ETH-Zürich*
*Abteilung für Militärwissenschaften* 578
*Abteilung für Physik und Mathematik* 1149
*Abteilungs-Konferenzen* 982, 1149
Altersgrenze im Institut 41
bauliche Entwicklung 1152
Berufung neuer Experimental-Physiker 322, 1229f., 1299
Kandidaten für das Wintersemester 1184
Neu-Berufungen 1149, 1255
Schaffung neuer Physikprofessuren 1149
Besoldungsniveau 1343
Einladung von Theoretikern 1058, 1156, 1176, 1180, 1185, 1200
Frauenfelders *Exposé* I und II 25, 322, 325, 1151f., 1238
Festkörperphysik
Ausbau 599
*Laboratorium für Festkörperphysik* 319, 1173
Vorlesungen 1308
Forschungskommission 1199
Forschungsprogramme 1208
Geschichte der Wissenschaft, Seminare 1307
Instituts-Neubauten 982, 1056, 1063, 1078f., 1148, 1155, 1219, 1230
Idee einer *Campus-Universität* 24
Kernphysik
Atomkern-Modellgruppe 1140
Ausstattung 576, 1149
Beta-Spektroskopie 319
*Kernphysik Gruppe* 319
*Kernstrukturgruppe* 1141
*Richtungskorrelationsgruppe* 212f., 319
Scherrers Institut 319
Verstärkung der kernphysikalischen Forschung 598
*Zyklotrongruppe* 25
Kredite 1180, 1200, 1207, 1323
Beiträge zur *Alters- und Hinterlassenen-Versicherung* 1200, 1208
zur Einladung von Theoretikern 1199, 1207
Kreditbewilligung 936
Kreditgesuche 1326, 1328
Philosophie 481

*ETH-Zürich* (Forts.)
Physik, Gesamtproblem 1219
Neuordnung der Physikinstitute 1148, 1151, 1238, 1252
Physikkurse 20f.
Rektor 323
Spannungen im Physikgebäude 1152
Studium 319
Euler
-Feier 407
-Kommission 410
-Werkausgabe 407, 410
Evolution *of the universe* 1174
Evolutionstheorie 1284
biologische Modelle 1267
Delbrücks Einstellung 1143
Ontogenese 289
und Mutationen 1143
und Zeitskala 998, 1179, 1271
Exner, *der greise* 519f., 525
*Experientia* 593, 601, 612, 619f., 630
*Experten* 634, 641, 656, 896, 910, 930, 976, 983, 985, 1026, 1051, 1058, 1082, 1147, 1158
*Dame Physik in den Hades entführt* 1261
der jüngeren Generation 1117
-Geflunker 1261
-*Deformation* (Glaser) 1052
Heisenbergs 981
-Humbug 1166, 1173
Langweiligkeit 1008, 1058
mathematische – 1268
*mathematischer Morast* 1222
Paulis Mißtrauen 1142
Princetoner – 938, 940
-Stil, echter 1222
Verdrehtheiten 1070
Vorzüge und Nachteile 1223
*Exposé*, ↦ unter *ETH-Zürich*

*Fackel* 568
*Faksimile*
des Briefes (vom 12. Februar 1957) an Yang 201–208
von Paulis Entwurfs zur Spinortheorie 827–848
*Faustparodie* 1182
Feinstrukturkonstante 519, 728
Berechnung aus dem Spinorfeld (Heisenberg) 646, 778, 781, 794, 1116f.
Feldbegriff, Entwicklung 558
Vorläufer 532
Felder
mit Spin, allgemeine Betrachtungen 613
Anzahl der Kommutatoren oder Antikommutatoren (zwischen Feldern) 672
Feldgesetze, Invarianz der 707
Feldgleichungen, lokale 672
Lorentzinvariante 468
Symmetrieeigenschaften 1093
Feldoperatoren
Dreier-Kommutator 145
auf dem Lichtkegel 459
Feld(anti-)Kommutator, Regularität 656
Produkte von Feldoperatoren auf dem Lichtkegel, 444
interpolierende 497
positiv definite Metrik 434
Produkte 478, 743, 798, 854, 913, 926, 930, 939
Vakuumerwartungswert dreier 40
Vertauschbarkeit 478, 521, 527
Feldquantisierung 553, 571
*Bleuler-Gupta-Formalismus* 634, 651, 655ff., 670, 688, 743, 909, 1166, 1185
Dreipunktfunktion 479, 535, 545, 915, 1072
Haagsches Axiom 1300
Paulis Rückzug 1187, 1308, 1311
Problematik 519
und Geisterzustände 46
Zukunft 1186
des Sternschen Prinzips 1270
Feldtheoretiker, *Ei des Kolumbus* 906
Feldtheorie 718
aktuelle Entwicklung 503
allgemeine Betrachtungen 617
Ausschließen kräftefreier Teilchen 437
axiomatische 176, 434, 437f., 460, 477ff., 516, 518, 521, 527, 579, 617, 651, 656, 697, 906, 975, 991, 1058f., 1173
einheitliche (Einstein) 992
Einsteins Programm 997
geladene Felder 626
gelehrte Experten der 982, 1322
Grundlagen 408
Haags *Handbuch* (↦ Haag)
*Helden* 496
konventionelle 766
mathematische Struktur der quantisierten 527
physikalische Voraussetzungen 550
renormierbare 1095
Schwierigkeiten 645
und Ausschließungsprinzip 475
und Begriff der Meßbarkeit 754
und Nicht-Lokalität 684
*unnatürliche 2-Felderwirtschaft* 1145
Wightmans *Axiom IV*, ↦ unter *S-Matrix*
Feldvorstellung und Kontinuum in der Antike 597

Fermi
*beta theory (including positron decay)* 1344
-Dirac-Statistik 475
-Teilchen 387
Erhaltungssatzes für 502
-Übergänge 322
und Gamow-Teller-Übergänge 475
-Wechselwirkung 428, 672
Größe der Kopplungskonstante 277
Hypothese einer *universellen* 138, 307, 311, 314, 372
Invarianzen und Erhaltungssätze 123
S oder V 402f.
*Fermilab-Symposium* 73, 550
Fermionen
*fermion number gauge transformation* 1019
*und isofermion number* 879
ununterscheidbare, und Pauli-Prinzip 502
Fernsehen 12
Ferromagnetismus
Lenz-Ising-Modell 589
und Antiferromagnetismus 1188, 1349
und Spinwellen 1349
Festkörperphysik 1327
Halbleiter 1173
Germanium 1063
kondensierte Materie und Elektronentheorie 474
Theorie 1345
Feynman
-Funktion 972
Funktional-Integrationsmethode 1100
-Gell Mann-Hypothese 611, 1309
-Methode 559, 582
-Propagatoren 1320
*Zwillings-Auftritt* mit Gell-Mann 1115, 1158
Vortragsweise 586
Fierz
*Basler Schiller* 630, 657
*Bieridee* 1334
*Bockschießen* 179, 183
-Eckermann-Gespräche 108
Ferrettis CERN-Nachfolger 1217, 1254
*Faust-Brief* 1181
*Goethe-Orgien* 1181
*lebendes Conversations-Lexikon* 108
Kritik der Spinortheorie 1083
Majorana-Realitätsbedingung 304, 328
-Prinzip 605
*psychotherapeutischer Brief* 224
-Terme 113, 319f., 327, 407, 412, 414, 417f., 494, 532, 700
über *Altersverdummung* 1276
Gelegenheitsursachen 224
und die Ideen anderer Leute 1255
USA-Reise 298
Würdigung von Paulis Arbeit 1336
*Figaros Hochzeit* ↦ *Verwechslungskomödie*
*fixed source theory* 346ff.
Flüssigkeiten, Reynoldsche Zahl 92
Fock
Besuch in Kopenhagen 217, 221, 261
*lectures on the theory of relativity* 219
*Fondazione G. Cini* 547
Formfaktoren 1309
Forte dei Marmi 1106
Fortpflanzungsfunktionen, ↦ unter Elementarteilchen
Frankfurt 1079
Frauenfelder
Angst vor 322
Berufung 1237
Besuch in der Schweiz 402, 428, 440, 463
in Hamburg 1302
Paritätsmessungen 401
Polarisationsexperimente 442
Freiburg, *Institut für Grenzgebiete der Psychologie* 302, 336
Freiheitsgrade, innere 499, 500
Freud und Jung 569
Fribourg, *Collège St. Michel* 461
Friedenskomitee, österreichisches 1069
*Froissart-Modell* 1133, 1135, 1142, 1195, 1214
*Fulbright-Stipendien* 936
Funktionentheorie 409
von vielen komplexen Variablen 408
Furry-Theorem 178

$\gamma$-Algebra 876
$\gamma$-Invarianz, und Massen 1059
$\gamma_5$-Invarianz 450, 587, 590, 595, 604, 611, 637, 646, 687, 777f., 786, 903, 908, 926, 967f., 977, 1000f., 1059, 1066, 1240
$\gamma_5$-invariante Welt, Zweiteilung 611, 633, 638
und Diracgleichung 1032
und Ruhmasse 984
Verletzung 658, 978
$\gamma_5$-Operation 761
$\gamma_5$-Spiegelung 761
$\gamma_5$-Transformation 137, 362, 373, 392, 454, 472, 503, 523, 638, 646, 718, 968, 1048, 1146
g-Faktor 1178
Galiläa 462, 566
Gamow
Erkrankung in Boulder 1209
-Teller-Übergänge 406, 453, 474

Ganzheit des Menschen 1275
Ganzheits-Modell 1274
Gegensatzpaare 27, 1282
als *coincidentia oppositorum* 29
Gegensatz-Vereinigung 485, 514, 555, 1283
Symbol der 532, 567
komplementäre 1273
Paradoxie 30
quaternäre 593
Überwindung (*sublimatio*) 26f.
und quantentheoretische Fortsetzung 1286
Gegensatzproblematik 1286
Geister (↦ u. a. auch *Lee-Modell*) 744, 760, 762, 768
*böse* und *gute* 686
-Brief von Glaser 1132
-Dipol und komplexe Dipole 718
-Dipol(e) 32, 34–38, 40, 42, 44, 46, 49ff., 55f., 59, 61, 63, 65f., 79f., 84, 87, 92–95, 103f., 106, 109, 112, 115f., 118, 124, 127, 133f., 143ff., 159–162, 173f., 191, 225, 231, 646, 701, 906, 933
Aufspaltung 57
Einführung 142
-Mathematik 450
mit Ruhmasse Null 701
Null- und Dipolzustand 52f.
Paulis Stetigkeitsargument 63f., 80
und Entartung 39, 41f., 44f., 48, 162
und Symmetrieverminderung 1091
und *Wünschelruten* 43
komplexe 685, 687, 692, 706ff., 719, 726, 741f., 752
komplexe Massen 1113
-Zustände 31ff., 37, 40, 43, 46, 50, 75, 685
Anregungsmöglichkeiten 53f.
metastabile 37
mit negativer Norm 153
nicht entartete 163
Geistererscheinungen, A. Jaffés Studie 368, 1093
Gemisch und reiner Fall 1270
*General Atomics, Westinghouse* 12
*General Electric* 12
Genf 718f., 1199
*Atom For Peace Conference* 1107, 1223, 1363
*Batelle-Institut* 553
*Le Plat d'Argent* 1108
Universität 1192, 1216
*Gengangere* (*revenants*) 1247
Genua 728, 735, 807, 825, 860, 870, 947
*George Washington University* 47
Gibraltar 781, 819, 825, 864, 869f., 872f.
*Giulio Cesare* 870, 873
Glaser
Bericht über die *Geistergeschichte* 1315, 1321
Brief über komplexe Geister 1123
*Expert der lokalen Feldtheorie* 1107
-Froissart-Modell 1179, 1222, 1231
Mitglied der *Theory Division von CERN* 1107
-Modell, Erweiterung 1135
Überlegung zur indefiniten Metrik 1173
Vortrag im Züricher Seminar 1184, 1195
Glasgow 156, 278, 314, 388
Glaube und Staatsvergottung 389
Gnosis 447, 1271
Erkenntnis durch Symbole 241
gnostisch-alchemistisch-mystische Formulierungen 248
gnostische Systeme 447
Gödels Beweis 288
Goldhaber
Kandidat für eine ETH-Professur 1249
-Modell 917, 1028, 1125, 1137, 1145
Gott
anthropomorphe Vorstellungen 389
*complexio oppositorum* 30
Gottesbegriff (Gottesbild) 29, 1274
christlicher 28
persönlicher 556
schwacher Linkshänder (↦ unter *Herrgott*)
*Götterdämmerung*, Ende deutscher Unternehmungen 1116, 1180
Göttingen 1156
Ausschläge der Wünschelruten 43, 66, 79f., 86, 112
*Manifest* 1275
*Max-Planck-Institut für Physik* 43, 178, 993f., 997, 1012
Physikalisches Kolloquium 996f., 1082
Gralsgeschichte 432
Graphen, irreduzible 46
Gravitation(s)
-Abstoßung eines Proton-Antiprotonpaares 170
-Konstante 132
-Quanten 930
-Theorie, Jordans erweiterte 148ff., 287
kanonische Formulierung 78
quantisierte 91
-Wechselwirkung 269
Energie-Impulssatz Verletzung 171
-*Wellen* 219
Graz, Universität 520
Grenoble, *Université de* 1005
Grenzen des Naturerkennens 526

Griechen
Ablehnung der Technologie 555
judaisierte 566
Griechenland 565, 899
und Israel 567
Groningen 261
Großforschung 1150
Grosz, Autobiographie 568
Grundlagenforschung, und industrieller Fortschritt 12
Grundlagenkrisen 28
Gruppe(n)
Darstellungen 959
durch Operatoren 801
endlicher Ordnung 410
Invarianzproblem 988
Invarianten 476
kontinuierliche
in der allgemeinen Relativitätstheorie 465
zyklische 588
Lorentzgruppe 889
symplektische 818
Translations- 561
unitäre – 823
infinitesimale Transformationen 762
Isotopenspingruppe 777
Produktdarstellungen 522
Strahldarstellungen 821–824
SU(2), SU(3) und SU(6) 136, 138f.
U-Gruppe 783, 822
Strahldarstellungen 794, 824, 872
vier-parametrige 691
Verbindung verschiedenartiger 1129
zyklische 589
Gruppentheorie
Einführung 67
und Quantenmechanik 68
Weyls Züricher Vorlesungen 72
Zwei-Vakuum-System 688
*Guggenheim Foundation*, *Fellowships* 1254, 1296
Gupta-Bleulersche Elektrodynamik 1112
Gupta-Methode, und indefinite Metrik (↦ auch unter *Bleuler* und *Feldquantisierung*) 195
Gürsey (↦ auch *Brookhaven-Türke*)
*American scholarship* 987
Ankunft in Berkeley 1056, 1116
Aufenthalt in Berkeley 910, 938, 1020, 1146, 1926
Bewerbung in Princeton 943, 950
*contaminated by the experts* 987
Einladung nach Zürich 950, 985, 1020
-Formalismus 810, 850, 908, 934, 939f., 945f., 948, 974, 996, 1004, 1027, 1034f., 1049f., 1052, 1059, 1062, 1064, 1075, 1077, 1128, 1141
mit einfachem Vakuum 1030
Rollenvertauschung 785
und Dürr-Formalismus 1062
verschiedene Schreibweisen 1047
-Funktionen 1042, 1127
$\phi$-Funktionen 1039
-Gleichung (für das Neutron-Protonpaar) 882, 893, 895, 1160
Isoinvarianz 926
-Isomorphie 784
-Mathematik 930
-Matrizen 693, 727, 729, 731, 757, 761, 878, 896f., 909, 1017, 1030f., 1034, 1037, 1048, 1050, 1052, 1056
Eichtransformation 1036
Kolonnen 1032, 1059
*New York notes* 925, 943, 961
*Nuovo Cimento note* 873
Spannungen mit Lee und Yang 1354
Tätigkeit in Brookhaven 874
-Transformationen 1001
Treffen mit Pauli in New York 932
und Gruppenstruktur der Elementarteilchen 1188
Unkenntnis der indefiniten Metrik 896
Vorträge in Boston 1016

*H-principle* 559f.
H-Theorem 1349
-Komplex (van Hoves Behandlung) 228, 1263
und mikroskopische Reversibilität 1264
Haags *Handbuch der Feldtheorie* 423, 434, 479
Hadronen, Phänomenologie 547
Haifa 462
Halbierungsmotiv 708, 761
Hamburg 413, 429
*Bibliothek Warburg* 238
*Warburg-Stiftung* 271
Einladung 263
*Physikalisches Staatsinstitut* 321, 1329
*Staatsarchiv* 238, 1330
Universität 237, 1238
*Wissenschaftliche Stiftung* 1328
*Handbuch der Physik*
Herausgabe 632
-Artikel
Erscheinen 712
Leidensgeschichte 1308
Real- und Imaginärteil 601, 621, 648, 708, 1308
über $\beta$-Radioaktivität 573
von Källén 530, 564, 569f., 576, 580, 584, 602, 608, 615f.

*Handbuch der Physik* (Forts.)
Umbruch-Korrekturen 621f., 631, 713
von Pauli (Neuauflage) 601, 654
von Pauli und Källén 602
von Rubinowicz 603
von Schwinger 564, 570, 601, 608, 621, 622f., 632
und *Sprachen-Weltgeltung* 632
Hankelfunktion, mit logarithmischer Singularität 798
harmonische Oszillatoren, mit konjugiert komplexen Wurzeln 1157
*Harnackhaus*, Seminare 1298
Harvard 479, 550
Harwell 323, 353f., 372, 388, 1005
*Hausgebrauch* 290
Haustheoretiker 982
He-Problem, in der alten Quantenmechanik 813
Heckmann, Verhalten im 3. Reich 238
Heidelberg 580, 603, 1238, 1258
*electron-polarization experiment with RaE* 1330
*Max-Planck-Institut für medizinische Forschung* 581
*Heidenrösleins Widerruf* (↦ auch unter Panofsky) 413
Heilswege, Projektion 447
Heisenberg(s)
-Ascoli-Arbeit 665f., 685, 707, 738, 766, 780, 854, 1074, 1082, 1091, 1116, 1125, 1160
Bemerkung über von Laue 1080
Bericht an Zimmermann und an Iwanenko 911
Besuche
in Zürich 231, 278, 293, 351, 366, 368, 438, 459, 487, 497, 535, 589, 591, 663, 726, 788, 813f., 900
Abendessen 595
Durchreise am 23. Januar 755
in Genf 779, 781
in Zollikon 778
Briefwechsel
Brief an Haag 949
Brief an Zimmermann 820
*Flutstadium* 707
*Jammerbriefe* 1029f., 1052, 1055, 1080, 1082, 1092
-Darstellung 469
*Der Teil und das Ganze* 737
Doktorprüfung 100
Erholung
in Ischia 781, 996, 1002f., 1011f., 1022, 1053, 1116
in Ascona 135, 145, 147, 158, 163, 185, 188, 226, 251, 290, 294, 298, 351, 368
*Schlacht von Ascona* 294, 548
Erkrankung 292
Virusinfektion 298, 300, 351, 367
*fixe Ideen* 225, 228
Formalismus, allgemeiner Rahmen 651
*fundamentale* (universelle) *Länge* 381, 757, 898, 993
gespaltene Persönlichkeit 1008
*faustische* Erscheinung 66, 86, 87, 1177, 1181
Minderwertigkeitsgefühle 1008, 1092
Physik *als Heilpädagogik* 107
*Trauma* 1008
*Übermensch* (Nietzsche), etc. 989, 995, 1004, 1008, 1057
*Glaubensbekenntnis* 228, 233
*Heisenbergsteigerei* 1146
*Intuition* 1118
Kausalitätsdiskussion mit Fierz 242
-Lee-Modell-Arbeit 486, 497, 516, 533, 589, 591, 649, 758, 805
Paulis Vortrag über 553, 572
mathematische Schwächen 54
*Mogeln* 517, 1118
Rechnenfehler 477, 1222
*Schlamperei* + *Mogeln* 1174
*Schwindel*(*-Annahmen*) 1118, 1120, 1136, 1172
*Verrat der Mathematik* 1115
*-Modell* 282, 285f., 526, 527, 591, 606
Nachlaß 819, 860
neues Münchener Institut 351
Optimismus 1008
Motto *Oh säume länger nicht* 814
-Pauli-Källén-Konflikt 124, 127, 516
Psychologie 44
*Ableuchtung* seines psychologischen Hintergrundes 649
vom gleichen Archetypus ergriffen 808
vom Spiegelungsarchetypus fasziniert 225
Presse- und Radioreklame 989, 995, 998, 1004, 1006ff., 1022f., 1052, 1055
Ärger mit der Presse (Presse-Feldzug) 1030, 1080
zerknirscht über *Press-releases* 1015
*radio advertisement* 989, 997, 1000, 1007, 1009, 1022, 1052, 1057
*Comment* 998
radikale Auffassungen 670, 706
Rückkunft in Göttingen 1105
Ruhmsucht 1057
*à tout prix jung sein* 1181
*schnell noch ein Ei legen* 270
*unersättliches Ruhmbedürfnis* 1008

Heisenberg (Forts.)
*wishful thinking* 143, 168, 280, 915, 1239, 1354
*Sirenengesang* 438, 487
-Theorie, *Nichtexistenz* 1322
über *physikalisch sinnvolle Größen* 670
über *Publikationsreife und Fortschritt* 1145
*Überspringen der Gretchentragödie* 1177
Unterredung, November 1957 708
Uran-Projekt 993
Verbot 152
Vorträge
Berliner Vortrag 1173f.
Genfer Vortrag 1211
Manuskript 1224
Göttinger Kolloquium 989f., 994, 1009–1012, 1080
Planck-Vortrag 1104, 1160, 1182
Rom Vortrag 1055
Scherrersches Kernseminar 451, 487, 591
*Weltformel* 852, 994, 1174
*aus dem hohlen Bauch* 989f., 993
*equation (theory) of everything* 1014, 1107
Interesse der Königin von Griechenland 1345
*theoretische Atombombe* 990
*Zauberformel*, Landaus Eindruck 993
*Zettel* aus Venedig 549f., 639, 640
Zusammenarbeit 390
Anruf aus Göttingen 789
letzte Begegnung am Comer See 1239
Reaktion auf Paulis Absage 1144
Helium, superfluides 578
Helizität 377
Einführung durch Lee 532
Herders Balladensammlung 256
Hermetiker 288
Herrgott, als *Linkshänder* 122
als *schwacher Linkshänder* 82, 508, 514
*High Energy Commission* 376
Hilbertraum 32, 46, 135, 152, 164, 496, 639, 658, 685, 697, 826, 851, 1029
allgemeine Betrachtungen 391
Einteilung (*partition*) 157, 1025
Sektoren 662
höhere 53, 477, 491, 533f., 573
*elektrische* und *unelektrische* Welt 783, 785
*kleine* und *große* Welt (↦ auch unter *Welt*) 782
Makrokausalität 636
Metrik 858, 895, 909
als Wahrscheinlichkeit 743
antisymmetrische 794, 817, 1002
Bemerkungen über 791
Feldoperatoren 1051
geänderte 786f.
indefinite 226, 479, 498, 765, 947, 1025, 1091
nicht-hermitesche 614
positiv definite 697
Pauli-Verbot 782
Quaternität 814
S-Matrices 742
*Spiegelwelt* 886
Spinoren 799
Superpositionsprinzip 505
Teilräume 798
Teilung in I und II 640, 1069
Unterräume 62, 95, 131
Termsysteme 781
Transformationen
invariante 806
pseudounitäre 865
Vektoren, reziproke 253
Verdoppelung 779f.
Vertauschungsrelationen, invariante 1169
Zustände
mit Doppelpol oder einfachem Pol 94, 129, 157
mit einfachem Pol 158
Zustandsvektoren 505, 693
Hilbertraum I 152, 160, 194, 228, 248, 376, 486, 533, 635, 638, 791
Definition 229, 374
Doppelpol 233
Eigenschaften 194f., 234
Geisterdipol 366, 370
Gruppeneigenschaften 195, 233, 235, 366
Kausalität 235
Metrik, positiv definite 886
Sektoren, höhere 570, 572, 637
Sektor N + 2$\theta$ 375
Streuzustände 152, 234
U-Matrix 641
Wellenpakete 235
Zerlegungssatz 366f.
Zustände 443, 535
diskrete 424, 533, 549
Eigenzustände 367
*gute* und *böse* 142, 157, 253
Norm stationärer – 373
unphysikalische 641
Hilbertraum II 80, 160, 442, 534
Abtrennung 646
Metrik 451
indefinite Metrik 443
Zustände 647
Zustände, anormale 160
Zwischenzustände 587f.
Hintergründe, archetypische 510

*Hiranya-garbha* 515
Hiroshima und Nagasaki 309
*homerisches Gelächter* 154, 156
*Homunculus* 108, 1177
Hönggerberg 24, 1148, 1150
Hoyle
  Autobiographie 1205
  *Black Cloud* 1093
  Operntext 1205
Huber, Besuch bei Pauli 485
*Humboldt-Stiftung* 1161
Huntington 568
Hyle 383f.
*hypercharge* 917ff., 921f., 924, 961ff.
  *gauge transformation* 921
Hyperfeinstrukturmessungen 570
Hyperonen 313, 502, 600, 604
  Struktur der 312
  -Zerfall 611
Hyperräume, psychologische Projektionen 447
  der Physik 446
*Hypokeimenon* 383f.
Hypothesen, zur *Rettung der Phänomene* 621

*I Ging* 325, 48f., 1286
IBM 12
Ideen, vom Unbewußten her aufgedrängte 316
Ideengeschichte 596
identische Teilchen 495
  und verborgene Parameter 499
*identitas* 30
Ignorabimusrede 525
Illinois, *University of* 14
Imagination, aktive 256
indefinite Metrik 34f., 42, 44ff., 79f., 86, 94, 112, 117, 124, 132f., 142f., 145, 160ff., 165, 195, 226, 228f., 487, 570, 633, 649ff., 656, 671, 686, 695, 706, 719, 738, 741, 759, 777f., 780f., 804f., 809, 817, 852ff., 860, 864, 871, 887, 896, 931, 958, 973f., 1065, 1079, 1111, 1117f., 1125, 1132, 1140, 1142, 1147, 1155, 1157, 1166, 1174, 1179, 1185, 1194, 1222, 1245, 1273, 1278
  (Anti)-Kommutatoren auf dem Lichtkegel 637
  Arbeit von Ascoli und Minardi 1214
  Besonderheiten 710
  Bogoljubov-Methode 1223
  *des Teufels* 66
  Eigenwertgleichungen 866
  Feldoperatoren 526
    Produkte 972
  *final blow* 1321
  Geisterdipol 666
  Glasers Briefe 1157, 1163
    Einwände 1342
    Übereinstimmung 1197
  im Hilbert-Raum, Bohrs Einwand 1331
  Interpretationsschwierigkeiten 188
  komplexe Energiewerte 654
    Geister 1136
  lokale Wechselwirkung 649
  Modelle
    lorentzinvariante 1353
    relativistische 1188
  Möglichkeiten 1184
  (Un)Brauchbarkeit 1174, 1195, 1218
  Nullzustände, komplexe 669
  Symmetrieverletzungen 707
  Tücken 247
    *Gift* 719
  Wurzeln, komplexe 639, 753, 1025, 1222
Indien 275
  Philosophie und Religion 516
Individualforschung und Teamwork 1150
Individuation(s) 384, 514
  -Prozeß 447, 668, 1203
  -Symbolik 513, 515
Individuum, Spaltung 383
Infeld, Auswanderung nach Israel 270
Informationstheorie 1284
  Information und Entropie 1272
    und Automaten 1302f., 1311
Inkarnation 275
Innsbruck 274
*interaction representation* 469
*International Union of Pure and Applied Physics* 531
*Interscience* 1009
Introjektion (Aufspaltung in Innen- und Außenwelt) 525f.
Intuition 485
Intuitionismus, Brouwers Kontroversen mit Hilbert 558
Invarianten 361, 363, 453, 506
  absolute 499
  invariante Funktionen 673
  Pauli- 453, 456, 458
  Pursey-Pauli- 457
  Relationen zwischen 506
  relative 499
Invarianzprinzipien
  eingeschränkter Gültigkeitsbereich 1026
  und Erhaltungssätze 67
Iowa City, *University of* 479, 1186, 1255
Ischia 1067, 1115, 1132, 1137, 1159
Ising Modell 587
*Isis* (historische Zeitschrift) 262, 264

Iso-Fermionen und -Bosonen 1077
*isofermion number* 590, 877, 879
-Invarianz 888, 896f., 902, 907, 1104, 1127, 1160, 1278, 1289
c-Zahl- und q-Zahl- 908
Iso-Vektor-Bosonen 1241
Iso-Spinoren 633
-Symmetrie, Zerstörung 1039
-Transformation 1031
Isobarenspin-Gruppe 665
Isogruppe 709, 858, 937, 1124
Iso-Drehgruppe 726, 854, 858, 877, 999, 1018, 1025, 1031, 1078
Gültigkeit 903
und Symmetrieverminderung 1278
Isospin 766, 787
Anwendung auf Leptonen 1228
Deutung 802
Entkoppelung vom gewöhnlichem Spin 1079
Erhaltung 917
-Gruppe 736, 779f., 786, 870, 882, 1116, 1127, 1186
Dürrs Manuskript 1032, 1115
und Baryon Erhaltung 849
und Pauli-Gruppe 917
Gürseys Interpretation 1065
halbzahliger 905, 916, 946, 1069
und Ruhemasse 1028
Isospinor
von Dürr 1145
-Bosonenfeld 919
-Raum, Drehwinkel 1036
theoretische Deutung 767
-Transformation 918, 1038, 1075
Isotopenspin 140, 451, 476, 495, 588, 604, 647, 705, 726, 934, 1178
Deutung 758, 789
Erhaltung 91
Freiheitsgrad, neuer 646
Gruppen 800, 1244
Drehgruppe 146, 767
kontinuierliche 633
Halbzahligkeit 1129
Isotropie 190
-Raum (Isoraum) 113, 600, 633, 708, 727, 1043
*baryon number groups* 852
elektrische und nicht-elektrische Welt 789, 794, 798, 800, 813, 817, 820
Isovektor-Ladungsverteilungs-Funktion des Nukleons 1292
Ladungskonjugation 875
Parität 94
Rollenvertauschungen 863
Rotations-Symmetrie 269, 355
Rotationsgruppe 590f., 693, 761, 798f., 852
Spiegelungen 590, 876
und Spinormodell 947
Israel (↦ auch *Jerusalem*) 270, 516, 527, 529, 531, 552, 556f., 565, 575, 577, 580, 592, 1197
*Academy of Sciences* 1121
Antisemitismus 565
arabische Bevölkerung 568
Ausgrabungen (in Hazor) 567f.
Brückenkopf des westlichen Standards 566
*Centre for the Advancement of Human Culture* 1121
Ehegesetze in 567
Einladung 1326
*eiserner Vorhang* 899
*Government* 1122
Hebräisch als Landessprache 568
jüdische Mystik 567
Pulverfaß 565
*Symposium on Nuclear Physics* 1120
*Weizmann Institute* 277
Wissenschaftsgeschichte 596
Zionisten und Lokalpatrioten 567
*Istituto Nazionale di Fisica Nucleare* 314
Italien 565

Jaffé, *Geisterbuch* 1203
Jahwe(s) 555
*amöbische Rache* 580
lokaler Dämon 556
Japan, Kapitulationsverhandlungen 309
Jaspers, Auseinandersetzung mit der Atombombe 352
Jauch
beim CERN 1150
*Jauch-Nachlaß* 322
Jensen-Stech-Transformation (↦ auch *Stech-Jensen-Transformation*) 365
Jerusalem 277, 404, 531, 554, 557, 567, 571, 575, 577, 899, 1122
*eiserner Vorhang* 532
*Hebrew University* 557f., 642
*Omar-Moschee* 532, 567
Paulis Besuch 1326
und Rom 900
wertvolle Privatbibliothek (Schocken) 567, 584
Zweiteilung der Stadt 899
*Jet Propulsion Laboratory* 1356
Jogatext, tibetanischer 26
Jordan
*Der gescheiterte Aufstand* 214f., 272, 277, 289
Verharmlosung der Atomgefahr 215

Jost
Beurlaubungen und Reisen 407, 1155, 1256, 1308
Besuche in Princeton 369, 397, 818
*kam mit leeren Händen* zurück 408
nach Wien verreist 1063
Einstellung zur Physik 975
Lob über seine CPT-Arbeit 1155
mit seiner Hilfe ist nicht mehr zu rechnen 1255
Ruf an die *University of Michigan* 1219
Juden
als Schimpfwort 557
galizische – 566, 568
jüdische Mystik 557, 1326
orthodoxe 567
und Christentum 566
Verfolgungen 568
Jung(s)
80. Geburtstag 289, 1286
*Gegenwart und Zukunft* 388
Psychologie 421
*Psychologie und Alchemie* 553
Skarabäus-Fall 337
Typenlehre 483, 1305
UFO-Buch 1093
psychologische Bedeutung der *Ufos* 668
Jungk *Heller als tausend Sonnen* 214

K-Teilchen
K-Mesonen 156, 178, 285, 312, 395, 502, 576, 600, 604f., 780, 876, 916, 956, 959, 965, 1006, 1046f., 1078
K- und λ-Teilchen 1074
K-Einfang, und innere Konversion 1238
und Hyperonen 1188
Parität 946, 952, 1352
Zerfall 69f., 120, 154ff., 212, 269, 646, 1341
$K_0$-Zerfall 653, 659, 698
$K_+$-Zerfall 216
Kabbalisten 566
*Kaiser-Wilhelm-Institut* 581
*für Hirnforschung* 1286
Kalifornien 870
Källén (*nordischer Herr*) 530
Besuche in der Schweiz 913
Zürich 382, 460, 546
Seminarvortrag 574
*CERN-Konferenz* 1201
Vortrag in Genf 969
Gegner des Spinormodells 1118
*Handbuchartikel* 168f., 564, 574f.
Hochergie-Grenzwert-Methode 1309
*Königsgedanke* 608
Kopenhagen 459
Mailand 39, 221
Professur in Lund 256
Empfehlungsschreiben 168
-Regel 1291
Ruhmassenbetrachtung 1007
Analytizität von n-Punktfunktionen 1180
indefinite Metrik 1175
Verhältnis zu Dyson 946
Zusammenstoß mit Schwinger 378
Kausalität 50, 80, 126, 177, 229, 391
Abweichungen 93f., 105, 129f., 133, 153, 162, 167, 173, 194f.
gebundene Zustände 1120
lokale 32
*Kemmer Nr. 3* 278
Kepler
und Galilei, unterschiedliche Weltansichten 118
-Fludd-Konflikt 555
Kern(e)
-Anregungsfunktion 461
-Energie 12
-Kräfte 100, 605
-Materie 1327
-Modelle 1293
Experten 1310
Schalen- und Tröpfchenmodell 532, 552, 581
$\pi$-Mesonik 609f.
Vorlesung über spezielle 1308
-Resonanz 12
-Waffen (Atom- und Wasserstoffbomben) 992
Wirkung 1103
-Politik der USA 215
Lebensdauer ($K^{40}$-Kerne) in Meteoren 261
tiefe Temperaturen 262
*Kinderschreck* 635
*Kinoshitas Familien* 395, 398
Kitschroman 611
Kittel, *solid state-seminar* 1023
Kitzbühel 1158
Klassiker, Lektüre der 1337
Klein, O.
Besuch in Kopenhagen 191, 221
-Gordon-Gleichung 722, 782, 893, 1014, 1054
für Baryonen 1197
-Gruppe 739f.
-Transformation 660f., 469f., 672, 475, 713, 740
harmlose 495
Kleinsches Theorem 394, 398
Klystron, Entdeckung 156
*Kollaborateur* 969

Kollektiv
-Meinung, naturwissenschaftlich-konventionelle 509
-Psyche 1282
*Kommission für Atomwirtschaft* (KAW) 1172f., 1199
Komplementarität
als Form der Gegensatzvereinigung 1284
archetypische Einreihung 1283
biologische Verallgemeinerung 1254
*Komplementarin* (↦ auch unter Materialismus)
Heilmittel gegen dialektischen Materialismus 221
und Archetypus 1288
und Biologie 1283
Bohrs Bostoner Vortrag 1298
und Raum-Zeit 801
von Bewußtem und Unbewußtem 1305
kondensierte Materie 629
Konformgruppe 796
Königsberg 557
Konjugation 996
Formalismus 937
pseudohermitesche Operatoren 805f., 809
und indfinite Metrik 1054
und Verdoppelung 1001
Konversionselektronen ($\gamma$-Strahlung) 1306
Kopenhagen 243f., 261f., 269f., 276, 299, 304, 326, 352ff., 370, 373, 382, 384, 390f., 394, 408f., 434, 1107
Eindrücke 220
Fock Bericht 218
Gründung eines Institutes für theoretische Physik 60
-Konferenzen 287
Universität 372
wissenschaftliche Zusammenarbeit im *Niels Bohr Institut* 220
Kopenhagener Faust (Faustparodie) 47f., 66, 80, 86, 98, 1182
Kopplung(s)
Bose- und Fermi-Felder 500
-Raum 739
-Terme 1294
Achsialvektor- 1294
Vektor/Achsialvektor- 1309
-Konstanten 471, 473, 497
Bedingungen 470
geometrische Interpretation 482
Invarianten 452, 455, 470f., 522, 524
*nackte* 1233
nichtinterferierende Gruppen 523
Produkte 472, 523
reelle und komplexe 604
renormierte 1117, 1257, 1261
Transformationsverhalten 455, 503, 506
Unverständlichkeit ihrer Größe 119
Korpuskel und Feld, komplementäre Betrachtungsweisen 525
Korrelationen, induktive (Parapsychologie) 332, 334ff., 337, 342
Korrespondenzprinzip 548
kosmische Strahlung 546
Kosmos
Urknall-Hypothese (*big bang*) 171, 272, 901, 1204
*continuous creation* 170, 212, 272
*steady state theory* 171, 1205
Unsymmetrie 548
Koyrés neues Buch 413
Kreisbewegung, perfekte 485
Kreisel, Theorie des 553
Kreml ↦ *schwarzer Kreml*
*Krishna*, der Wagenlenker 510, 515f.
Kristall(e)
magnetische Suszeptibilität 1062
-Klassen, gruppentheoretische Bestimmung 476
Kronig-Penney-Potential 1063
Kubo-Formel 714
Kugelgas ↦ Bose-Kugelgas
Kunststoffe, Polymerisation 12

$\lambda$-Raum 1043
$\Lambda^0$-Teilchen 652, 816f., 857, 861, 903, 967f., 1136
Neutronenzerfall 780
Lebensdauer 659
Ladung (Q)
Erhaltungssatz 68, 588, 604
Wigners Gedankenexperiment 73
Eichgruppe 929
Ladungskonjugation (C) 72, 96, 175, 179, 295, 506, 720, 877, 968, 1048, 1157
und Zeitumkehr 456
Regeln 810
Matrix 1087
Ladungsoperator 666, 733, 738
*strong reflection* 395
Lagrangefunktion 779f., 792, 815, 817, 888, 895, 897, 901ff., 908, 931f., 937, 944f., 952, 954f., 971, 1049
Begriff der 897, 902, 908
Eindeutigkeit 940, 944f., 948, 954, 971f., 981, 994, 1021, 1075
Elimination aus dem Formalismus der Feldquantisierung 1070f.
isoinvariante Form 927, 933
Krolls Auffassung 901, 908, 928
Massenglied 753
Mehrdeutigkeit, scheinbare 972
Symmetrie 1035
und unitäre Metrik 1142

Lagrangefunktion (Forts.)
und Vakuumentartung 978f., 983, 1033
und Vertauschungsrelationen 988, 999f., 1020, 1030, 1052, 1082
von Gürsey 928
von Heisenberg (↦ auch unter *Spinortheorie*) 1026, 1035, 1141
*Lamb-shift* 1178
Landau
Moskauer Rede 1010
skeptische Einstellung zu Heisenbergs Theory 1333
*Landau-inequality* 871
Langeweile und *kompensatorische Lachsalven* 197, 199, 223f., 225
*Lapis Philosophorum* 27
*Laplacescher (Universal-)Geist* 343, 1253f., 1265, 1267
und Demiurg 1271
und Meßprozeß 1267
Laplace-Transformation 641, 651, 656
Laporte-Uhlenbeck-Identität 941
Laportesche Regel 72
Las Vegas 1170
Lausanne, Universität 552
Leben, Beginn 290
Lee und Yang, Physik-Nobelpreis 593
Lee
Einladung nach Zürich 406
Reise nach Israel und Venedig 486
Lee-Modell 32, 35, 37, 42, 50, 55, 66, 106, 111, 116, 158, 213, 250, 381, 390f., 478f., 496, 533, 535, 572f., 638, 656, 716, 738, 853, 1107, 1211, 1225, 1227
A- und B-Zustände 115, 261, 265, 266, 268, 280, 282ff., 286
Aufhebung der Entartungen in beiden Sektoren 162
Ausschluß der höheren Sektoren 709, 719
beliebig herausgegriffenes Modell 251
Berechnung der S-Matrix 84
Beschreibung *physikalischer* Streuvorgänge 162, 526
charakteristische Länge 266
Doppelpol 64f., 84, 93f., 105, 116f., 127ff., 133f., 142f., 185, 228, 231f.
*als eine Art Kinderschreck* 187, 189
Doppelwurzel 434, 477, 486f., 491, 497f., 551, 630, 635f., 638, 641, 645, 648f., 656ff., 672, 777
Aufspaltung 261, 267
Heisenberg-Regel 650, 655
und komplexe Wurzeln 637, 662
durch Lee vernachlässigt 83
Erläuterung der Feldquantisierung 60
Erweiterungen 79, 160, 164
von Heisenberg 267, 381f.
von Källén und Pauli 1210
gebundene Zustände 534
Geisterzustände 44, 54, 133, 159, 477, 379, 491, 520, 1233
*Geist in* (und *aus*) *der Flasche* 42, 162–165, 167, 268
Fierz' *Geisterbeschwörung* 790
*Geistergeschichte* von Glaser und Froissart 1108
Geisterdipole (Dipolgeister) 32, 41f., 115, 373f., 390, 392, 380f., 443, 503, 572, 638, 767, 1015, 1025, 1117, 1231f., 1319, 1333
Aufspaltung 265
und komplexe Wurzeln 1133
Geisterpaare 1112
*gute* und *böse* Geister 1113
komplexe Geister 1231
mit negativer Norm 486
neue 491
oder komplexe Wurzeln 657
reelle Geister, in höheren Sektoren 686
Haags Bericht 368
Hamiltonoid 1273, 1278, 1289
Heisenbergs erweitertes Modell 161f., 391, 422, 629, 928, 1117, 1125
Genfer Vortrag 589
*(long) paper* 462, 1025
*beeindruckende Arbeit* 1058
höhere(n) Sektoren 230f., 284, 286, 459, 636, 641, 1214
*Gestrüpp* 282
Streuzustände in 291
Unglück 1115, 1119
in Oberwolfach 371
indefinite Metrik 124, 228, 298, 634, 1115
und abtrennbare Geister 251
instabile Teilchen 695, 696
Integralgleichung in den beiden Sektoren 165
Interferenzeffekte der $\theta$-Teilchen 643
Källén-Pauli-Arbeit 33f., 50, 52f., 60, 79, 117, 124, 158f., 167, 188, 283, 286, 354
Kausalitätsfragen 231, 265ff., 280, 380
komplexe Wurzeln 635f., 638, 640f., 645–651, 656, 672, 696, 706, 719, 725f., 755, 762, 777, 916, 947, 969, 974, 1052, 1056, 1068, 1118, 1119, 1179, 1218
als instabile Teilchen 695
Komposition zweier gleicher Systeme 1119
mit Mehrkörperkraft 31

Lee-Modell (Forts.)
N-Teilchen 37, 39, 42, 44f., 54, 57, 63, 93, 103, 159, 167, 292
und V-Teilchen 63, 75, 106, 109, 144, 265, 369, 379, 424, 573, 649, 657
und $\theta$-Teilchen 79, 109, 129, 153, 159, 165, 168, 250, 266, 280f., 283f., 291, 635, 663
N-V-Streuung 370, 380
$V_A$-Wellen 281
V-Teilchen 35, 46, 134f., 153, 497, 551, 663, 1112
metastabile 37
stabile 40
*pair theory* 871
Paulis Rückzug aus der Diskussion 118
Vortrag vom 25. November 1957 591
physikalisch zulässige Fragen 690
Quantisierung 438
und Geisterdipole 54
relativistisches Modell (mit komplexen Geistern) 670, 1315f., 1318
Ruhmassenspektrum, kontinuierliches 638
Sektoren 31, 109, 135, 142, 159, 161, 230, 645, 716
2 V-Teilchen 1132
$N + 2\theta$ 390, 629
$N + \theta$ 650, 390
höhere 32, 46, 110, 129, 134, 144, 152, 158, 165, 194
schwere Teilchen 646
viele schwerere Teilchen 694, 755
Störungsrechnung 1132, 1134, 1179
Dipolzustände 163, 379
Streuproblem 92, 109, 265
Streulösungen 367
beim Geisterdipol 193
Streumatrix 93, 117, 725
Unitarität 112
Teilchen-Antiteilchen-Symmetrie 282, 636
Teilraum 80
Topologie 949
Übergang
in den Dipolzustand 63
vom Doppelpol zum Einfachpol 297
unvollständiges Funktionensystem 630, 645, 662, 688
Verletzung der T-Invarianz 726, 1025
zunehmendes Desinteresse 212
Zustände negativer Norm 75
negative Wahrscheinlichkeit 637
*Zwitterstellung* 724
Lee-Yang-Spinor 386
Lehmann
CPT-paper 672f., 678, 682f., 716, 910
*formalism for scalar and spinor fields* 675, 677
für die Hamburger Professur empfohlen 238, 1117
über indefinite Metrik 1175
-Zimmermann-Symanzik-Formalismus ($\mapsto$ auch *LSZ-Formalismus*) 46
Leib-Seele-Problem 520
Leibniz
*prästabilierte* Harmonie 119
*principium identitatis indiscernibilium* 1267
Leiden 82, 261, 269f., 279, 285, 508
Gorters Gruppe 276
Kältelaboratorium 321
Leipzig, *Karl-Marx-Universität* 1167
Leningrad 1003
Lepton(en) 371, 687, 693, 702, 705
*-antilepton matrix* 1019
-Erhaltungssatz 83, 417, 457
Symmetriefragen 784
-Zahl 928, 759
und schwache Wechselwirkung 891
-Zerfall (*model of strong and weak couplings*) 1324
Leptonladung(s) 81, 87, 89, 387, 421f., 465, 812, 857, 952
Auswahlregeln 292
Begriff 198, 387
Eichgruppe 356, 387
-Erhaltung 81f., 87, 90, 102, 111, 114, 123, 181, 185, 198ff., 209, 225, 294, 298, 324, 327f., 355, 382, 385, 398, 400, 411, 415, 418f., 422, 426, 429, 456ff., 471ff., 482, 487f., 494, 497, 528, 532, 611f., 700, 929, 1146
nicht Erhaltung 528
und Baryon-Ladung 387
*Zwitter-Theorien* 81
Les Houches 1005
Lichtkegel 906
-Eigenwertmathematik 974
Oszillatoren am 888
Randbedingung am 885
Regularität am 820, 972
Vakuumerwartungswerte 958
Singularität auf dem 818, 895
Lie Algebra 823
*Lilith* 1093, 1135
Lille (siehe unter Physikerkonferenzen)
Lindauer Nobelpreisträgertreffen 215, 520
Linienbreiten, Störungsverfahren zur Berechnung 144
Links- und Rechts-Schrauben, Modelle 630
Links-Rechts-Symmetrie, und Stärke der Wechselwirkung 276
Liverpool 372

Locarno 764
lokale Feldgleichungen 659f.
Lokalität(s)
-Bedingung 177, 406
Fastlokalität 687, 728
-Forderung II 715
von Jost 697
lokale Wechselwirkung 659, 661
Nicht-Lokalität 643
nicht-lokale Theorien 669, 684f., 688
Vertauschungs-Relationen 689
und indefinite Metrik 766
und Kausalität 733
London 243, 270, 299
*Imperial College* 83, 232, 303, 353
*Kings College* 639
*London-fog* 308
Symposion der *Ciba Foundation* 1955 342
Lorentz-Gruppe 502, 600, 687, 731, 760, 767, 852, 937, 953, 1169, 1242
analytische Fortsetzung 1196
Gültigkeitsgrenzen 239
inhomogene 661, 697
kontinuierliche 199, 324, 416, 436, 605, 675, 677
metrische Grundformen 866
und Isogruppe 866, 930
Vereinigung 940
und Kausalität 796
und Pauli-Gruppe 1012
*unitary restriction* 853
Lorentzinvarianz 209, 216, 753, 764, 766, 1120
empirische Prüfbarkeit 213
Gültigkeitsgrenzen 170
Prüfung bei starker Wechselwirkung 170
und Paritätserhaltung 756
Lorentzmatrix 878, 1017
Lorentztransformation, infinitesimale 469
komplexe 177, 406
*Low-equation* 46, 1236
LSZ (Lehmann, Symanzik, Zimmermann) 1117
-Arbeiten (*die niemand verstehen kann*) 1118
-Formalismus 416
-Methode, ohne Einschalten 1309
Teilchenmassen durch Asymptotenbedingung 1141
LSZ-(Feld)verein 408, 434, 438, 443, 460, 479, 518, 521, 527, 617, 663, 815, 885, 892, 938, 970, 973, 1007, 1051, 1066, 1070, 1079, 1093, 1095, 1186
Asymptotenbedingung 915
Besuch in Princeton 408
CERN-Vertreter 1015, 1070, 1113
Charakterfestigkeit (gegenüber Heisenberg) 1117
dunkle Andeutungen 1071
*Feldvereinsmeinung* 1072
Gepflogenheiten 1290
Mitglieder 478
Paulis affektiver Ausfall 1123
systematische *Drückebergerei* 526, 1179
und Mitläufer 1118
Verrat der Physik 1115, 1118
ungerechte Verurteilung 1177
Überlegenheitsgefühl 974
-Vereine, diverse 818
Versagen 983
*LSZ-Klub* 1175, 1188
auf Abwegen 1163
hochgeschraubte Erwartungen 1185
Mitschuld am allgemeinen Wirrwarr 1147
Paulis Kritik 1155, 1157
Lüders
Aufenthalt in Berkeley 473
Briefwechsel 178
Korrekturen zur TCP-Arbeit 454
Lüders-Pauli-Theorem 96, 102, 111, 124, 285, 355
Schwingers Anteil 114, 174, 209
Max-Planck-Medaille 174, 178
Rückkehr aus den USA 499
Lund 61, 222
Physikinstitut 60

$\mu$-Mesonen 91, 140, 146, 199, 312, 314, 514f., 858, 955, 1041, 1074f., 1077, 1079, 1082, 1130
als Spiegelteilchen von e 1061
*associated production* 1063f.
$\beta$-Zerfall 145, 180, 200, 209, 315
Einfang, Theorie des 197
Lebensdauern 216
magnetisches Moment 70f., 74, 96, 141, 170, 190, 216, 240f.
Masse 917, 1079
Polarisation 120, 154
Quantenzahlen 1040
Salams Theorie mit B-Teilchen 192
Schwierigkeiten (*trouble*) 1068, 1188
spin, Messung 400, 406
starke Wechselwirkung 1124
strangeness 1044
und $\Lambda_0$-Teilchen 857
und $\pi$-Mesonen
Zerfall 169, 226, 244, 295, 305, 307, 330, 360, 422, 497, 524, 986
$\mu$-e-Zerfall 216, 522ff.
Invarianten 524
Theorie des 197
asymmetrischer Zerfall 105

$\mu$-Mesonen (Forts.)
Erzeugung von zwei Neutrinos 155
Experimente 372
*Salam's paper* 232
Zerfallskonstanten 239
Zerfallstheorie von Yang und Lee 189
Machs Axiom 72
Machscher Positivismus 526
Machttrieb, älterer Kollegen 1181
Machtwille, hinter den Naturwissenschaften 1287
Magie
des Lachens 241
schwarze 337
Magneto-Hydrodynamik 1284
*Mahabharata* 345
*Mahayana* (das große Fahrzeug) 27
Mailand 870, 1236
Mainz, *Max-Planck-Institut für Chemie* 398
Majorana
-Bedingung 1241
-Darstellung 222, 227, 295, 298, 304, 363, 470, 760, 782, 897
-Felder 493, 500, 698
-Fierz-Realitätsbedingung 310
-Formulierung 529
-Spinor 386, 1106
-Teilchen 184
-Theorie 81, 172, 184f., 198, 224f., 399f., 419, 429, 502
als Weylsche Theorie aufgefaßt 172
Stromvektor 179
Teilchen und Antiteilchen 179, 294
und Neutrinotheorie des Lichtes 226f.
und Zweikomponententheorie 236, 298
Makro-Observable, Neumanns 245
*Makro-Scherrer* (Reklameeinheit) 1055
Makrokausalität 1072, 1120, 1185
und Unitarität 251
Makromoleküle, X-ray Struktur 1254
Marx, *kommunistisches Manifest* 567
Marxismus, Parallelismus von kirchlicher und marxistischer Staatsreligion 389
Massa Carrara 1249f., 1252
Masse $\mapsto$ unter *Spinortheorie*
*master equation* $\mapsto$ *Transportgleichung*
Materialismus, dialektischer
*Komplementarin*-Kur 261f., 270
Materie (hyle) 1271
Anti-Materie 72, 170
Gravitationsabstoßung 189
spiegelinvariante Struktur 608f.
Antike 384
*Unvollkommenheit* 242
Mathematik
als psychische Projektion 27
Grundlagenkrise 554
und Physik 550
Matrix, unitäre 650
Matrizenkalkül, Spielregeln 444, 449
*Max-Planck-Gesellschaft*, Archiv 1080
*Max-Planck-Institut für Physik* 1164
komplementäre Seite 1156
Umsiedlung nach Münichen 1235, 1249
Max-Planck-Medaille ($\mapsto$ auch unter *Pauli*)
Verleihung an Albert Einstein 1167
Maximalbeobachtung 1271
*maximum measurements, and pure states* 1265f.
Maxwellscher Dämon 1272
Maya 26, 27, 28
als Göttin der Weltillusion 30
Mehrteilchenprobleme 969, 1005, 1140, 1327, 1349
*strong-coupling case* 1276
Meier, Austritt aus dem *Jung-Kuratorium* 421
Meissner-Effekt $\mapsto$ unter *Supraleitung*
Meitner
80. Geburtstag 1247, 1276, 1279, 1295, 1323f., 1331
Beiträge zum $\beta$-Zerfall 1287
Experiment mit Orthmann 1330
Festschrift zum 80. Geburtstag 91
Meitner-Hahn-von Laue-Festschrift 1288, 1294
und Ellis 1295
und das Neutrino 1279, 1294f.
und *$\gamma$-ray spectrum* 1295
Verhältnis zu Delbrück 1297
Meson(en)
Erzeugung 547
Invarianz bei Ladungsumkehr 196
magnetische Dipolmomente 609
-Masse 872
-Meson-Kopplungskonstante 1095
-Nukleon-Streuung 723, 940
und andere neuentdeckte Teilchen 396
und Hyperonen 718
Wechselwirkung 803
Yukawas Theorie 69, 546, 992
Meßapparate 684
und atomistische Konstitution 687
und Schnitt 688
Metalle, Leitfähigkeit 714
Metaphysik
*versteckter Heilsweg* 27
östliche 27
Meteorite, Altersbestimmung 190, 211, 261f.
Metrik
antisymmetrische 745, 750, 758, 760, 781, 785, 791f., 794, 802f., 862, 864
positiv definite 36, 41, 45

Metrik (Forts.)
*pseudounitary transformation* 852
symplektische 778
Theorien mit indefiniter 185
Terminologien 459
und Energietensor (in der Jordanschen Theorie) 148
unitäre 162, 225, 232, 249
Meyer, Werke über *Antikes Christentum* 1223
Michel-Parameter 102f., 137, 154, 209, 212, 523, 986
$\mu$-Mesonenzerfall 232
*Michel-Spektren* 503
Mikrokausalität 854, 1226
Verletzung 1227
mikrokanonisches Ensemble 1264
Millikan
-house in Pasadena 1280
*Science and Religion* 1285
Möbius-Band 288, 290
Molekularbiologie 1143f., 1171
Molekularstrahlen 404
Møller
Besuch in Pisa 191
-Kristensen, nichtlokale Theorie 1120
-Streuung 321, 401, 406, 411
Wirkungsquerschnitte 412
Mont St. Michel 339f.
Moses, ägyptische Abstammung 567
Moskau 433f., 547, 1003
Allunionskonferenz, Oktober 1958 1182
Moslem, Bemerkung über den Koran 1271
Mott-Streuung 321, 401f., 411
*Mount Wilson Observatory* 1285
*Mukti* (= Befreiung), Lehre von 514
München *Hofgarten-Café* 554
Müon
*as a charged isosinglet* 1161
magnetisches Moment 377, 417
-Neutrinos 1190
-Zerfall 377, 506
Mutationen, Treffertheorie 1286
Mystik 1275
jüdische 556
mittelalterliche und östliche 26
und Kabbala 592
westliche und östliche 27
Mythologie
germanische 602
griechische 326, 350
indische 340
Mises Sinnes- 333f.
Perseus 326
Mythos, abendländischer 29
vom Nous 509
n-Punktfunktion 545
Näherungsmethoden 1008
Natur, als mathematische Struktur 242
*Naturerklärung und Psyche*, englische Ausgabe 1136
*Naturforschende Gesellschaft* in Zürich 71, 79, 90, 238, 276, 407
Naturgesetz(e) 1168
Ausdruck göttlicher Herrschaft 119
Befähigung zum Auffinden neuer 1186
einfache Gestalt 992
Formulierung vernünftiger 663
Herrgott als ihr alleiniger Kenner 122
Idee 242
Invarianz 548, 744
Spiegelungsinvarianz 69
und Erhaltungsgesetze 68
und Symmetrie 119, 506, 548
und Zeitumkehr 170
Universalität 1206
Zweifel an der allgemeinen Gültigkeit 118
Naturkonstanten 993
Betazerfall, 126
Naturwissenschaft
Auffinden von Gesetzmäßigkeiten 555
Begriffe, mythologische Ursprünge 533, 554
Einordnung in die Philosophie 484
in ein größeres Ganzes 484
Grenzen (*Netz-Gleichnis*) 291, 340, 485, 484, 597
historische Betrachtungsweise 596
Horizont 480, 483f.
Reproduzierbarkeit der Phänomene 484
und Mystik 566
und Philosophie 557
und Technologie 555
und *Wille zur Macht* 555f.
unvollständige Naturerfassung 484
Neapel 820, 825, 870
Neodarwinismus 997f., 1271f.
Nernstsches Theorem 1270
Neuchâtel 384f., 468
Universität 578, 1238
*Neue Freie Presse* 1369
Neumanns Buch 246
Neumannsche Reihe 151, 166, 187
Konvergenz der 152, 158, 165, 173
Neuplatonismus 555
Neutrino ($\mapsto$ auch unter *Beta-Zerfall*)
-Absorption(s) 494
-Querschnitt 528f.
nach Cowan und Reines 372, 399, 403, 414, 417, 430
Antineutrino 88, 90, 314, 377, 418, 422, 452

Neutrino (Forts.)
Doppel-Neutrinoemission 180, 305
Entartung 887
-Experimente 1189
Cowan-Reines 327, 589, 1295
Davis-Reaktion 327, 328, 329
-Matrixelement 330
-Flux-Messung (*Los Alamos*) 414, 418
-*Pansch-Abteilung* 82
Polarisationsexperimente 422
-Geschichte 91, 190, 1182, 1247, 1277, 1296
Helizität 75, 406, 430
für $e_+$ und $e_-$-Emission 415
Rechtsschraube 179
*anders* geschraubte 322, 475
-Hypothese 67
*Brief an die radioaktiven Damen* 47, 90
Tübinger Gauvereinstagung 47
zwei Neutrinosorten 81
experimenteller Nachweis 1354
innere Freiheitsgrade 453
Ladung(s) 180
-Konjugation 523
*neutrinic charge* (Schwinger) 951f., 963, 987
Lebensdauer 430
Leptonladung 198
Majorana(s)
-Darstellung 296, 356, 381, 855, 890
der $\mu$ 818
-Spinor 853
-Masse 137, 356, 398, 473, 529, 1331
Ruhemasse 86, 88f., 465, 497, 699
und Parität-Nichterhaltung 210
*New York Times*-Bericht 91, 101
Reaktionen 507
Rückstoß
$He^6$ 410, 430
$Ar^{34}$ 442
$Ne^{19}$ und $Ar^{35}$ 462f.
-Experimente 183, 417
-Korrelation, bei $He^6$ 410, 412, 418
Sonnenneutrinos 99, 494
-Spektrum 700
*strangeness* 894, 930, 1115
-Strom 181
und Energieinhalt des Universums 101
und Gravitationsquanten 945
und Masse der B-Teilchen 240
und Neutron 47
und Paritätsverletzung 136, 146, 1021
*Totengräber der Parität* 172
Vorlesungen 80
Zerfälle, mit Neutrionobeteiligung 503
Zwei-Neutrino-Emission 497
-Wechselwirkung (Kopplungskonstanten) 522
Neutrinofeld 472
Normalform 493
Transformationsgruppe 482
Neutrinotheorie
des Lichtes 222, 236, 295, 926, 933
Eichgruppe 199, 211, 454
*Fall von Salam* 101
Gürseys Neutrino 1028
Lee-Yang-Salam-Landau-Theorie 295
Majorana-Theorie 180, 329, 377f., 382, 410
und Zweikomponententheorie 179
Äquivalenz mit Weyl 179, 452, 456
Fierzscher Äquivalenzsatz 386f., 452
*Preston-theory* 417ff., 429f.
*Preston-Telegdi-Goeppert-Mayer-theory* 463
Spiegelneutrinos 970
*Twin Neutrinos* 99, 418, 517
und Pauli-Gruppe 457
Vier-Komponententheorie 171, 399f., 403, 415, 417ff., 430, 482, 529, 532
Wechselwirkungsgraphen 704
Weyl-Theorie 96, 108, 181f., 197, 200
und Majorana-Formulierung 470
Zwei-Komponententheorie 83, 86, 88f., 101, 112ff., 124, 145ff., 172, 179, 181f., 184f., 197f., 223, 269, 276, 279, 285, 294f., 298, 310, 316, 321–324, 327f., 355, 358, 366, 372, 377f., 382, 385f., 398f., 406f., 411, 417, 422, 427f., 456, 463, 466, 470, 474, 487f., 491, 497, 524, 528f., 621, 633, 728, 734, 760, 952, 966, 986
Einwände 410
*No tears for the 2-component theory* 464
Fermi- und Gamow-Teller-Wechselwirkung 261
S-T-Kopplung 410
V-S-Kopplung 414
Landau 191
Lee und Yang 320
Zwei-Zustandstheorien 386, 517
Neutrinowellen 780
Neutron
Dipolmoment 170
Rutherfords Hypothese 1296
Zerfall 418, 428, 462
Betazerfall 457
Richtungsverteilung der Elektronen und Neutrinos 1335
Experiment von Robson 430
-Proton Massenunterschied 588
New South Wales, *University of* 1348

New York 789, 818, 871, 881, 883, 892ff., 897f., 901, 908, 913, 929, 931, 942, 1178
Chinese lunches (↦ auch unter Paritätsverletzung) 240
*Columbia University* 550, 642, 870, 902, 1189
*Pupin Lab* 1354
Besuch der griechischen Königin 1345
*New York Times* 507
Nibelungenlied 530, 602, 632
Nichtstandard-Analysis 1301
Nikolaus von Kues
Koinzidenzlehre 30
mathematische Schriften 447
Nirwana 27ff., 556
*nird vandiva* 26
*Nobelkomitee für Physik*, Landau vorgeschlagen 629
*Non liquet* 1079
NORDITA (Nordisches Institutes für nukleare Forschung) 61, 521, 579ff., 1007
*North American Aviation* 12
*Notre Dame University* 640
*Nous* 556
Nukleonen (↦ auch *Baryonen*)
*hard core* 610
-Masse 1199
mesonischer Ursprung 311
magnetische Momente 346ff., 609
Spinorfeld der 599
-Strukturfunktion 1309
-Zerfall (Kopplungskonstanten) 1261
-Zahl und Ladung, Ganzzahligkeit 1037f.
-Erhaltung 470f., 777
-Streuung 397, 940, 1213
Nullpunkt
-Strahlungsfeld 1259f.
-Energie 1314
*Numinosität*
Angst 225
des Archetypus 511
und Projektion 242
*Nuovo Cimento*, rascher Druck 864
*Nus* (*vovs*) 345
und die Physis 338

Oak Ridge 400, 419, 462
*Oak Ridge National Laboratory* 25, 171, 413, 417, 1189, 1324
Oak-Ridge-Experiment 412, 415
Oberwolfach 369, 371, 373, 376, 381, 390, 392, 399, 422, 459, 535f., 591, 661, 1072, 1137, 1155, 1159, 1164, 1174, 1179, 1187f., 1261, 1263, 1290, 1294
Arbeitstagung 28. April 1957: 391, 546, 1164
April 1958: 1073, 1175
September 1958: Ferienseminar über Hochenergiephysik 1262
*Mathematisches Forschungsinstitut* 393
Paulis Widmung *Humbug* 1157f., 1166, 1173
*Occam's razor* 525
*Odyssee* 1212
Offenbarung, Verkündigung und Form 275
*οιvos* 554
*One Mind* 27f.
Operator(en) 1166
Absorptions- und Emissions- 1166
Adjunktion 1076, 1142
und Konjunktion 1132
antichronologische Produkte 1320
antilineare 664, 699, 731
eichinvariante 688, 1194
Erwartungswerte und Eigenwerte 441, 444, 458
C 692, 729, 752f., 761
O 690, 701f., 708f., 711, 732, 756
O und V 705, 718
Q 710
V 708, 766
*Strich* (↦ auch unter *Strich und Kreuz*) 732, 746
transponierte (Operation *Strich*) 732, 734, 742, 859
pseudohermitesche 439ff., 444, 448ff., 458
Oregon, Universität von 385
Organismus, und Information 1272
Oszillator, anharmonischer 937, 944, 973, 1023, 1051, 1072, 1094, 1100, 1110
mehrzeitige Behandlung 1099
und Tamm-Dancoff-Methode 1096
*ousia* 26, 383, 384

$\pi$-Meson 91, 518, 702, 876, 925, 934, 937, 948, 955, 956, 1007, 1028, 1046, 1054, 1130, 1257
Wechselwirkung 499
Masse 1199
neutrales 1224
$\pi$-$\mu$-Winkelkorrelation 517
$\pi$-Nukleon-Wechselwirkung 1334
Pseudoskalarität 937, 981
Spin 491
Gerüchte 516
symmetrieänderndes 780, 1053
Zerfall 102, 140, 154, 308, 312, 406, 1251
$\pi^0$-Zerfall 646
Ledermans Anisotropie 155
$\pi$-$\beta$ Zerfall, Verbot 308
Polarisation 491

Paartheorie 686
Padua (↦ auch unter *Physikerkonferenzen*) 550f., 556
  Universität von 547
Pais (↦ auch unter *Uhlenbeck-Pais-Modelle*)
  Heirat 270
Palästina 566
*Pandoras Büchse* 97
  Geschichte (von Babrius) 29
Panofsky
  Besuch in Hamburg 309
  *Eindrücke eines versprengten Europäers* 264
  Einladung nach Hamburg 265
    Ablehnung 238
  Europareise 1957 265, 413
  Galilei-Aufsatz 275
  Gedicht vom *Heidenröslein* 237, 262
  Herausgabe seiner Korrespondenz 237, 239
  Nachfolger 263f.
  über seine Hamburger Zeit 264
    *Kunstgeschichtliches Seminar* 237
*Paraklet* 275
Parapsychologie 248, 302, 344f., 597
  *American Society for Psychical Research* 345
  Kartenexperimente 342
  Paranormale Phänomene
    Wahrscheinlichkeitsrechnung 259, 300
  parapsychologische Experimente 342
    Sammlung von Ereignissen 368
  Psi-Fähigkeiten 337
  -Phänomene 301
  Rhines Experimente 255
  Signifikanz 301
  Telepathie und Hellsehen 258
  und astrologische Statistik 336
  und Quantenphysik 345
Parität (P) 96, 505, 593, 733, 1178
  Purseys Bedingung 398
    Pursey-Pauli-Invarianten 467
  Bezeichnungen 72
  *Eigenparität* 505
  experimentelle und theoretische Arbeiten 145
  falsche Übersetzung des Wortes 592
  Kálléns Verwirrung 221
  Laportesche Regel 67, 68
  neue Experimente in England 372
  Nichterhaltung 154
    beim Betazerfall 156
    von Heisenberg erwartet 94
  paritätsverletzende Effekte 473
  Todesanzeige 71, 85f., 107f., 113f.
    durch Blatt 70
  und Spiegelinvarianz 82
Paritätseigenschaften
  Nukleonen 1198
Paritätserhaltung 322, 455, 457, 794
  bei der elektromagnetischen Wechselwirkung 68
  bei Fermi-Wechselwirkung 429, 442, 462f., 464, 517
  beim $\tau$-Mesonen-Zerfall 70
  Experimente 69, 91
    bei der schwachen Wechselwirkung 69
  P-Invarianz 504, 600, 618
    schwache 505
    starke 505
      und schwache 504
  Spektroskopie und – 609
  und Neutrinomasse 103
  und Spiegelungsinvarianz 69
Paritätsfragen 285
  Beziehungen zu Heisenbergs Arbeiten 292
  falsche Arbeiten 396
  Forschungen von Lee und Yang 592
Paritätsoperator 504, 1199
  P-Transformation 493, 503
  Racahsche Festlegung 505
Paritätsverletzung 62, 67, 69, 91, 97, 141, 296, 313, 315, 324, 327, 351, 353, 417, 427, 457, 465, 474, 512, 528f., 532, 599, 609f., 612, 633, 705, 707, 855, 966, 1013, 1061, 1074, 1189
  $\beta$-Zerfall 272
  *chinesischen Revolution* 507, 514f., 592, 898
  *chinesischer Lunch* 507
  Entdeckungsgeschichte 73
    Telegdis Mitteilung 99
  Experimente 113, 121, 183, 276, 320, 382, 509
    Annihilationsstrahlung von $e_+$ 406
    erste experimentelle Hinweise 71, 73
    *Columbia-Bureau experiment* 241
    $Co^{60}$ 73, 353, 442, 643f.
    $Co^{60}$ ($\gamma$-Strahlen) 240
    $\beta$-$\gamma$-Polarisationskorrelation 212
    K-Mesonen 285
  Fermi-Übergänge 322, 415, 474
  Gamow-Teller-Übergänge 462
  *Herrgott als Linkshänder* 70
  Lee und Yangs ursprüngliche Annahme 99
    Priorität 271
  neueste Entwicklungen 1114
  Preprints der Messungen 131
  schwache Wechselwirkung 137
  *Tod der Parity* 238

Paritätsverletzung (Forts.)
und allgemeine Relativitätstheorie 454
und Ladungssymmetrie 190
und Stärke der Wechselwirkung 190
Weisskopfs Modellvorschlag 72
Wetten 40, 70f., 82, 122, 126, 412, 507
Zeitungsberichte 507
in der *New York Times* 73, 96f., 122, 125
Parpan 790
Pasadena 324
*Athenaeum* 1280, 1285
Besuche 1247, 1254
bei Delbrück 1279
*California Institute of Technology* 320, 1171, 1238, 1285
*Drosophila-Gruppe* am Caltech 1298
Paulis *Neutrino-Vortrag* 1931 1280
*pattern of behaviour* 291
Paul, Berufungsfragen 1237
Gastprofessur bei CERN 1236
Ruf nach Zürich 1235
Pauli, Franca
Spaziergang mit Elisabeth Heisenberg 1361
Bemerkungen über Franca 1285
Pauli, Wolfgang
Bekanntschaften:
Beziehung zu Dyson 947
Entfremdung mit Heisenberg 1361
erste Begegnung mit Einstein 1205, 1323
mit Eckart 1254
mit Fierz unzufrieden 623
mit Goldhaber in Brookhaven 1190
mit Gürsey 912
mit Scholem 593
nicht allzu gute Erfahrung mit Indern 1221
Bemerkungen über –:
alte Professoren 1101
Anpassungsschwierigkeiten 1181, 1245
Biologie 997
das *Böcke schießen* 224
Bureaukratie und Staatsmaschinerie 1148, 1156, 1172
die Entstehung von Goethes Erlenkönig 256
*Drogentheorie* 332, 342
Jungsche Psychologie 341
Kalifornienaufenthalt im Sommer 1941 462
nicht zulässiges Vokabular 185
*politics* 462
sein Ich und das Unbewußte 510
sein Studium der Chemie 630
seine diesjährigen Mißerfolge in der Physik 1284
seine Doktorprüfung 99
seine eigene Psychologie 48
seine Gesundheit 1212
seine kanonische Transformation 371
seine Lebenskrise (1930/31) 1279, 1285
seine Rechenfehler 925
seinen *New York talk* 896
Theoretiker-Schulen 1118
über das Fermigas 99
über Delbrücks Traum 1197
über die *Zahl 137* 1361f., 1365f.
Versagen der jüngeren Generation 1222
zur Paritätsverletzung in Rehovoth 642
Briefe (↦ auch unter *Eisschrank* und *Glaser*):
aus New York 904
Bemerkung über Briefe 342
fehlende Gegenbriefe (Fierz) 1119
Faksimile 201–208
Gratulationsbrief für Howald 388
*Jammerbriefe* ↦ unter Heisenberg
Korrespondenz
mit Dürr 1124
mit Einstein 1367
mit Fierz 350
mit Jung 512
mit Glaser 1108
mit Hertha 568
mit Lüders 175
mit Rosbaud 530
mit Salam 138
mit Touschek 305
Salam über die Publikation seiner Briefe 1366
Sammlung und Publikation 1366, 1367
Suche von Stern 1364
Unvollständigkeiten (Frauenfelder) 1322
verschollene Korrespondenzen 190
von Thirring 413
Wirkung 557
Ehrungen:
*citizen of California* 1312
Ehrendoktorverleihung in Hamburg 1328f.
Ernennung zum Ehrenmitglied der *Chemical Society* 628, 630
Max-Planck-Medaille 1171, 1193, 1203, 1211, 1229, 1248, 1234, 1260, 1287, 1296, 1329
Gratulation zur Verleihung 1176

Pauli, Ehrungen (Forts.)
Überbringung nach Zürich 1310, 1332
Übergabe 1169, 1220
Verleihung 1119, 1138, 1167, 1178
Mitglied der *Accademia dei Lincei* 1246, 1248, 1332
der *Niederländischen Akademie* 1192
*Royal Dutch Academy* 1004
*Physics Today*-Gedenkheft 1364
Würdigung
durch den Rektor der ETH 1359
seiner wissenschaftlichen Leistungen 1167
Eigenschaften und Persönlichkeit:
Abneigung gegen Spinoren 197
gegen Unifizierungsideen 1116
Abwendung vom Positivismus 30
*Aggressivität* 408
als *common conscience* 1360
als *Großsiegelbewahrer* der modernen Physik 1330
als Name einer *gestreiften Katze* 156
als *non-universalist* 612
*Anti-Universalismus* 308
als *oracle* der Physik 138, 303
als *Papst* der theoretischen Physik 993
als *Patron* des *C. G. Jung-Instituts* 317, 421
als Sommerfeld-Schüler 166, 173
als Stammkunde der Buchhandlung Rohr 388
als Vermittler zwischen Heisenberg und Kopenhagen 43
als *Vorzeichen-Masochist* 108
alter Vorschlag zu einer Fußnote 804
Angst um die eigene Integrität 511
Besuche des Restaurant Wassberg 1210
Bibliothek, beim CERN 803
Bindungen zum Judentum 557
boshafte Bemerkungen 564
*chevaleresque* to ladies 1209
Dissoziation seiner Geistigkeit 510
eigene konventionelle Widerstände 508, 510
*Eisschrank* (↦ unter *Eisschrank*)
*Ex-Auto* 24
*Humbug* ↦ unter Oberwolfach
*identical with his caricature* 1219
Imitationen 98
*Indian Summer* 873
Interesse an religiösen Problemen 1368
für ostasiatische Religionen 1368
Kritik am Drang nach Publikation 1154
im *old-Pauli-style* 86
*Kurzgeschichten* 255
Nachwirkungen seiner Kritik 478
Pauli-Anekdoten 393
-Effekte 171
in Rehovoth 575
Photos in Israel mit Wu und Staub 642
rationales Denken und irrationale Intuition 484
Rauchen von Schweizer Stumpen 341
seine Autofahrten 512
seine stark entwickelte Intuition 484
seine vergebliche *Diplomatie* 1323
*Sendschreiben an die Heiden* 1177
über *Bockschießen* 224, 241
über Ritterlichkeit 1247
über Romantik 1212
Urteil über Frauen 1139
Wetten, Oppenheimers Angebot 409
Witze, auf Kosten der Psychotherapeuten 254
*Witzkrieg* mit Ehrenfest 1205
Einladungen:
in die USSR 433
nach Berkeley 419
nach Chicago 99
nach Genf im November 1958 1315
nach Hamburg 1220, 1229, 1233f., 1248, 1258, 1287, 1296, 1302, 1328f., 1353
nach Mailand 318
nach Moskau 911
zum Nachtessen in Zollikon 1338
Erkrankung und Tod:
in der Klinik *Rotes Kreuz* 1170, 1182, 1310, 1349, 1355
im Zimmer Nr. *137* 1357, 1365
letzter Tag im Institut 1349
Operation 1357
Operationsbericht 1358f.
Trauerfeier im *Fraumünster* 1358ff.
vernichtender Schmerzanfall 1349
Hochschulangelegenheiten:
Abschreiben seiner Manuskripte 476
Besoldungszulage 1299
Beurlaubung vom Schulratspräsidenten 1114
Bibliothek 485, 558, 568, 603
Ruf an die *University of California* 1150, 1299
Stellung an der ETH bestätigt 180
Urlaubsgesuch 869
Psychologie:
*aktive Imagination* 255

Pauli, Psychologie (Forts.)
Ersuchen um Mitwirkung bei einer parapsychologischen Zeitschrift 257, 259
Gespräch mit Hans Bender 1286
Gutachten für van Dusen 420, 433, 446, 448
Lektüre der Essays zum *I-Ging* 1359
Psychose Anfang der 30er Jahre 1209
Selbst-Therapie 245
Sinn für psychologische Vorgänge 557
Spiegelkomplex 225f., 338, 509
angeregter 777, 808
*angestochener* 224
Beziehung zu Tod und Unsterblichkeit 225
platonischer Spiegelkomplex 316
Stellungnahme zu Jungs *Mysterium Coniunctionis* 254, 325
zu *Mysterium Coniunctionis* III 431
Verhältnis zur Gnosis und hermetischen Philosophie 226
Reisen und Auslandsaufenthalte:
Absage der Rußlandreise 39, 41
am Flugplatz in Rom 577
Aufenthalte in
in Berkeley 397, 409, 462, 578, 642, 728, 758, 763, 789, 811, 864, 869, 872f., 896, 908, 935, 1057, 1101
Muße 912
Birmingham 1139
Brookhaven 789, 1174, 1186–1189
Brüssel 1210
Chicago 1022
Edinburgh 192, 243, 276, 306, 309
Genf 1100
Genua 780
Hamburg 1169
Israel 462
Jerusalem 557
Kopenhagen 39, 40f., 221, 243, 304
London 306, 316
Los Angeles 1208
Mailand 865, 1185, 1206
Neapel 872
New York 877, 895
Odessa 1930 434
Pasadena 1070, 1079f., 1103, 1105f., 1114ff., 1119f., 1133, 1135, 1143, 1158, 1180, 1187, 1197, 1203, 1250
bei Delbrück 1285
in Princeton 528
in Safed 642
Reisen nach
Kalifornien, August 1941 190, 900
Berkeley (mit der Bahn) 807, 1924
Flug von Berkeley nach New York 1172
Amerika 580, 757, 788, 794, 807, 869f.
Ann Arbor 1941 900
Berkeley 531, 582, 586, 1189
Chicago 789, 870, 898, 912
Kalifornien 369, 597
New York (Motonave *Giulio Cesare*) 789, 807, 819f., 870, 873, 883, 1174
Zwischenlandung in Gibraltar 819
England und Kopenhagen 191, 243f., 269f., 276, 299, 304, 318, 326, 352ff., 369f., 382, 384
England 232, 243, 277, 299, 311, 318, 352, 353, 371
Benzin-Streik 354
Birmingham 326
Griechenland (geplante Reise) 1285
Israel 547, 558, 597, 899f.
und Griechenland 532
und Italien 400, 516
Italien (Ferienreise) 212, 396, 417, 477, 559, 565, 1239, 1247
Sommer 1957 527
Moskau (nicht ausgeführt) 1183
Reiselektüre 1329
Reisepläne 221
nach Berkeley und Kongresse 639
für England 278
Rückkehr aus Pasadena 1124
Rückkunft in Zürich 1193
Schriften:
Arbeiten über indefinite Metrik 1138
Artikel in *Experientia* 1277
*Aufsätze und Vorträge* 272, 1261, 1277, 1279, 1359, 1362
Beitrag zur *Bohrfestschrift* (*Spiegelstudie*, *Reflexionsarbeit*) 82, 87, 89, 96, 102, 107, 111, 114, 122f., 141, 145, 175, 210, 285, 427, 435, 437f., 508, 599, 604, 732, 795, 859, 1335
Beitrag zur *Sommerfeld-Festschrift* 1263, 1349
*Exclusion Principle and Quantum Mechanics* 495
*Handbuchartikel* (*neues Testament*) 101, 112, 404, 603, 720
Definitionen 1335

Pauli, Schriften (Forts.)
*Klavierstunde* 256
Kepler-Aufsatz 341, 509, 555, 566, 899ff., 1281, 1283
*Lecture notes* 757
Nachlaß beim CERN 1212
*Naturerklärung und Psyche* 341
*Neutrino-Artikel* 1009, 1256, 1261, 1276, 1279, 1305
englische Übersetzung 1322
Niederschrift des Neutrinovortrags 1251, 1288, 1308
*Nuovo Cimento* Arbeit 690, 741
Gruppe 777
paper 647, 744, 751, 767, 779, 820
*Pauli Memorial Volume* 177, 407, 1363f.
*Phänomen und physikalische Realität* 485, 596, 615
philosophische Arbeiten 1361
Publikationsverzeichnis 464
*Relativitätsartikel* 465, 562, 564, 594, 1204
italienische Ausgabe 1216
*Supplementary Notes* 606
*Spinorarbeit von 1927* 553
Statement zur Paritätsverletzung 532
*Theorie und Experiment* 485
Übersetzungen 586
Schulzeit:
Biologie im Schulunterricht 1212
*Döblinger Gymnasium* 1171
Erinnerungstafel 1367
im *Karzer* 1368
Latein- und Griechisch-Unterricht 1211
*Matura* (Reifeprüfung) 1171, 1211, 1368
in Deutsch 1171
50-Jahresfeier 1367
über Lehrer und Mitschüler 1212
Unterricht in deutscher Literaturgeschichte 1211
*meine atheistisch-aufklärerische Periode* 275
Träume:
als Konflikt mit der konventionellen Wissenschaft gedeuteter Traum 340
aus dem Jahr 1954 316
Deutung von Delbrücks Traum 1284
Liste der 512
mit Beziehung zur Biologie 508
mit Symmetrieverlust 509
Traummaterial 352
*Traumsprache* 511
über Spiegelbilder 111f.
über Spiegelung 338, 352
vom 18. Juni 1932 (vom Spiegelbild) 447, 512
vom 12. März 1957 515
vom 15. Mai 1957 477
vom 18. November 1957 808
vom *Direktor Spiegler* 477, 509f., 515
vom Krieg 592
vom Mann mit Manuskript 510
von der Autofahrt 510
von der Chinesin mit Kind 508, 514
von der Dunklen im Experimentierraum 508–511, 514
von fremden Leuten 350
vom großen Krieg 584
von einem Chauffeur 340
Vorlesungen:
allgemeine Relativität 132
ausgewählte Kapitel aus der Wellenmechanik 741, 752
Feldquantisierung (in Varenna) 1236
Jordans Gravitationstheorie 150
kontinuierliche Gruppen 200
*Lectures* in Berkeley 1114
vom SS 1957 804
*lecture notes* 733, 736, 741f., 752, 765, 767, 791f., 796
Mehrkörperprobleme 1261, 1308, 1349, 1352
Optik 869
spezielle Probleme der Wellenmechanik 439, 460, 672, 683
Theorie der schwachen Wechselwirkung 610, 612, 683, 869, 976f., 1057
Curtius' Ausarbeitung 1056
Thermodynamik 869, 1193
*Varenna-Lectures* 1239, 1245
Vorlesungsstil 98
Wellenmechanik (Hauptvorlesung) 25
Vorträge und Veranstaltungen:
über Heisenbergs Lee-Modell 629, 637, 648, 781
*Columbia lecture* 872, 898, 910, 947
Hamburg 1329
London 353, 354
Mailand 947
Mainzer Vortrag 30, 243, 352, 383, 481, 555, 566, 1274
*New York talk* 809, 869, 871, 902, 1107
Bohrs Einwände 909
Bohrs Kommentar (*not crazy enough*) 1324
Neutrino-Vortrag, 21. Januar 1957 71, 78f., 89f., 96, 99, 121, 123, 238, 254, 276
Aufzeichnungen 90

Pauli, Vorträge und Veranstaltungen (Forts.)
Pasadena Vortrag 1931 1296
*Pisa-Report* 688, 1142
Seminar mit Touschek 1239
Seminarvortrag über Heisenbergs Lee-Modell 629, 634, 777
Teilnahme am *solid state Seminar* von Kittel 1005
über Einstein 1251
über Feldquantisierung in Varenna 1106
über schwache Wechselwirkung in London 303
Werdegang:
Entschluß von 1918, Österreich zu verlassen 1068
frühe Opposition gegen das Establishment 1368
Lebensbilanz 524
Mutter und Vater 1369
in den 20er Jahren in Hamburg 1368
treue Anhänglichkeit für Hamburg 1328
wichtige in Hamburg geleistete Beiträge 1328
Nachlassen seiner schöpferischen Phantasie 1181, 1212
Zeit seiner Lebenskrise 1209
*zwischen allen Stühlen auf der Erde sitzend* 896, 1142, 1007, 1100, 1174, 1177, 1179, 1218
Wissenschaftliche Aktivitäten und Leistungen:
Ausstieg aus der Feldquantisierung 70, 1115f., 1188f., 1223
Beitrag zum TCP-Theorem 175
Beschäftigung mit Biologie 1022
Chairman der CERN-Konferenz 1217
Diskussion über indefinite Metrik mit Glaser 1182
mit den CERN-Theoretikern 1352
mit Feynman und Gell-Mann 1115
Enthusiasmus für die Spinortheorie 812
Erfahrung mit Gruppentheorie 766
erhoffte Zusammenarbeit mit CERN 1255
geplante Arbeit über Kernmodelle und Mehrkörperprobleme 1141, 1188, 1208
Neutrinohypothese 1288
optimistischere Einstellung zu Heisenbergs Modell 379
positive Einstellung zum CERN 1255
Rückzug in die Geschichte der Physik 1181
Vorschlag eines Kernspins 72
Zusammenarbeit
mit Gürsey 809, 1140, 1182
mit Theoretikern des *Radiation Laboratory* 1115
Zusammenarbeit mit Heisenberg:
Aufkündigung der gemeinsamen Publikation 1124, 1138, 1141
Beihilfe zu Heisenbergs *Kreditfähigkeit* 1008
enge Zusammenarbeit 407, 767, 808, 811
Essen Bahnhofs-Buffet 777, 781, 808, 887, 1069f.
Favorisierung des Lee-Modells mit komplexen Wurzeln 635
*Feldzug in Deutschland* 790
Genfer *lunch* mit Heisenberg und Feynman 1268
Gerüchte über die Pauli-Heisenberg Arbeit 935
kritische Einstellung zu Heisenberg 1322
Maskenspiele unter Heisenbergs Verführung 1178
schwierige *Allianz* mit Heisenberg 902, 915, 1083
*aus dem Heisenberg-Zug ausgestiegen* 1157
Treffen am 15. November 1957 621, 633, 807
vor der USA-Reise 791
*Umklammerung* durch Heisenberg 350
von Heisenberg entdeckte Rechenfehler 904
Pauli-Gruppe 473, 493, 779f., 918, 1064, 1146, 1243
Isomorphismus zur Iso-Rotation 1018
und Lorentz-Gruppe 1047
und Touschek-Gruppen 741
Verallgemeinerung 1242
-Invarianten 473, 503
-Invarianz 1066
Spinorfeld mit – 1136
-Prinzip (oder -*Verbot*) 152, 284, 411, 502, 586
historischer Vorläufer 1267
im Hilbertraum 782
-(Spin)-Matrizen 501, 928, 1034, 103f.
-Transformation (I und II) 860, 874f., 881, 935, 1031, 1048, 1075, 1169
Isomorphismus mit der Isodrehung 1066
und Touschek-Transformationen 742
Pavia 289
PC-Invarianz 293
oder T-Invarianz 294

PCT-Theorem (↦ unter *CPT*)
Peierls, Besuch in Kopenhagen 191
Pennsylvania State University 24
Pentateuch 571
*Pergamon Press* 632, 1009
Periodensystem, Geschichte 631
Permutationsgruppen, und quantisierte Wellenfelder 495
Perseus 316f., 339, 350, 515
  mythologische Deutung 327
  Sternbild 509
    *Nova GK Persei* 1901 327
*Pfad der Erlösung* 1274
Phagenforschung (↦ unter *Delbrück*)
Phänomene, nicht-reproduzierbare 290, 291
  *Rettung* 484
Phasentransformationen 889
Philosophie 555
  Aufgaben der 484
  chinesische 484
  griechische 484
  materialistische 1182
  *Philosophie ouverte* 598, 1307
  Philosoph und Naturwissenschaftler 1275
  Philosophenkongreß 1954 in Zürich 596
  Vorliebe für Abkürzungen 485
Phononengas, mit Poisseuille-Strömung 578
  Hydrodynamik 475
Photonen 1184
  aus einem Spinorfeld abgeleitete 1174
Phycomyces (*Phyco mykés*) 318, 338f., 343, 350, 509, 511, 515, 592f., 1171, 1203, 1284, 1298, 1304
  als *Strickstrumpf* 1356
Physik
  alchemistische 555
  Biologie und Komplementarität 1116
  das amerikanische System 16
  Experimentalphysik versus Theorie 15
  in der Schweiz 320
    Professuren 384
  Inspiration bei Vorstößen ins Unbekannte 651
  mit Persönlichem verwobene 224
  physikalische Forschung und technische Anwendung 12
  Publikationsgeschwindigkeit 12
  unanalysierte 436
  und Biologie 316, 318, 338, 509, 1170, 1203, 1254, 1279, 1281, 1284
  und Psychologie 510, 515
  Unfruchtbarkeit des axiomatischen Verfahrens 651
  Weltbild 991
*Physikalische Gesellschaft in der DDR* 1167
Physiker
  als *mad scientist* 31
  als *offizieller Pandora-Büchsenöffner* 29
Physikerkonferenzen
  Bad Nauheim, *Naturforscher-Versammlung* 1920 1323
  Bern, Relativitätskonferenz 213f., 218
  Brunnen 299
  Essen 3.–7. Oktober 1958, Herbsttagung der DPG 1169, 1202, 1220f., 1229, 1234, 1310, 1329
  Gatlinburg 1324
  Genfer Konferenz 1179, 1203, 1215
    CERN 870, 1024
    CERN-Konferenz über Hochenergiephysik, 30. Juni bis 5. Juli 1958 308, 451, 870, 982, 994, 1024, 1100, 1106, 1108, 1140f., 1172, 1174, 1183, 1190, 1193, 1195f., 1208, 1234, 1254, 1257, 1193, 1345
      Pauli als *chairman* (Cartoon) 1179
  Heidelberg 1951 262, 323, 603
    Physikertagung September 1957 193
  Lille, 3.–8. Juni 1957: Konferenz über mathematische Probleme der Quantenfeldtheorie 221, 269, 400f., 416f., 439, 565, 569, 574, 1059
    Schwingers Vortrag 479
  Moskauer Allunionskonferenz, Oktober 1958 1182
  New York meeting 1020
    vom 30. Januar–2. Februar 1957 (über Paritätsverletzung): 47f., 169, 175, 170, 177, 193, 200, 209, 396
  Padua-Venedig-Konferenz 396, 518, 531, 547, 550, 565, 596, 612, 668, 946, 951, 973
  Palermo 1106
  Pasadena 1931 1247
  Pisa-Konferenz 56, 66, 79f., 115, 284, 286
  *Rehovoth Conference on Nuclear Structure*, September 1957 169, 212f., 262, 272, 277, 299, 322, 324, 396, 400f., 404, 407, 410, 498, 531, 552, 565, 580, 612, 1122
    *Daily Bulletins* 575
    *jocular bulletin* 642
    *special bulletin* 574
    *Proceedings* 531
  Rochester-Konferenz 217, 299, 302, 307, 321, 350, 369, 376, 378, 382f., 386, 395, 398f., 401f., 438, 1190
    1956: sowjetische Teilnahme 377
    15.–19. April 1957: 39, 41, 69, 147, 178, 191f., 376, 200, 212, 217, 221, 536, 546, 550
    April 1958: 376, 1216

Physikerkonferenzen, Rochester-Konferenz (Forts.)
*Proceedings* 1238
Källéns Zusammenstoß mit Schwinger 397
*Mass-meeting* 298
neues Rapporteursystem 931, 946
Paulis Chairmanship 975
Rome 1931 1247, 1280, 1286, 1296
*dancing party* 1147
*Seattle*, 17.–21. September 1956: 69, 137, 147, 212, 215, 217
*Solvay-Kongresse*
Verschickung der Reports 973
1927: 268
nette Geschichte über Lorentz 1337
1933: 97, 101, 122, 125, 1296, 1331
Fermis $\beta$-Theorie 1296
1954: 272
1958: *Evolution of the Universe* 528, 639, 869, 901, 982, 1106, 1140, 1172, 1174, 1179, 1193, 1197, 1204ff., 1208
Tennessee, on weak interactions 1331
Turin-Konferenz, Herbst 1956 1183
Venedig-Konferenz 1957 100
Venedig-Padua-Konferenz 318, 401, 410, 504, 551, 553, 610, 899
Varenna, Sommerschule in der Villa Monastero 577, 811f., 1062, 1106, 1216, 1231, 1236–1239, 1245f., 1249ff., 1257, 1261, 1267f., 1288, 1321, 1354
21. Juli–9. August 1958 1216
Höhenstrahlungs-Konferenz 451, 491
-Konferenz 1107, 1224
-Tagung, 21. Juli–9. August 1958 1238, 1252
Wiesbaden, 30. September 1958 1236
Physis und Psyche 446, 1203
Physisches und Psychisches, Parallelkomponenten 289
*Pion physics* 546
Pion-Nukleon-Wechselwirkung 1261
Pion-Wechselwirkung, und Renormalisations-Philosophie 1233
Pisa, *Istituto di Fisica Nucleare* 314
Pittsburgh 550
Planck, als langweiliger Gelehrter 1178
Planck-Feier 1080, 1082, 1126, 1166
Festschrift, Kockels Anfrage 812
Heisenbergs Vortrag 1124, 1167
Umwandlung in eine *Heisenberg-Feier* 1067, 1083
Veranstaltungen in Ost und West 1067
Planck-Medaille 1184, 1202, 1234, 1246, 1258
Stiftung der 1167
Planet, der technisch immer kleiner werdende 519
Planeten, Eigenrotation 1069
Platon, Ideenlehre 242
*Timaios* 621
perfektionistische Philosophie 245
Pneuma 571
Vorläufer unseres Feldbegriffes 532, 554
Polen, Antisemitismus 277
Positronen
-Emission von $Co^{58}$ 508
Entstehung 547
Polarisationsexperimente 1230
bei $Ga^{66}$ 429, 463
-Radioaktivität 126
Positronium 981
Potentialstreuung, relativistische 723
Präkognition
Platzexperimente 343, 345
Princeton 407, 527, 550, 564, 640, 900, 975, 1157, 1187
Ansammlung von Feldphysikern 409
Arbeiten über *many body problem* 1342
*Experten* 910
Göttinger Kolonie 779, 949
*Institute for Advanced Study* 238, 265, 408
Besucher 410
*Palmer Physical Laboratory* 74
*School of Historical Studies* 263, 264
Princetoner Theoretiker 412
*Princetongruppe*, erwarteter Widerspruch der 947
*principium individuationis* 383
*privatio boni* Lehre 389
Projektion eines Heilsweges 28
*vera imaginatione, non phantastica* 242
Projektionsoperatoren 370, 453, 613, 624, 627, 802, 1010, 1042ff., 1046, 1054, 1087, 1101–1104, 1129, 1131, 1159, 1160, 1198
für Baryonenzustände 879
für negative Energien 1044
im Isoraum 691
Invarianz der 458
Propagatoren 637, 1113, 1273
auf dem Lichtkegel 686, 1117
zeitliches Anwachsen 1132
Proton (und Neutron)
magnetisches Moment 141
Masse 861
-Neutron-System, Beschreibung durch Quaternionen 815
-$\pi$-Meson, Massenverhältnis 996
Stabilität 68
Pruett-Faktor 210f., 329, 356, 371f.
Psychologie
Anima-Funktion 1304

Psychologie (Forts.)
Freud versus Jung 569
gefühlsgeladene Einstellung 339
Projektion 27
des Schattens 389
Psychisches und Physisches 1171
psychologische Funktionen 483, 1275
Psychophysik 421
psychophysisches Problem 318, 338f., 350, 509, 514
Tiefenpsychologie 1286
und Physik 338
PT-Invarianz 145, 600
oder C-Invarianz 604
Publizieren und Verstehen
Nichtvertauschbarkeit von 1125
als Selbstzweck 1138
*Pudel* (= indefinite Metrik) 66, 80, 86, 112, 142, 188, 637
*hat seinen Kern enthüllt* 762
Kern des – 439, 441, 535, 637f., 736
Schliche des – 143, 165, 167
Puerto Vallarta (Weigles Häuschen) 1356
*Pughwash*-Konferenzen 1069
*Purdue University* in Lafayette, Indiana 11, 24, 461, 1238
Pythagoräer 808
Entdeckung des Irrationalen 242
Lehre 481
Schwur 794
Vierzahl der 593

Q und N-Gruppe 762
Quantenelektrodynamik (QED) 478, 516, 521, 526, 535, 546, 601, 616, 1194
Abschneideverfahren 52
adiabatisches Einschalten (↦ auch unter *Wechselwirkung*) 479
als brauchbares Modell einer Feldtheorie 1178
Bleuler-Gupta-Form 1120, 1185
Bleuler-Gupta-Methode (↦ auch unter *Gupta* und *Feldquantisierung*) 497
Buch von Jauch und Rohrlich 51f., 60
Feldoperatorenprodukte 902
Fermis Beitrag 1331
Formfaktoren 1196
Renormierung(s) 45, 1178
-Konstante, neue 1294
-Philosophie 686
-Schwierigkeiten 579
traditionelle 896
und eichinvariante Größen 1194
und Regularisation mit Hilfe eines Feldes 1015
und Vakuumerwartungswerte 903
und Vektorkopplung 1301
Quantenfeldtheorie
*asymptotic conditions* 521
Bemerkungen zur 436
einheitliche 1125
Fundamentalaxiom 1226
gegenwärtiger Zustand 415
Konstruktion konkreter Modelle 1186
Lage 438
*letzter Rettungsversuch* 1179
Möglichkeit der Renormalisierung 51
Møller-Kristensen-Theorie 1185
Quantisierungsvorschrift 1278
relativistische 548
Terminologie 439, 441
und Hilbertraum 51
Unvollständigkeit 168
Quantenmechanik
Gespräche über die Grundlagen (mit Bohr) 219
mathematische Grundlagen 1307
Maximalbeobachtung 1253
Mischungen ohne Observablen 1312
und allgemeine Relativitätstheorie 520, 571
Quantisierung(s)
mit indefiniter Metrik 1300
-Methoden
*Constraint*-Methode 582, 585
Feynman-Methode 585
Quaternionen 1037
und Drehungen 553

Rabi, *heart troubles* 462, 556
Radar 12
Radarsystem zur Beobachtung von Ufos 667
*Radiation Laboratory* ↦ unter Berkeley
Radioaktivität, und Zeitmessung 190
radioaktive Elemente, Anwendung 12
Radioastronomie 1106
RaE, und T-Invarianz 1263, 1299
Rankes *Geschichtsperioden* 263f.
Rationalismus, Rückseite 555
Raum
Thirrings Theorie des *inneren* 475f.
-Zeit-Beschreibung 853
bei einem Dipolgeist 1070
-Struktur 500
Reaktorforschung 1150
Rechenmaschinen, elektrische 996f., 1010
Rechts-Links-Spiegelung 592
Reflexion, starke (SR) 123f., 145, 435
Reflexionsfragen 147
Reflexionsinvarianz (bei der Fermi-Wechselwirkung) 126
Regularisierung(s) 434, 437, 451
-Versuche und Geister 1015

Regularitätsannahmen auf dem Lichtkegel, und indefinite Metrik 1118
Rehovoth (↦ auch unter *Physikerkonferenzen*) 531, 565
*Weizmann Institut* 272, 642
*Reines Licht* (Gott) 27f.
Lehre vom 30
Reines, Besuch bei Pauli 1277
Reisebeschränkungen 376
Relativität, allgemeine
*flux-integral* 581
*flux-theorem* 559f., 563, 564
general coordinate-covariance 582
H-Prinzip 586
Jordans Theorie 132
Kovarianz 465
metrische und topologische Eigenschaften des Raumes 446
Relativitätstheorie 991
und Quantentheorie 519
Prüfung der speziellen und allgemeinen 189
vergangene Zeiten 1068
Religion
Entmythologisierung 389
Religionsphilosophisches 1275
und jüdische Mystik 555
Remagen, Rhein-Brücke bei 767f.
Renormierung (↦ unter *Quantenelektrodynamik*)
Reproduzierbarkeit 342
versus Einmaligkeit 485
*res cogitantes* 28
*Reuter-Agency* 995, 1007
Telephonat der 1008
Reversibilität, mikroskopische 1264
*Rigveda* 275
*Rochester University* 24, 1139
Rom, *Istituto Nazionale di Fisica Nucleare* 279, 645
Universität 156
Röntgenstrahlinterferenzen, Entdeckung der 558
Rosbaud
Besuch in Zollikon 586
Rotationsgruppe 687, 708, 721, 1196
des Isoraumes 633, 850
*Royal Society* 273f.
Rückstoßexperimente (↦ unter *Beta-Zerfall*)
Ruhmasse, Zustände mit komplexer 649, 651, 685
Rußland 566
russische Physiker 547

S-Matrix 46, 58, 63, 65f., 75, 112, 281, 453, 496, 616, 641, 650f., 663, 670, 684, 686, 689, 706, 726, 737, 1232
allgemeine Formel 409
als Limes einer zeitabhängigen Transformationsmatrix 639
Analytizität 451
Berechnung 211
Diskontinuität 113
Geisterdipole 61, 105
Heisenbergs anhaltendes Vertrauen 191
Interpolation durch Feldoperatoren 496
Kausalitätsabweichungen 57, 188
*macroscopic space-time description* 1025
Makrokausalität 250
und Mikrokausalität 1215
mit Dipolgeist 116
mit virtuellen Geistern 1320
normale Zustände 53, 159
Pole 375, 496
Stetigkeitsargument 64
Streuproblem 157
einlaufende und auslaufende Wellen 185, 187
Streuung und gebundene Zustände 496
Streuzustände 129
und indefinite Metrik 497
und Störungsrechnung 1111ff.
und *theory of strong coupling* 911
Unitarität 32, 40, 51f., 54, 106, 109f., 129, 142, 144, 159, 162, 167, 174, 185, 187f., 194, 232, 266, 367, 373, 375, 380, 391, 416, 434f., 438, 459f., 479, 496, 527, 534, 551, 572ff., 578f., 587, 636, 658, 974, 1091, 1111f., 1118, 1120, 1135, 1185, 1195, 1233
bei auslaufenden Wellen 250
für Streuzustände 79f.
in sämtlichen Sektoren 94
Nicht-Unitarität 34, 38ff., 42, 105, 115, 118, 135
Unitaritätsbeweise 134f.
von Heisenberg 128
Unstetigkeit 80
Wightmans *Axiom IV* 437, 460, 478f., 516, 518
-Elemente 370, 398
Invarianz 371
$\Sigma$-Phänomene 290
und kausale Fixation 290
und Wahrscheinlichkeitsbegriff 290
Saclay 1135
Safed 558, 566, 899, 1326
Synagoge 558, 566
Salam
*Bock geschossen* 236
in Paris 222
*Salamscher Salat* 244

Salam (Forts.)
Vorschlag für den Nobelpreis 136
*Inaugural lecture* 648
*Samadhi* 27
*Samsara* 514
*Sangsara* 28f.
*Sankara*, persönlicher *Ishiwara* 556
Sant Feliu de Guixols, historische Symmetrietagung 97
*sapientia Dei* 432
Sarazenen 1247
Sartori 27
Satan, bildliche Darstellungen 584
im alten Testament 737
Schafroth
Berufung nach Genf 385, 1349
Europareise 1348
Scherrer
-Festschrift 24, 213, 320, 323, 518
Nachfolger 24
Rücktritt 1149
*Schweizer Physikzar* 23
*Schillergedicht* (↦ auch *Basler Schiller*) 671
Schnitt
Heisenbergscher 732
zwischen Beobachter und beobachtetem System 706, 718
Schrödinger,
70. Geburtstag 518
fehlende Festschriften 519
biologische Ideen (peinliche Popularisierung) 1298
Sehnsucht *in die Zeit vor 1927* 519
*Schrödingers Katze* 1205
schwache Wechselwirkung 70, 91, 146, 274, 370, 505ff., 588, 591, 601, 604f., 618, 687f., 692, 701, 705, 707f., 728, 734, 743ff., 757, 759f., 767, 793f., 856, 1256, 1062, 1345
Asymmetrie 514
Aufzeichnungen 1257
Konferenz (der *weak interactors*) in Gatlinburg 1324
Feynmans neuer Modellvorschlag 1324
Kopplungskonstanten 647, 1063, 1296
Bestimmung des $C_A/C_V$ Kopplungsverhältnisses 548
*GT-F-Interferenzterm* 517
schwache Kopplung 312
Lokalitätsabweichungen 855
schwache Nichtlokalität 817
neue Experimente in England 610
Nicht-Erhaltungsgrößen 943
Paritätsverletzungen 611
$t_3$-Nichterhaltung 932
Paulis Eichtransformation 878
phänomenologische Beschreibung 1261
schwache Fermi-Wechselwirkung 316
superschwache – und Energieerhaltung 212
Symmetrieeigenschaften 798, 812, 854f.
Symmetrieverminderung 1069f., 1091
und komplexe Geister 707, 1069
und Neutrino 1013, 1028
Weyls Neutrino 611
und Pionen 1105
Verhältnisses beim Betazerfall 1296
Vertauschungsrelationen 469
von $\mu$ (bei großer Masse) 1074
Vorlesung 596
Züricher Forschungsgruppe 468
Schwankungsquadrat (↦ auch unter *Wellenpakete*) 380, 651
lokales 688
des Feldes, N- und $\theta$-Teilchen 662
*Schwanzfresser* 288
*schwarzer Kreml* 555, 557f., 567, 899
Schweiz
Abwanderung von Physikern 10f., 17, 24f.
Haupt-Ausfuhrland für Physiker 16
Physiker in den USA 986
Berufsaussichten für Physiker 398
*Bundesamt für Wissenschaft und Forschung* 1159
*Exposé* über die Lage der Physik (↦ auch unter *ETH-Zürich*) 1238
*Lage der Physik* 10–23, 1138, 1150, 1238
Forschung und Lehre in der Physik 18
Arbeitsbedingungen und wissenschaftliche Zusammenarbeit 15f.
Ausbildung der Physiker 13f., 20
finanzielle Forschungsförderung 1148
Grundlagenforschung 1148
Lehrpläne der Physik 14
Physikunterricht 24
wissenschaftliche Produktivität 13
Gefahr des Zurückbleibens in der Physik 18
Rückstand der wissenschaftlichen Forschung 1151
Hochschul- versus Industriegehälter 22
Physikergehälter 17
internationale Zusammenarbeit 531
*Kommission für Atomwissenschaft* 1151, 1180, 1199, 1207
*Normalwetter* 1223
Physikinstitute 16, 19
Planung eines theoretischen Forschungsinstitutes 23

Schweiz, Physikinstitute (Forts.)
Planung eines zentralen Institutes für Kernphysik 19, 325
Zentral-Laboratorium für Physik 11, 324
Reform der Schweizerischen Physik 429
Wissenschaftspolitik 10
Schweizerische Botschaft in Washington
Einstellung eines *Attaché scientifique* 1153
*Schweizerischer Nationalfonds* 936, 1148, 1151, 1156, 1173, 1176, 1185, 1199, 1207, 1328, 1344
Forschungsprojekte 1200
Kredite 1255, 1343
*Schweizerischer Schulrat* 180, 1230, 1252, 1299, 1328
Schulrats-Sitzung 4. Oktober 1252
Schwingers Handbuchartikel 83, 124, 170, 575, 580
Seattle 147, 1079
*University of Washington* 83
Seelenwanderung 27
Selbst-Reflexion 288
Selbstwechselwirkung 906
*Seniority number* 532
Skin Effekt 1005
*SLP-Theorem* 124
Solvay-Kongresse (↦ unter *Physikerkonferenzen*)
Sonnenfinsternis, als Abbild höchster Vollkommenheit 1304
Sonnenkind (*infans solaris*) 1283
Sowjetunion 669, 1216
als Befreier Dänemarks 221
*Soviet science* 1121
verzerrte Vorstellungen 220
Spektroskopie 631
Spiegel(ung)
Anti-Spiegelbild 225
Perseus 350
gnostisches Symbol 225, 243, 245
in Physik und Psychologie 432, 511, 808
Archetypos 225, 254
psychologische Hintergründe 447f., 508, 514
psychophysisches Problem 316, 318, 446
Massenspiegelung, im Spinraum 731
Mathematik 508
räumliche (P) 179, 505f.
religionsgeschichtliche Bedeutung 226
Sangsara-Nirwana-Beziehung (Buddhismus) 225
Spiegelungskrise (in der Physik) 318
Spiegelinvarianz 81f., 87, 172, 326, 1091
Einschränkung 87f.
Mesonen und Nukleonen 105
starke Wechselwirkung 96
Verletzung 70f., 509, 601, 620
Zerstörung durch die Wechselwirkung 182
Spiegelproblem 242f., 950, 962, 973, 988f., 994, 999, 1002, 1019
Spiegelsymmetrie 511
Abweichungen 510
psychologische Deutung 506
und Wechselwirkungsstärke 113
*Spiegelwelt* (↦ auch unter *Hilbertraum* und *Vakuumentartung*) 743, 886, 904, 925, 948, 970
Bosonen 938
Kopplung der *Spiegelwelten* 969
Nukleonen 887
Phantasieprodukt 957
*reale* (wirkliche) Welt 864, 887, 933, 934
Problematik 932, 945, 957, 961, 981, 995
Spiegelzustände 887, 893, 895, 916, 925f.
bei Nukleonen und Leptonen 948
Übergänge von der *realen* in die Spiegelwelt 887, 895, 907
und $\pi$-Mesonen 946
Spiegelteilchen 916, 933, 945, 951f., 957, 986
Elektronen und Positronen 938, 948
$\mu$-Meson 1068
Nukleonen 938
Schwingers Ideen 985
Spiegelpaare 948
wirkliche Existenz 952
Yang-Lee-*Spiegelwelt* 862
Spin
Einführung 67
-Isospinoren 1075
-Matrizen, Wurzeln 736
Spinwellenstreuung 1064
und Isospin, halbzahlige Differenz 1124, 1186
Spin und Statistik 175, 696f., 700, 1184, 1193, 1195
Erhaltung 1296
Quantenfeldtheorie 502
*Spin-Statistik-Theorem* 209
und Kerne 1295
Zusammenhang 176
Spinor(en) (Majorana-Theorie) 198
Antikommutativität 744
-Gleichung, Heisenbergs 450, 703
Heisenbergs nicht-lineare 450, 611
antikommutierende 469
Gürsey-Form 1131
-Operator 815
-Kalkül 172, 182

Spinor(en) (Forts.)
Transformationseigenschaften 1033
Verdoppelung 1036
zweikomponentige 87, 89, 96, 111, 121, 123, 125, 197f.
Spinorfelder 475, 692, 693
Ableitbarkeit der Photonen 1125, 1147, 1218, 1228
Familien 977
Isotopenmultiplets 876
nicht lineare 871
und Asymptotenbedingung 1094, 1096
und halbzahliger Spin 1106
Vertauschungsrelationen 427, 468, 494f.
Spinorgleichung, (Heisenbergs) nicht lineare 50, 588, 637f., 649, 656, 658, 704
Massenglied 979, 1000, 1066, 1197f.
Massenspektrum der Nullzustände 658f.
Spinormodell (↦ auch unter *Spinortheorie*) 534, 759, 902, 939f., 947, 949, 952, 973, 978f., 1007, 1025, 1029f., 1051, 1052, 1068, 1079, 1082f., 1115, 1125, 1136, 1180, 1222, 1225
Anwendungen der Tamm-Dancoff-Methode 974
Bosonen 916, 948
CPT-Invarianz 450
Darstellung der $\pi$-Mesonen und Photonen 926, 934
eindimensionales (↦ auch *Thirring-Modell*) 583
Einwand 969
Erklärung des Elektromagnetismus 1070
$\gamma_5$-Invarianz 861, 967
Grenzen 1028
Heisenbergs 572, 707, 728, 753, 758, 767, 786, 854, 902, 933, 969, 1218
klassischen Lösungen und oszillatorisches Verhalten 859, 888
mit einfachem Vakuum 983, 1115
nichtelektrische Näherung 850, 854, 856, 889, 918, 954, 979, 1042, 1081ff., 1085, 1089, 1091, 1124, 1141, 1160f., 1070
Paulis Skeptik 976
Paulis wachsende Begeisterung 708, 903
Schwierigkeiten 939, 968, 984, 1182
Spiegelzustände 948
und invariante Gruppen 903
und Unifizierung 1118
von Gürsey mit einfachem Vakuum 989
Zustandsverdoppelung 815
Spinortheorie der Elementarteilchen (Heisenberg-Paulische, ↦ auch unter *Elementarteilchen*) 35, 50, 548, 604, 820, 935, 1065, 1217, 1245
Analogie mit Spin und Bahn-Impulsmoment 859
Arbeitsprogramm 794
Aufkündigung der Zusammenarbeit mit Heisenberg 1114, 1116, 1119, 1164, 1186, 1217
Bestimmung durch die Gruppeneigenschaften 944
Bohrs Bedenken 896
Bosonen-Zustände 936
Auswertung der Bosonengleichung 996
Dipolzustand mit Masse Null 754
Dürrs *paper* 1033–1049, 1067
Eigenwertproblem (↦ auch unter Eigenwertproblem) 984, 1014
Berechnung der Energiewerte 802
Eigenwertspektrum 778
schwierige Berechnungen 1224
Fortschritte 893
für Fermionen 1197
für Ruhmassen 812
Symanziks *set of $\varphi$-functions* 970, 1007, 1011
Einfluß auf unser Weltbild 990
Elementarteilchentabelle 962, 1073f., 1130
Erfindung von Formalismen 809
Geisterdipol und Teilchen der Ruhmasse 0 1060
Gürseys *Report in Brookhaven* 910
Heisenbergs
Berliner Vortrag 1168
Lagrangefunktion 588, 663f., 685, 701, 704, 707, 709, 712, 718f., 727, 729, 734, 759, 777, 849, 780, 784, 798, 1141
veränderte 779
Optimismus 704
Programm 872
Publikationseifer 896, 951
verallgemeinerte Spinoren 1001
Herleitung der Photonen 1119
im Hilbertraum II 1096
*isotope spin space* 811
Källéns Ablehnung 984
Eindruck 967
Einwand 1018
Landaus Beeindruckung 1015, 1065
Kunde 911
*leeres Gerüst* 915
Leptonen 704, 712
Manuskript 849–861, 885, 939
Abfassung 887
vorläufige 893, 908
erstes 780
für *Nuovo Cimento* 1012, 1083
*preliminary report* 858, 872, 883
*druckfertige* Fassung 1002
*Heisenberg-Pauli I* 860

Spinortheorie der Elementarteilchen, Manuskript (Forts.)
*Heisenberg-Pauli II* 956
Neufassung 981, 995, 1001
Neufassung II 937
*report* für die USA 794
umgeschriebenes Manuskript 929
*voreilige Mitteilung* (für Nature) 814, 818
*preprint* 818f., 862, 894, 904, 910, 926f., 944f., 961, 973, 976, 979, 981, 995, 997, 1004, 1007, 1009, 1012, 1014, 1021, 1024, 1026f., 1049, 1051, 1054f., 1057, 1062, 1080, 1084f., 1089, 1092, 1102f., 1117, 1124, 1126, 1146, 1154ff., 1197f.
*(pre)-print* 926
*(pre)$^n$-print* 907, 916, 931, 934, 948
*2$^d$ edition* 955, 997, 1147
*2$^{nd}$ and 3$^{rd}$ edition* 987
Fassung(en)
I 849, 860, 881, 944
II 907, 950, 979
endgültige – 996, 1006, 1082, 1092
erstes *Reprint* 781
erste und letzte 894
*final version* 1025
verbesserte 907, 954, 996, 1011
Kopien 1003
Nachfrage 957
Neuauflage 972, 975, 978, 1083
Photokopien 967
zukünftige Zitierungen 1145
Versandliste 883, 1000, 1002, 1027
Versendung der Abzüge 897, 938, 948, 951, 956, 982, 994
Vorbereitung 814
von Dürr 1070
Massen
-Eigenwerte 666, 788, 792, 810, 815, 974
-Dichten, Ungleichungen für 742
-Funktion 1044ff, 1076, 1086f., 1128
Nukleonen 1012
und $\pi$-Mesonen 882, 1197
-Operator 1243
-Spektrum 588, 1066, 1226
Teilchenruhmasse Null 930, 936, 945, 978, 995, 1001, 1021, 1060, 1069f., 1074, 1091
-Transformation (Salams) bei Nukleonen 315
-Umkehr 737
Invarianz gegen 711
Symmetrieverletzung 754
Paulis
Euphorie 818
Genfer Diskussion mit Heisenberg 1218
kritische Einstellung 1306
Publikationsvorschläge 1068
Vollmacht zum Verschicken an die Physiker 970
Vorschlag für Vertauschungsrelationen 813
Publikation
Eile 895
negative Entscheidung 1154
*pendente* Publikation 1115
*Rundschreiben* 1137, 1139, 1143, 1147, 1158
Vorbereitung der Publikation 958
Quantenzahlenzuordnung der Elementarteilchen 1046
Quantisierung, nichtkanonische 1100
Schwierigkeiten 951
Sonderfall des Neutrinos 898
Spinorteilchen,
neutrale und geladene 738
Neutron und Proton 812
Symmetrie- und Gruppeneigenschaft 721
*Pauli-Gruppe* 1183
und Strangeness 1028, 1164, 1175
und Greensche Funktion 1016
Untersuchungen in Berkeley 1077
Vakuumerwartungswerte (↦ allgemein unter *Vakuumerwartungswerte*)
Vertauschungsrelationen (↦ unter *Vertauschungsrelationen*)
Verwendung von *bra's* und *ket's* 817
Verwirrung in der Schweiz 903
Vorträge in Genf 1196
Zeitungsberichte 990, 1007, 1009ff., 1022, 1053, 1067, 1092
Ärger 1024
-ausschnitte 989, 1007f., 1055, 1057
-reklame 989, 996, 1023
*-rummel* 1080, 1082f., 1092, 1167
russische *press-releases* 1016
Zusatzbemerkungen zu *unserem paper* 825
Zustandsbeschreibung 806
Zweipunktfunktion 1093, 1095
Spinoza, *scientia intuitiva* 485
*Sprachen-Mandala* 592
*Springer-Verlag* (↦ auch *Walhalla*) 530, 564, 569, 573, 578, 580, 602, 608, 615f., 621f., 631, 632, 648, 696, 709, 712f., 715, 725, 753, 1206, 1308
Springers Handbuch 873, 1204
Sputniks 669, 1121

*Stanford University* 1138f.
*SLAC* 1189
starke Reflexion (*strong reflection*) 87f., 314, 394, 425
*Strong Reflection Theorem* 156
starke Wechselwirkung 476, 546, 590f., 600, 604f., 609, 665, 707, 711
*4-field interactions* 1340
Auswahlregeln 1063f.
C-Invarianz 395
Gruppenstruktur 1339
Paritätserhaltung 600, 610, 1154, 1339, 1351
Paritätsverletzung 1241, 1353
Symmetrieeigenschaften 596, 1341
Teilchen mit inneren Freiheitsgraden 499
Transformationsgruppe 726
und Teilchenmasse 754
*Yukawa interaction* 1339
statistische Gesetzmäßigkeiten 520
Statistische Mechanik
Elsassers *principle of finite classes* 1265
Ergodentheorem 273
Fierz' Ergoden-Arbeit 1269
Fortschritte 1263
Grundlagen 200
in Seattle 212
*master equation* 1262
*random phases* des Anfangszustandes 1262
van Hoves Formalismus 714
für große Störungen 1268
Interferenzkern 1325
Orgie der Gelehrsamkeit 1268
Stech-Jensen-Transformation 306f., 308, 311, 313, 371, 382, 611, 612
Sterne
Masse-Leuchtkraft-Relation und Betazerfall 211
Sternbild des Perseus 327
Stoa 532, 554, 596
Beziehungen zur platonischen Philosophie 570
Physik der 558, 597
spätere 555
stoische Philosophie 598
und Kontinuumsauffassung 520, 571, 597
Stockholm, Universität 639
Störungstheorie 654, 656f., 670, 683, 706, 716, 719, 726, 754, 1072, 1162
*Geisterlinien* 1320
von Bogoljubov und Schirkov 1095
*strange particles* 74, 346f., 377, 502, 546, 657, 702, 766, 820, 910, 916, 939f., 942f., 948, 950, 952, 958, 974, 982, 1023, 1039, 1114f., 1127, 1129, 1136f., 1160, 1188, 1199, 1217
*associated production* 574
*baryon* 965
Eigenfunktionen 791
*production* 1214
*resonances* 1342
und Leptonen 757
und Symmetrieverminderung 1164
und Vereinheitlichung des Feldes 1125
Zerfälle 69
*strangeness* 140, 154, 214, 216, 476, 495, 604, 646, 653, 665, 875, 917, 957, 961, 963f., 966, 970, 983ff., 1003, 1006, 1019, 1027, 1046f., 1063, 1074, 1079, 1081, 1130, 1175, 1180, 1341
des $\mu$-Mesons 1020
Deutung 1125
*erschlichene* – 1056
Goldhabers – 1178
Erhaltung 876f., 1189, 1339, 1342
Leptonen 1064
*of the second kind* 857, 859
Operator 963
Quantenzahl 121, 588, 590, 987, 1040
*strong interactions* 1105
Teilchen hoher – 653
und Neutrino 989, 995, 999
und Parität 986
Paritätserhaltung 917
und Vakuumentartung 1022, 1103
Streuprozesse 477
für zusammengesetzte Teilchen 85
Streuamplitude
*analyticity* 1107
Verhalten im Unendlichen 1096
Streumatrix 645
Streuproblem mit einfachem Pol 174
Streutheorie 281
gebundene Zustände 380, 409
Breit-System 723
Meson-Nukleonstreuung 723
Partialwellenstreuung 722
*Strich und Kreuz* (Metrik) 761, 762, 800, 802, 814
-Operation 743
String-Theorie 994
Strukturen, physikalische 288
Substanzbegriff, Ursprung 26
*subtle body* 1170
Sueskrise, Benzinrationierung 326
Superfluidity, von Lee and Yang 1353
Superpositionsprinzip 505
*Superselection-rule* 743
Supraleitung 372, 384, 474f., 553, 1172, 1175, 1188, 1192, 1327
Bardeens Theorie 1023
BCS-Theorie 272, 714
Methode von Bardeen-Cooper 912

Supraleitung (Forts.)
Blatt-Matsubara-May-Methode 1348
Bogoljubov
kollektive Anregungen 1347
-Methode 1346
*paper* 1005
-Wentzel-Modell 1114
Bohrs altes Steckenpferd 1138f.
Eichinvarianz 1005
nicht-eichinvariante Rechnungen (Bardeen, etc.) 1347
eindimensionale Betrachtung (Fröhlich) 1349
Elektron-Phonon-Kopplung 1346
Erklärung 1161
Heisenbergs Cambridger Vorträge 1008f.
Kohärenzlänge 272
London-Gleichung 1346
Meissner-Effekt 912, 1023, 1079, 1114, 1120, 1139f., 1175, 1190ff., 1346ff.
Bogoljubovs Methode 912
Wentzels Arbeit 1172
Modell 1138
Schafroths Beiträge 397
Thermodynamik 1348
Sydney, *Department of Physics* 397
*School of Physics* 1192
-*University* 384
Symanzik, Oberwolfach-Vorlesung 1301
Symmetrie
-Änderung, Einführung eines Raumspinors 1075
-Brechung (spontane) 138, 147
-Eigenschaften, genäherte Gültigkeit 72
-Entstehung 147
-Gruppe, umfassendere (starke Wechselwirkung) 269
-Operationen P und C 507
T, C, und P 176
Zweiteilung 548
-Störung 548
und Gruppentheorie 547
und platonische Körper 1169
-Verletzung 244, 718, 727
-Verminderung 817, 1060f., 1074, 1090, 1145, 1160
Begründung 794, 979, 983, 1007, 1061
und -Verdopplung 995
Ursache der 930
Verdopplung oder Zweiteilung 548
Zweiteilung 549
symplektische Transformationen 761
Synchronizität 335f., 337ff., 342, 344, 513, 597
synchronistische Phänomene 290, 337, 509, 513
und Kausalität 337
und Komplementarität 1305
okkulte Phänomene 259
Synchrozyklotron 546
Systeme, abgeschlossene 684

$\tau$-Mesonenzerfall, Problematik des 217
$\tau$-$\theta$ *puzzle* 69, 137, 146, 156, 178, 216f., 491, 1189
T (- CP)-Invarianz 399
T-Erhaltung 140
T-Invarianz 322, 324, 403, 415, 417ff., 431, 462, 464, 517, 528, 600, 605, 612, 618, 627, 726
Experimente 1251
Gültigkeit 600
Wetten 612
Verletzung 636, 1259
T-Produkte, chronologische 1318
T-Transformation 441, 443, 1037
*Tai Gi* (der Ursprung) 1283, 1286, 1288
Tamm-Dancoff
-Gläubige 1103
-Gleichungen 1198
-Mathematik 686
-Methode 32, 54, 160, 162, 230, 391, 533, 535, 701, 737, 766, 788, 792, 794, 801f., 810f., 866, 884, 887, 895, 902, 905, 909, 926, 929, 933, 974, 976, 978, 980, 983, 985, 988, 994, 996, 1001, 1005ff., 1009f., 1023, 1026, 1053ff., 1057, 1068, 1082f., 1096, 1120, 1160, 1224ff., 1245, 1318f., 1333
anharmonischer Oszillator 1094
Eigenwertrechnungen 936, 938, 944, 968, 1085
Feinstrukturkonstantenberechnung 794
Massenberechnungen 758, 1218
*neue* 423
-Näherung 645, 649, 658f., 670, 685, 744, 754, 1118
*Tamm-Dancoffismus* ($\mapsto$ auch unter *Feldquantisierung*) 286, 658
Tao 28, 514, 1274
TC-Invarianz 175, 465
TCP-Invarianz 698
Folgen für die Eigenschaften von Teilchen und Antiteilchen 177
Schwingers Anteil 177
TCP-Theorem 174ff., 178, 398, 456, 504f., 659f., 696f., 699f., 910
historische Ursprünge 178, 396
Josts Beweis 176
Lüders Beitrag 394
Namensgebung 177
Ursprünge 174f.
Zuminos Beitrag 196

TCP-Transformation 661
Teilchen und Antiteilchen 225, 378, 760
bei Photonen 199
Unterscheidungsmöglichkeit 156
Teilchen
halbzahliger Spin und Isospin 665
immerfreie 459, 460, 527, 656
instabile 38, 40, 177, 696, 706
instabile relativistische Teilchen 1210
Teilchen-Antiteilchen(systeme) 812, 957, 1119
-Konjugation (C) 687, 853, 877
Unterscheidung 198
-Vertauschung 963
Teilchenbeschleuniger
30 BeV-Synchrotron in Brookhaven 1354
Cosmotron 546
sowjetische 10-BeV Machine 377
Zukunft 1108
Teilchenbild und Wellenbild 548
Teilchenmasse, Eigenwertproblem 817, 902, 983
Teilchenzahlen, Erhaltungssatz 693
Tel Aviv 568
Telegdis Erinnerungen an Pauli 97
Telepathie 335, 344
Temperaturnullpunkt, Sterns Prinzip der *Unerreichbarkeit des reinen Falles* 1270
*Tetraktys* 794, 803, 808
Teufel, als *binarius* 737
Thellung, Berufung an die *Universität Zürich* 474, 1140
Paulis Gratulation zur Heirat 1139
Verlobung 577, 714
*Theologia Germanica* 30
Theoretische Physik
Aufgabe mathematicher Modelle 651
Thermodynamik
dissoziierende Gleichgewichte 1365
Elsassers *generalized second law* 1311
irreversible Prozesse 272
zweiter Hauptsatz 1271f.
second law und Information 1266, 1302
Thermonuklearreaktionen 12
Thirring (Hans) 70. Geburtstag 1068
*Homo sapiens* 1069
Thirring-(Heisenberg-)Modell, eindimensionales 475f., 578, 587, 570, 574, 579, 583, 590f., 616f., 622, 652, 1096, 1184
auf der Durchreise in Berkeley 1115, 1119
zweidimensionales Spinor-Modell 1095
-Lense-Effekt 1069
*Thirringbeweis* 579
Thomas-Kuhn-Summenregel 1226
Tibet 28
tibetanische Yogalehre, und Cusanus 274
Tieftemperaturphysik 397, 1139
*time reversal* 72, 75, 1352
Timoféeff, Folgen seiner Gefangenschaft 1297
Tintenmeer (*sea of ink*) 462, 767
Tiomno-Transformation 647
Tizianbild 990, 1010, 1015, 1053, 1082f.
*Tizian-cartoon* 1066
Tizian-Gleichnis 998, 1065
Ursprung 994
*το αγαδον* 555
*το εν* 28, 556
Topologie 446
Touschek, Aufenthalt in Genf 653
etwaige Prioritätsansprüche 935, 948
Ideen zur PT-Kopplung 599
in Genf 279
-Fierzsche Betrachtung 600
-Transformation 664, 882
Transformationsgruppen, irreduzible Darstellungen 1096
Q- und N-Invarianz 885
und zyklische Gruppen 1129
Transportgleichung (*master equation*) 1264
für kleine Störungen 1263
Herleitung 212
Transportphänomene 1140
Träume
symbolische Deutung 340
abstrakte Struktur 1282
als Wunscherfüllung (Freud) 1282
Freudsche Theorie 1286
Jungs Auffassungen 1286
prophetische 1282
und geistige Produktivität 1281
Traumgebilde, Symmetrisierung durch Spiegelung 317
Traumdeutung 1281
ihre Rückwirkung auf den Träumer 1281
Trendelenburg, Besuch in Zürich 1343
*Trickster* 255
spukhafter Narrengeist 256
Triest, *International Centre for Theoretical Physics* 139
*Tsim-Tsum* (Rückzugslehre) 899
*Turba philosophorum* 553
Turiner Institut 1083
*Tyrannenmörder* 652

U-Matrix (↦ auch *Dyson-Matrix*) 651, 655
U-Transformation 692, 745
*υδωρ* 554
UFOs (fliegende Untertassen) 448, 515f., 667
Frage der physischen Realität 1203
Jungs Glaube an die 671
-Legenden 513f.
-Mythos 668

*Uhlenbeck-Pais-Modelle* 1113, 1143, 1147, 1163, 1180
Analyse 1142
Aufwärmen 1142
mit indefiniter Metrik 1157
mit unitärer Metrik 1165, 1179
Ultraschallwellen im Magnetfeld 372
Unbewußte
*abgesperrtes* 1304
hinter einem *eisernen Vorhang* 1282
Aussagen 513
Manifestationen 511
Symbole 514
und materielle Vorgänge 248
UNESCO 531
-Konferenzen 557
Ungarn, Volksaufstand Oktober 1956, 221
*universal Fermi interaction* 303, 306ff., 310, 1341
Universalformel 993
Auffindung durch reines Denken 992
*Universalismus* 400, 415
*universelle Länge* l 937
University
of Colorado 47, 48
of Illinois, Urbana 20, 24, 74
of Maryland 1003
of Michigan 1185
of Rochester 25
of Sydney 74
of Uppsala 969
of Urbana 23, 320, 1238
*Physics Department* 11
*Urbana-group* 463
Universum, Struktur und Evolution 869, 900, 1204
Unschärferelationen 684, 991
*unus mundus* 447, 511
Upanischaden 275, 516
*υποχειμενον* 26
*υποστασις* 26
*Uranhändlerkonferenzen* 1222f.
Urbana 321, 461, 462
*US Academy of Science* 1167
USA, Glaube an technologische Überlegenheit 669

V- und A-Kopplungskonstanten 523
*V-A interaction* 140, 155
V-A Theorie 550
V-T-Mischungen 411
V-Teilchen, künstlich erzeugte 1189
V-Transformation 1031
Vakuum (↦ auch *Zweiteilung*) 755
-Axiom 675, 677, 680f.
einfaches 948, 995, 1030, 1033, 1050, 1052
Gürseys 1028, 1141
und *strangeness* 999
Erzeugung eines Feldoperators 1074
Hilbertraum 742ff.
komplizierte Struktur 1040
Nullpunktfluktuationen 1260
pseudounitäre Transformationen 765
*second degree of freedom* 1078
Teilraum 744
und $\gamma_5$-Invarianz 1059
und indefinite Metrik 1165
und Teilchenerzeugung 987, 1012f., 703, 708, 759, 764, 779, 787, 930
*Vacuum-cleaner* 1057
-Vervielfachung 1033
Zustand niedrigster Energie 697
Zwei-Vakuumsystem
Bra- und Ket-Vakuum 1039ff., 1074
Einteilung in zwei Hälften 687
Gruppentheorie 745
Links- und Rechtsvakua 1043
Plus-Minus-Vakua 1042, 1046
Vakuumübergänge 1040
zwei Arten von 666, 708, 735
Zweiteilung 756f., 761
zyklische Gruppen des 1038
-Eigenschaften, und Isotopenspin 1077
-Erwartungswerte 855, 866f., 869, 894, 910, 1026, 1102, 1146, 1193, 1196
von Produkten 436, 851
Abänderungsvorschlag 977
Antikommutatoren 1123
und Distributionen 1277, 1289
von zwei Faktoren 859
-Matrixoperator 1039
-Verdopplung 703, 813, 1039
Vakuumentartung 761, 777, 785, 793, 854, 865f., 884f., 895f., 903f., 908, 916, 926, 928, 944, 948, 955, 958, 974, 1023, 1027, 1040, 1046f., 1056, 1069, 1071, 1075, 1077, 1079, 1081, 1088, 1090, 1106, 1114, 1124, 1136, 1217
*additional degeneracy* 1078
Dürrs Formalismus 1050
einfache und mehrfache – 1033f., 1036, 1129
Gürseys Konkurrenz-Formalismus 1052
Heisenbergs Erfindung 982
Notwendigkeit 905
S-Entartung 1038
und Spiegelwelt 946, 961
und Spin-Halbzahligkeit 1012, 1116
und Spinoreigenschaften 1038
Vakuumerwartungswerte (*vacuum-expectation values*) 437, 675, 679f., 735, 736, 741, 753, 756, 794, 795f., 798, 802, 865, 798, 802, 811, 817, 826, 854, 888, 902, 909,

Vakuumerwartungswerte (Forts.)
933f., 973, 978, 984, 1042f., 1056, 1076, 1081, 1194, 1043, 1101, 1233
A, B im Vakuumraum 795
Produkte 810
Antikommutatoren im Zwei-Zustandsraum 735
logarithmische Singularität 817, 854f., 873, 886, 888, 926, 933, 940, 958, 970f., 985, 994, 1011, 1117
Massenglied 979
Feldopereratorenprodukte 788, 817
mehrere Feldoperatoren 727, 742, 812, 815
zwei Feldoperatoren 697, 735, 914f., 1042
Regularität 1117
Standardform 792
und Propagatoren 1273
und Symmetrieverminderung 983
und Vertauschungsrelationen 791
Vakuum- und Ladungskonjugation 1044
Vakuummatrizen 884, 888, 890, 895, 1085, 1089
Vakuumschwankungen 913
Vakuumtransformationen 1085, 1102
pseudo-unitäre Transformation 797
Vakuumzustand
Einfachheit des 926
Varenna (↦ auch *Physikerkonferenzen*)
Treffen mit Heisenberg in 1322
Variationsprinzipien, Bewährung der 289
Vedantaphilosophie 555
*Végh-Quartett* 147
Vektorboson, intermidiäres 138
Vektormesonen, neutrale 516, 599f., 605
Venedig (↦ auch unter *Physikerkonferenzen*) 407, 462, 498, 516, 521, 527, 529, 534, 573, 637
*Vereinte Nationen* 1223
Vernunft
Kontrollrecht über Gedankensysteme 1275
und Verstand 1273
Verstehen und Publizieren, Nicht-Vertauschbarkeit 896
Vertauschbarkeit, schwache 176
Vertauschungsfunktion 1044, 1087
Antiteilchen 1044
Baryonen- 1043
Elektron-Neutrino- 1043
Feldgleichungen 1093
Vertauschungsrelationen (*Spinortheorie*) 620, 627, 647, 659ff., 664, 666, 686f., 689–692, 705ff., 709, 711, 718, 721, 729f., 733, 737, 740, 750, 755ff., 762–766, 779, 788, 792, 794, 801, 807, 858, 864, 886, 909, 927, 938, 1010, 1031, 1049, 1051, 1056, 1071, 1076, 1086ff., 1094, 1109, 1128, 1131, 1141f., 1165, 1278, 1290, 1315
Abänderungsvorschlag 756
antisymmetrische Formulierung 793
Anzahl verschiedener Möglichkeiten 739
falsche und richtige 698, 1032
in der *unelektrischen* Näherung 718
*elektrischer* Term 690
infinitesimale 1316
Invarianz 665
Isospin 935
logarithmische Singularität 970
Symmetrie 1007
Gruppensymmetrie 1051
und Feldgleichungen 1095
und Invarianzfragen 989
und Massenglied 958
und Metrik 1147
zwischen verschiedenen Feldern 176, 659, 661, 697, 699, 713, 739, 741, 977
*Verwechslungskomödie* (*Figaros Hochzeit*) 782, 785, 800ff., 809, 811
Operation *Figaros Hochzeit* 814
Vier-Fermionen-Wechselwirkung 548
*Vieweg-Verlag* 1009
Viren 1142
*Vishnu* 516
*Vollbasler* (Wannier) 385
Vorsokratiker 1211
Vorzeichenfunktion (V) 659, 664, 730, 791
Vorzeichenoperator (V) 705

$\Omega'$-Vakuum
mit Geisterdipol 1074
$\Omega_1$-Bra- und $\Omega_2$-Ket-Operator 1086
WKB-Methode 103, 380
Wahrscheinlichkeit(s)
Axiome 258, 332
-begriff 341
Erklärbarkeit 335
Gesetze 334
Grundlagen 332
Signifikanzbegriff 342
Zufallsfolge 258
psychologische 333
Wahrscheinlichkeitstheorie
Genfer Kongreß 1937 345
von Mises – 344
*Walhalla* (Springer-Verlag) 530, 602f., 632
Wandlung 1275
Wardsche Identität 1301
Theorie 914
Wärmeleitung
dielektrische Kristalle 714
tiefe Temperaturen 577
Wärmetod 583, 584, 587

Washington 1020
*Bureau of Standards Laboratory* 70, 82
Wechselwirkung(en)
adiabatisches Einschalten 66, 95
Eichinvarianz 700
elektrodynamische 610
Erzeuger von Raum, Zeit und Symmetrie 147
Fermi- 40, 87, 146
und Gravitationskonstante 123
gleiche A – und V – 728
Hierarchie 269, 355, 671, 708, 767
Invarianz
der starken – 122
Lorentzinvarianz 123f., 658
PC invariante – 121
Spiegelinvarianz 172
der elektromagnetischen – 68
Stärkeabhängigkeit 82
lokale 36f., 175
nicht lineare 53f., 63
renormierte 46
schwache (↦ *schwache Wechselwirkung*) 69f., 87f., 90, 96, 122f., 170, 224
elektroschwache 139
Nicht-Spiegelinvarianz 175
super-schwache 189
*Überraschungen* (Bohr) 146
Symmetrieerzeugung 146
starke 86f., 91, 136, 154, 177f.
links-rechts-Symmetrie 146
mittelstarke 604
Paritätserhaltung 178
Stärke der – 609, 619
Teilchen ohne – 147
und Durchbrechung des Energiesatzes 146
und Erhaltungssätze 92
Energiesatz 122
Wechselwirkungsdarstellung 65
Weinberg-Potential 39, 42, 45, 75, 106, 130, 379f., 694
Weisskopf
*Mund etwas voll genommen* 1053
Trauerrede für Wolfgang Pauli 1359
*Weizmann-Institut* 169, 262, 575, 1326
Aktivitäten 531
*Festspiele* 261, 270, 531
Weizsäcker
Berufung nach Hamburg 299, 351, 737
Reaktion auf Paulis *Dialectica*-Aufsatz 341
und Buddhismus 737
Welle-Teilchen-Dualismus 274
Wellengleichungen
für Teilchen mit höherem Spin 624f., 627
Proca-Gleichung 625
und Hilfsfelder 625
und Nebenbedingungen 626
Wellenpakete, mit negativen Schwankungsquadraten 696
Welt(en)
*Anfang* 900
-Bild der Moderne 414
-Differentialgleichung 1174
einfachste aller möglichen 704
exakte 817, 861, 889, 967
fundamentale Asymmetrie 146
*große* – und Isogruppe 809
*kleine* 782, 799, 807
*kleine* und *große* (Mikro- und Makrokosmos) 732, 734, 744, 758, 767, 784
mathematische Struktur 242
(un)elektrische 756, 785, 800, 872
verdoppelte 778, 786
*wirkliche* 934
und *Spiegelwelt* 887
Zweiteilung 1069
*Weltformel* 997, 1126, 1167
abgebrauchter Schlager 1082, 1092
Einsteins 1083
Heisenbergs 1083
-Idee 1080
*revival of the old idea* 1057
Weltmodelle 1206
Wentzel
Besuch beim CERN 1120, 1140, 1161, 1173
Reise in die Schweiz 1139
Seminarvortrag in Zürich über Supraleitung 1138, 1140, 1175
Weyl-Lee-Yang-Theorie 386
Weyl-Pauli-Lee-Yang-Landau-Gleichung 169
*which is which* 86, 759, 862, 890
Wicksche Regeln 1233
Wiederholbarkeit, Postulat der 555
Wien, Universität 520
*Wiener Kreis* 525
Wightman
Analytizitätskriterien 741, 812, 975
*axioms (of foolishness)* 975, 1058f.
epsilontische Orgien 915
Expert für Reflexionsfragen 261
-Funktionen 1318
*Lille-Report* 434, 437, 439, 460
-Methode (Prinzip) 698, 715, 817, 1081, 1084, 1089
Prinzip der analytischen Fortsetzung 817, 854
Ungleichungen 434, 438, 459
Wigner, Nobelpreis 392
*Wille zur Macht* 1284
Wirklichkeitsverständnis, umfassenderes 480

Wirkungsquerschnitte, Resonanzenergie 552
Wissenschaft und Mystik 352
und Technikentwicklung 12
Entstehensmythos 29
Wissenschaftler, politische Geschäftlhuberei 557
Wissenschaftsgeschichte 899
WKB-Methode 424, 573
*Wu Gi* 1286
Wu
1941 in Berkeley 507
Cobalt 58-Experiment 169
-Experiment (figürliche Darstellung) 642, 654
Geschichte des $\beta$-Zerfalls 1324
in Genf 1287
Würenlingen, Reaktor AG 1152
*WWW-Superselection rules* 502, 505

$\Xi^-$-Teilchen, als Spiegelteilchen der Protonen 951, 970
*X-Feld*
-Idee 239, 261
unbekanntes 123f., 127, 146, 190
und schwache Wechselwirkung 211
*ξενος* 554, 899

$\psi$-Teilchen, mit komplexer Feldmasse 1321
Yang und Lee, Aufwärmen der $\beta$-Theorie mit Ableitungen 244
Yang
Aufenthalt in Paris 462
Besuch beim CERN 212
in Zürich 200, 414, 498
Europaaufenthalt im Sommer 1957 407
*Steckenpferd* 815
Vortrag in Zürich 417, 474, 528f.
Yang-Mills 1341
*particles* 232
Eichtheorie 236, 303, 546
Masse der *B-particles* 192, 232, 239
Yangs *Selected papers* 407
*Yin* (weiblich, dunkel) und *Yang* (männlich, licht) 1283f., 1286
Yoga-Lehre 556
tibetanische 31
Yogin 27
Yukawa *couplings* 1340

Z-particles, Schwingers 988
Zagreb 1107, 1231
Universität von 1107
Zahlenspekulationen und Mysterienkulte, bei Markos 447
Zarathustra, Wind des 31
Zeemaneffekt 394
Zeitumkehr (T) 96, 127, 175, 179, 318, 412, 506, 732
Reichenbachs Behandlung 228
Invarianz 1300
und Feldtheorie 396
*Zener-Karten* 336
Zenon 597
Paradoxa 554
Zimmermann
in Berkeley 1118, 1188
Begegnung mit Pauli 1120, 1185
in Princeton 779, 825
*Zimzum* (d. h. Rückzugs-) Lehre 558
Zionismus 557
Zionisten 556, 568, 899
Zitate
Bayern 1123
Beerbohm 139
Berliner Journalisten, Abschied zweier 819
Bohr 628
*Aber, muß ich sagen* 233
Busch 270, 289, 293, 1115
*Fromme Helene* 272
*Max und Moritz* 272
Cicero 715
Demokrit 558
*Edda* 607
Einstein *Geheimnis des Alten* 96
Fallada *Kleiner Mann, was nun?* 1288
Frundsberg *viel Feind, viel Ehr* 1267
Goethe 288, 1257, 1285
*Der Fischer* 1082
*Faust* 66, 86, 94, 108, 441, 760, 991, 1093, 1177f., 1182
*Gedicht des Harfenspielers* 432
*Gespräche mit Eckermann* 108
*Hymnos an Hafis* 289
*Mignon* 1140
*Wahlverwandtschaften* 1203f.
*Wilhelm Meisters Lehrjahre* 432
Hemingway *Alter Fischer* 1092
Hölderlin 383
*I-Ging* 325
*It's a long way ...* 762
Kerényi *Perseus* 326
Kerr 1163
Leibniz 997
*Lukas* 2, Vers 29 265
Mozart *Zauberflöte* 255
Nietzsche *Faust* 87
*Wind des Zarathustra* 28
Pauli 139
Pythagoräer (Schwur) 803
Ranke 264
Rigveda 274

Zitate (Forts.)
Schiller
*Bürgschaft* 652, 654, 657
*An die Freude* 245
Shakespeare *Brutus* 303
*Hamlet* 762, 768
*Auch du, mein Brutus!* 138
Shaw 736
Sommerfeld 1055
Spinoza, *Sub aeternitatis specie* 464
Sudermann 1221
Thomas von Aquin 900
Usener 741
Zitterbewegung 875
Zufall 343
Antizufallswahrscheinlichkeit 259
-Erwartung 336
extrem seltener 332
-Folgen 290
*unartiger* 300, 337
und sinnhafte Koinzidenzen 339, 343
Zürich, Betatron des Kantonsspitals 553
Einladung von post-doctoral Theoretikern 1023
*Fraumünster* 1343
*Kronenhalle* 553, 778, 1351
Laboratoriums für Kernphysik 461
Montagskolloquium 60, 98
Physik-Kolloquium 1260
Universität 385, 398, 461, 578
*Wild-West-Bar* 368
Zustand, Gemische und reine Fälle 670f., 687, 707
Zustände, asymptotisches Verhalten 688
Zwei-Komponenten-Theorie 413, 471f., 481
Zweiteilung der Nullzustände, im Zustandsraum 706
als Attribut des Teufels 736, 761
des Vakuums 755f.
Dipol- und komplexe Geister 718
Spezialfall der 728
und Symmetrieverletzung 707, 726f.
und Symmetrieverminderung 736, 754, 762
*Zwiebel-Madonna* (Goeppert-Mayer) 100