

Zeitschrift: Helvetica Physica Acta
Band: 33 (1960)
Heft: [5]: Supplementum 5. Beiträge zur Entwicklung der Physik

Artikel: Der Betazerfall
Autor: Boehm, F.
DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-513243>

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. [Mehr erfahren](#)

Conditions d'utilisation

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. [En savoir plus](#)

Terms of use

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. [Find out more](#)

Download PDF: 22.02.2026

ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, <https://www.e-periodica.ch>

Der Betazerfall

Von F. BOEHM, California Institute of Technology, Pasadena, Calif., USA

1. Einleitung

Der spontane Umwandlungsprozess eines Atomkernes oder eines μ -Mesons, in dessen Verlauf ein positives oder negatives Elektron emittiert wird, heisst Betazerfall. Der Betazerfall spielt eine weit über sein kernphysikalisches Interesse hinausgehende Bedeutung, denn er reflektiert ein Naturgesetz von ganz besonderer Art. Während die klassischen Naturgesetze der Mechanik und des Elektromagnetismus ihren Inhalt bei einer Raumspiegelung, das heisst beim Übergang von einem rechts-händigen zu einem linkshändigen Koordinatensystem nicht ändern, also, wie man sagt, paritätserhaltend sind, tritt beim Betazerfall eine Umkehr der Parität auf. Ein betazerfallender Kern hat nämlich ausser der bekannten Eigenschaft eines mechanischen Drehimpulses (Kernspin), wie wir heute wissen, ein «unten» und ein «oben». Wir schliessen dies daraus, dass die beim Betazerfall ausgesandten Elektronen den Kern in bezug auf den Kernspinvektor mit einer ausgeprägten Vorzugsrichtung, nämlich *in* oder *entgegen* der Spinrichtung verlassen. Betrachten wir diesen betazerfallenden Kern im Spiegel, so erkennen wir, dass Objekt und Spiegelbild nicht gleich sind. Auch wissen wir heute, dass die beim Betazerfall emittierten Elektronen einen bestimmten Schraubensinn besitzen. Mit diesem Schraubensinn oder Spin in der Bewegungsrichtung hat die Natur sich für eine bestimmte Händigkeit eines Koordinatensystems entschlossen. Elektronen besitzen einen Links-Schraubensinn und Positronen einen Rechts-Schraubensinn.

Der Betazerfallsprozess ist in den letzten 25 Jahren mit beträchtlicher Intensität theoretisch und experimentell studiert worden. Als Ergebnis davon besitzen wir heute ein ziemlich gutes widerspruchsfreies Verständnis von diesem wie kaum von einem anderen Kernprozess. Im folgenden soll in beschreibender Sprache die bisherige Entwicklung und unser heutiges Bild vom Betazerfall skizziert werden.

2. Entwicklung und heutiger Stand des Betazerfalls

Der Kernpunkt unserer heutigen Vorstellung vom Betazerfall ist PAULIS Neutrino-Hypothese [1]¹⁾. Sie ist auf Grund eines negativen Befundes, der scheinbaren Energie-Nichterhaltung im Betazerfall, aufgestellt worden. Schon frühe Beobachtungen haben nämlich gezeigt, dass die Betateilchen, die bei einem Übergang von Kernzuständen mit wohldefinierter Energie E_0 emittiert werden, keine wohldefinierte Energie besitzen, sondern eine breite Energieverteilung aufweisen. Das sogenannte Neutrino, ein leichtes Teilchen, das, weil es keine Ladung trägt, der direkten Beobachtung zunächst unzugänglich war, soll einen Teil der Energie mitführen. Auf dieser Neutrino-Idee PAULIS hat FERMI 1934 [2] in Anlehnung an die Elektrodynamik seine Theorie des Betazerfalls begründet. Hiernach ist der Elektronenzerfall ein Prozess, bei dem im Kern ein Neutron in ein Proton übergeht unter gleichzeitiger Schaffung eines Elektron-Neutrino-Paares oder, genauer gesprochen, eines Elektron-Antineutrino-Paares. Der Positronenzerfall ist der entsprechende Prozess in umgekehrter Richtung. Das Energiespektrum der Elektronen erhält man automatisch, wenn man nur annimmt, dass die Zustände im Impulsraum von Elektron und Neutrino gleichmäßig besetzt werden. Es besitzt die einfache Form $P(E_e) dE_e \approx (E_o - E_e)^2 \rho_e E_e dE_e$, wo E_e die Energie der Elektronen und ρ_e den Impuls der Elektronen bedeutet. Während diese Form des Energiespektrums zunächst unabhängig von einer Annahme über die Art der Wechselwirkung zwischen den Nukleonen und den Feldern der beiden leichten Teilchen herauskommt, ist es für die Berechnung der absoluten Zerfallswahrscheinlichkeit für den Betaprozess nötig, solche Annahmen einzuführen. FERMI hat in seiner ursprünglichen Arbeit in Analogie zur Wechselwirkung zwischen elektrischer Ladung und elektromagnetischem Feld die sogenannte Vektorenwechselwirkung verwendet. Es zeigt sich jedoch, dass ausser dieser Vektor- (oder V-) Wechselwirkung noch vier andere Wechselwirkungen möglich sind [3], die den Bedingungen der Lorentz-Invarianz genügen. Diese werden mit folgenden Namen bezeichnet: Skalar (S), Tensor (T), Axialvektor (A), und Pseudoskalar (P). Wir wollen zunächst von der P-Wechselwirkung absehen, da sie, wie wir heute wissen, wohl nicht wesentlich beim Betazerfall beteiligt ist.

Man kann die übrigen 4 Wechselwirkungen dadurch klassifizieren, dass man die entsprechenden Auswahlregeln für den Kernspin betrachtet. Ändert bei einem Betazerfall der Kernspin seine Grösse und Richtung nicht, so sind nur die S- und V-Wechselwirkungen zulässig. Man nennt diese S- und V-Wechselwirkungen die Fermi-Wechselwirkungen. Tritt jedoch eine Änderung des Kernspinvektors um eine Einheit

¹ Die Ziffern in eckigen Klammern verweisen auf das Literaturverzeichnis, Seite 136.

von \hbar auf, dann sind nur die Wechselwirkungen A und T möglich. Diese werden als Gamow-Teller-Wechselwirkungen bezeichnet.

Die Rechnungen zeigen, dass bei all diesen Wechselwirkungen eine Korrelation zwischen der Richtung der Emission des Elektrons und derjenigen des Antineutrinos bestehen muss. Innerhalb der Gamow-Teller-Wechselwirkungen kann man den Unterschied zwischen der T- und A-Kopplung in anschaulicher Weise durch diese Winkelkorrelation charakterisieren. Bei T werden die Elektronen und Antineutrinos vorzugsweise in derselben Richtung vom Kern emittiert, während bei A die entgegengesetzten Richtungen bevorzugt werden. Eine ähnliche Unterscheidung ist bei den Fermi-Wechselwirkungen möglich. Hier bedeutet S eine Bevorzugung der Emission in entgegengesetzten Richtungen und V eine solche in gleicher Richtung.

Während vieler Jahre war der Entscheid, welche Wechselwirkung in der Natur vorliegt, das zentrale Problem des Betazerfalls. In den Jahren vor 1957 wurde allgemein angenommen, der Betazerfall sei von S und T beherrscht. Diese Annahme basierte auf den Messungen der Winkelkorrelation der beiden Teilchen bei ${}^6\text{He}$ und ${}^{19}\text{Ne}$. Wir wollen dies kurz erläutern. Wegen der Bevorzugung gewisser relativer Emissionsrichtungen von Elektron und Antineutrino ist es offensichtlich, dass eine experimentelle Unterscheidung zwischen den Kopplungsarten bei Fermi- und Gamow-Teller-Übergängen durch das Studium des Rückstosses, den der zerfallende Kern erfährt, möglich ist. Bei S- und A-Kopplung ist der Rückstoss klein, bei V- und T-Kopplung dagegen gross. Die Rückstossmessungen beim Gamow-Teller-Übergang von ${}^6\text{He}$ schienen damals eindeutig auf reine T-Kopplung hinzuweisen. Gegen einen grossen Beitrag von V und A sprach damals auch das Fehlen von sogenannten Fierz-Interferenzen im Betaspektrum, auf die wir weiter unten zurückkommen werden.

In den letzten Jahren sind nun mit verbesserten Methoden zahlreiche weitere Rückstossexperimente ausgeführt worden. ALLEN, STAHELIN und Mitarbeiter [4] haben beim Betazerfall von ${}^{35}\text{A}$ überzeugend gezeigt, dass nicht S- sondern V-Kopplung vorhanden sein muss. Ähnliche Messungen beim gemischten Gamow-Teller- und Fermi-Übergang von ${}^{19}\text{Ne}$ sprachen für entweder S, T- oder V, A-Kopplung. Beide Resultate zusammen befürworteten also die V, A-Varianten. Insgesamt wurden bis heute die folgenden Kerne auf ihre Elektron-Neutrino Korrelation untersucht: n , ${}^6\text{He}$, ${}^8\text{Li}$, ${}^{19}\text{F}$, ${}^{23}\text{Ne}$, ${}^{24}\text{Na}$ und ${}^{35}\text{A}$ [4]. Die Resultate dieser neuen Messungen in verschiedenen Laboratorien sprechen nun eindeutig für die Wahl der Kopplungen A für Gamow-Teller-Übergänge und V für Fermi-Übergänge. So ist also heute nach vielen Irrwegen die Art der Wechselwirkung im Betazerfall bestimmt.

Das Jahr 1957 brachte aber nicht nur ein Verständnis des Problems der Kopplung im Betazerfall, sondern noch etwas ganz anderes. Der Anre-

gung von LEE und YANG [5] folgend, wurde die Symmetrie des Betazerfalls in bezug auf Koordinatenspiegelung untersucht. WU und Mitarbeiter [6] haben ^{60}Co -Atome mit den Hilfsmitteln der Tieftemperaturphysik ausgerichtet und fanden, dass die Beta-Teilchen von ^{60}Co viel lieber in der Richtung entgegengesetzt zum Kernspinvektor emittiert werden als in anderen Richtungen. Das bedeutet aber nichts anderes, wie wir in der Einleitung gesehen haben, als eine Verletzung der Spiegelsymmetrie oder Parität. Schon die ersten Resultate deuteten darauf hin, dass die Elektronen mit der geforderten Verteilung $1 + a(v/c) \cos \theta$ emittiert werden, wo θ der Winkel zwischen Elektronimpuls und Kernspin darstellt; a hat bei ^{60}Co den Wert -1 . Kurz nach diesem klassischen Experiment von WU konnte die Paritätsverletzung im Betazerfall noch auf andere Weise gemessen werden: Es konnte etwa gleichzeitig von SCHOPPER [7], BOEHM und WAPSTRA [8] und DEBRUNNER und KÜNDIG [9] sowie von LUNDBY *et al.* [10] und STEFFEN [11] gezeigt werden, dass die dem Betazerfall folgenden Gammastrahlen eine zirkulare Polarisation besitzen im Einklang mit der Voraussage der Theorie [12].

Da, wie wir gesehen haben, eine ausgeprägte Korrelation zwischen Elektron- und Neutrino-Emissionsrichtungen besteht, war sofort zu erwarten, dass die beim paritätsverletzenden Betazerfall emittierten Teilchen eine longitudinale Polarisation, das heisst einen Spin in der Bewegungsrichtung haben müssen. Der Nachweis hierfür wurde zuerst von FRAUENFELDER *et al.* [13] mit einer Streumethode, sodann von GOLDHABER *et al.* [14] mit der Methode der Bremsstrahlung erbracht. Viele nachfolgende Messungen bestätigen diesen Sachverhalt und zeigen, dass die Elektronen zu einem Grad $-v/c$ polarisiert sind, also Links-Schraubensinn oder Helizität haben. Für die Positronen ergab sich durch Bestimmung der zirkularen Polarisation von Vernichtungsstrahlung hoher Energie eine Rechts-Helizität und ein Polarisationsgrad von $+v/c$ [15]. Natürlich war es nun wichtig, die longitudinale Polarisation der Neutrinos und Antineutrinos zu kennen. GOLDHABER und Mitarbeiter [16] fanden eine Links-Helizität für das Neutrino, das im Elektroneneinfangprozess von ^{152}Eu emittiert wird. Eine Messung der Helizität der Antineutrinos liegt noch nicht vor, doch bestehen wenig Zweifel darüber, dass das Antineutrino einen Rechts-Schraubensinn hat. Das würde bedeuten, dass die Teilchen (Elektron und Neutrino) sich von den Antiteilchen (Positron und Antineutrino) gerade durch den Schraubensinn unterscheiden. Oder, mit anderen Worten: Geht man von den Teilchen zu den entsprechenden Antiteilchen über, so muss man gleichzeitig auch von einem, sagen wir, linkshändigen in ein rechtshändiges Koordinaten- system übergehen.

Eine wichtige, durch die Paritätsverletzung aufgeworfene Frage war die folgende: Besteht vielleicht neben der Raum-Asymmetrie auch eine

Asymmetrie hinsichtlich der Zeit? Wäre die Zeitumkehr-Invarianz verletzt, dann hätte das zur Folge, dass die Kopplung im Betazerfall imaginäre Bestandteile enthalten müsste. Bei einem Betaübergang, zu dem die Fermi- sowohl wie die Gamow-Teller-Kopplung beitragen, würde das heissen, dass die beiden Kopplungen eine Phasenverschiebung von 90° besitzen müssen. In einem solchen Fall würden keine Interferenzen zwischen den Wechselwirkungen auftreten. In der Tat sind aber solche Interferenzen gefunden worden. Die Messungen [17] der zirkularen Polarisation der Gammastrahlen von ^{46}Sc zeigten eindeutig, dass der Phasenwinkel zwischen den Wechselwirkungen klein ist, dass also die Kopplungen reell sein müssen. Heute wissen wir dank der sehr genauen Studien über den Betazerfall des einfachsten Kernes, des Neutrons [4], dass die Gamow-Teller- und die Fermi-Kopplungen eine Phasenverschiebung von 180° besitzen und dass ihre relative Stärke einen Faktor 1,20 besitzt.

Die Tatsache der Paritätsverletzung öffnet uns nun die Möglichkeit, verschiedene, neue kernphysikalische Fragen beim Betazerfall zu studieren. Durch die oben beschriebene Interferenz zwischen den Wechselwirkungen haben wir zum Beispiel eine Methode an der Hand, welche uns gestattet, die Beiträge von V- und von A-Kopplung bei einer Anzahl von Betazerfällen zu studieren und mit Aussagen von Kernmodellen zu vergleichen. Wir werden auf diesen Aspekt im Rahmen einer kurzen Diskussion der offenen Probleme im letzten Abschnitt zurückkommen und uns nun der an der ETH betriebenen Erforschung des Betazerfalls zuwenden.

3. Die Arbeiten über Betazerfall in Zürich

Wir berichten zuerst über theoretische Arbeiten, sodann über experimentelle Arbeiten, die am ETH-Institut ausgeführt worden sind.

Die im ersten Abschnitt erwähnte grundlegende Arbeit von FERMI wurde im Jahre 1937 von FIERZ [18] in Zürich wesentlich erweitert. FIERZ hat eine Betatheorie, welche die fünf möglichen Wechselwirkungen einschliesst, diskutiert und gezeigt, dass im Energiespektrum ausser der bekannten statistischen Energieverteilung $(E_o - E_e)^2 \rho_e E_e$ sowie eines von der Kernladung abhängigen Faktors $F(E_e, Z)$ noch ein weiterer energieabhängiger Term auftreten kann. Dieser Term entsteht durch die Interferenzen der beiden Fermi-Wechselwirkungen S und V miteinander sowie der beiden Gamow-Teller-Wechselwirkungen T und A miteinander und hat die Form b/E_e , wo b eine von den Kopplungen abhängige Konstante ist. Der Term schien zunächst geeignet, den bei tiefen Energien damals beobachteten Elektronenüberschuss zu erklären. Später, mit der Verbesserung der experimentellen Technik, verschwand dieser offenbar durch Streuung im Präparat hervorgerufene Überschuss. Das Experiment

besagte dann, dass der Fierz-Term ausserordentlich klein ist oder gänzlich fehlen muss, woraus sich ergibt, dass S, V-Interferenzen und T, A-Interferenzen nicht auftreten können. Die Schlussfolgerung war, dass neben der durch die Rückstoss-Experimente bei ${}^6\text{He}$ und ${}^{19}\text{Ne}$ vorausgesagten S- und T-Wechselwirkung keine nennenswerten Beträge von V und A vorhanden sein dürfen. Dies war die Situation vor 1957.

Beim heutigen Stand der Kenntnis im Betazerfall bedeutet das Fehlen des Fierz-Terms nichts anderes als

$$\text{Re} \left\{ (C_V C_S^* + C'_V C'_S^*) |M_F|^2 + (C_A C_T^* + C'_A C'_T^*) |M_{GT}|^2 \right\} = 0,$$

was zum Beispiel bei einem reinen Fermi-Übergang²⁾ unter der Voraussetzung der Realität der Kopplungskonstanten heisst:

$$\frac{C_V}{C'_V} = - \frac{C'_S}{C_S}.$$

Die Grössen C und C' sind die Kopplungskonstanten für paritätserhaltende bzw. paritätsnichterhaltende Kopplungen, die Grössen M_F und M_{GT} die Matrixelemente für die Fermi- und Gamow-Teller-Anteile. In anschaulicher Sprache lautet obige Beziehung: Die Neutrinos bei der V-Wechselwirkung haben umgekehrten Schraubensinn wie bei der S-Wechselwirkung. Diese Aussage stimmt mit den Messungen über Elektronenpolarisation bei Fermi-Übergängen [15] überein, welche zusätzlich noch besagt, dass

$$C_V = C'_V \begin{cases} \text{und} \\ \text{oder} \end{cases} C_S = -C'_S$$

sein muss. – Erst durch Zuhilfenahme einer theoretischen Vorstellung, der Zwei-Komponenten-Theorie [20], ergibt sich aus dem Verschwinden des Fierz-Terms, dass nur eine der beiden Fermi-Wechselwirkungen vorhanden sein darf, nämlich, wie wir auf Grund von neuen Rückstoss-Experimenten wissen, die V-Wechselwirkung.

Der in der Fierz'schen Arbeit beschriebene Term hat also, wie wir gesehen haben, in der Entwicklung der Betatheorie eine bedeutende Rolle gespielt. In der nachfolgenden Zeit bis zum Jahre 1957 wurden in Zürich nur wenige theoretische Untersuchungen im Gebiet des Betazerfalls durchgeführt. Die nach 1957 folgende, rasche Entwicklung hat auch in Zürich neue Aktivität entfacht. PAULI [21] und ENZ [22] haben die mit der Leptonenerhaltung im Zusammenhang stehenden Invarianzen diskutiert. Dass sich Neutrino und Antineutrino wirklich unterscheiden, folgt zum Beispiel aus dem Experiment von DAVIS [23], in welchem die Absorption von pile-Antineutrinos zur Auslösung der Reaktion ${}^{37}\text{Cl} + \bar{\nu} \rightarrow$

²⁾ Das Verschwinden des Fierz-Terms beim Fermi-Übergang von ${}^{13}\text{N}$ folgt zum Beispiel aus der Arbeit [19].

$^{37}\text{A} + e$ studiert wurde. Diese Reaktion konnte nicht beobachtet werden, und in der Tat folgt aus dem Leptonenladungserhaltungsgesetz, dass die Reaktion nur mit Neutrinos, nicht aber mit Antineutrinos verlaufen soll.

Die aus dem Zürcher Institut stammenden experimentellen Arbeiten über den Betazerfall erstrecken sich über folgende Gebiete: 1. Bestimmung der totalen Betazerfallsenergie durch Messung von Endpunkten der Betaspektren; 2. Studium der Form von Betaspektren; 3. Studium des Verhältnisses von Positronenemission zu Elektroneneinfang; 4. Paritätsmessungen.

Zu einem Zeitpunkt, als die magnetischen Betaspektrometer als Laboratoriumshilfsmittel noch wenig bekannt waren, haben HUBER und WÄFFLER [24] eine einfache Methode ausgearbeitet, um durch Absorption mit Aluminium-Absorbern die Grenzenergie der Spektren zu bestimmen. Die sogenannte Halbwertsdicke, das heisst diejenige Absorberdicke, bei der die Zahl der Betateilchen auf die Hälfte reduziert wird, wurde empirisch in eine lineare Beziehung mit der Grenzenergie gebracht. Auf diese Weise konnte die Grenzenergie einer Anzahl von Betaübergängen bestimmt werden. Eine Verbesserung der Absorptionsmethode unter Berücksichtigung der Form des gesamten Absorptionspektrums wurde von BLEULER und ZÜNTI [25] veröffentlicht. Es gelang damit, durch Anpassen einer gemessenen Absorptionskurve an eine halbempirische Normalkurve gute Aussagen über die Endpunktsenergie zu gewinnen. Diese Methode setzte jedoch voraus, dass das zu untersuchende Spektrum rein statistische Form hat. Eine spätere Erweiterung dieser Absorptionsmethode durch einen Koinzidenzzusatz gestattete die Zerlegung eines komplexen Betaübergangs in Partialspektren. In mehreren Arbeiten aus der ETH, welche mehr auf eine kernspektroskopische als auf eine betaspektroskopische Zielsetzung gerichtet waren, ist diese Koinzidenzabsorption verwendet worden. Als Beispiel einiger kernspektroskopischer Untersuchungen mögen die Arbeiten [26] dienen.

1943 wurde von BRADT, HEINE und SCHERRER [27] ein magnetisches Halbkreisspektrometer gebaut. Dieses war, abgesehen von dem von STAUB [28] 1935 beschriebenen Linsenspektrometer für das Studium der Wechselwirkung der Elektronen mit Materie, das erste Betaspektrometer in Zürich, das für quantitative Studien über den Betazerfall geeignet war. Ein modernes lichtstarkes Linsenspektrometer wurde von ZÜNTI 1948 [29] berechnet und gebaut. Beide Apparate leisteten in den zahlreichen Arbeiten über komplexe Betaspektren und Kernspektroskopie der folgenden Jahre grosse Dienste (siehe zum Beispiel [30]). 1952–1954 wurde das Züntische Spektrometer durch Koinzidenzzusätze für Betakonversionselektronen- [31] und Beta-Gamma-Koinzidenzen [32] erweitert. Zu den magnetischen Betaspektrometern gesellte sich 1954 ein anderes, viel lichtstärkeres und als Koinzidenzgerät viel schnelleres Instrument, das

Anthracen-Szintillationsspektrometer. MAEDER und STAHELIN [33] haben mit dem Anthracen-Szintillator den komplexen Betazerfall von ^{25}Na und ^{25}Al untersucht.

Genaue Untersuchungen der Energieabhängigkeit der Betaspektren waren für die Prüfung der Richtigkeit der theoretischen Vorstellungen von grosser Wichtigkeit und deshalb Gegenstand zahlreicher Arbeiten, besonders in den Jahren 1948–1951. Die von verschiedenen Beobachtern beschriebenen Abweichungen von der statistischen Form haben indessen eine der folgenden Erklärungen gefunden: 1. Die Präparate waren zu dick, was zur Folge hatte, dass der Energieverlust der Elektronen im Präparat zu Abweichungen der Spektren bei tiefen Energien führte; 2. das Betaspektrometer hatte eine Unlinearität (magnetische Remanenz); 3. das Betaspektrum war verboten für die oben erwähnten Auswahlregeln und somit einer zusätzlichen Energieabhängigkeit unterworfen; 4. das Betaspektrum war komplex und die Abweichungen kamen durch Superposition von Partialspektren, die auf verschiedene Anregungsniveaux führen, zustande. Eine Abweichung ist beispielsweise bei ^{61}Cu beschrieben worden [34]. BOEHM, BLASER, MARMIER und PREISWERK [35] an der ETH fanden jedoch, dass diese Abweichung auf die komplexe Natur des ^{61}Cu -Zerfalls zurückzuführen war, und identifizierten 3 Kern-Gammastrahlen.

Parallel mit einem Positronenzerfall treten in vielen Fällen auch Elektroneneinfangprozesse auf. Die Fermi-Theorie gestattet eine ganz bestimmte Voraussage über die relative Häufigkeit beider Prozesse. Auf der anderen Seite hat eine damals diskutierte Variante der Fermi-Theorie, die sogenannte K.-U.-Theorie [36], eine andere Voraussage über dieses Verhältnis vorgeschlagen. Eine experimentelle Prüfung durch BRADT und Mitarbeiter [37] bei ^{107}Cd und durch HUBER, RUETSCHI und SCHERRER [38] bei ^{61}Cu und ^{64}Cu hat eindeutig für die ursprüngliche Fermi-Theorie entschieden. Die Zerfallsenergie beim Elektroneneinfangprozess ist von BRADT *et al.* [39] und von MÄDER und PREISWERK [40] unter Zuhilfenahme der bei diesem Prozess erzeugten inneren Bremsstrahlung am ^{55}Fe -Kern untersucht worden.

Beiträge zur Paritäts-Nichterhaltung beim Betazerfall stammen von DEBRUNNER und KÜNDIG [9, 41]. Ihre Messungen der zirkularen Polarisation der dem Betazerfall nachfolgenden Gammastrahlung waren in guter Übereinstimmung mit den Resultaten anderer Autoren [7, 8, 10, 11] und bestätigten die neu entdeckte Asymmetrie beim Betazerfall.

Wir erwähnen zum Schluss dieser Übersicht eine Arbeit von ARBER und STAHELIN [42]. In dieser Arbeit ist der Nachweis dafür erbracht worden, dass der Betaübergang von ^{34}Cl zwei Kernzustände mit Spin 0 und gerader Parität verbindet. Ein solcher Übergang kann aber nur durch reine Fermi-Kopplung zustande kommen. Etwa gleichzeitig sind

in anderen Laboratorien bei den Kernen ^{10}C und ^{14}O ebenfalls 0-0-Übergänge aufgefunden worden. Heute kennen wir etwa ein halbes Dutzend solcher 0-0-Übergänge, anhand deren wir in der Lage sind, die Fermi-Wechselwirkung isoliert zu studieren.

4. Ausblick auf bestehende Probleme

Unter den ungelösten Problemen im Betazerfall sind diejenigen, welche die Natur des Betazerfalls selbst betreffen, von grösstem Interesse. Wir wollen uns zuerst diesen Fragen zuwenden. Sodann wollen wir kurz zur Illustration eine praktische Anwendung auf eine Frage der Kernphysik geben.

Wir haben im Abschnitt 2 gesehen, dass der Betazerfall heute in zufriedenstellender Weise durch Vektor- und Axialvektorkopplung beschrieben werden kann. Kleine Beimischungen von wenigen Prozent der S- und T-Kopplungen können aber auf Grund der bisherigen Messungen nicht ausgeschlossen werden. Die experimentell gegebene Fehlergrenze für den Grad der Nichterhaltung der Parität beträgt heute etwa 3%. Es ist von prinzipiellem Interesse, die obere Grenze für S, T-Beimischung und für die Paritätserhaltung möglichst um eine Größenordnung zu reduzieren.

Man möchte ferner gerne eine Antwort darauf besitzen, ob die Kopplungskonstanten, wie es heute scheint, wirklich bloss Realteile enthalten. Eine Reduktion der dafür heute angegebenen Unsicherheit, welche ausgedrückt durch den relativen Phasenwinkel etwa 8° beträgt, ist von grosser Wichtigkeit.

Sodann ist es mit Hinblick auf die Gültigkeit der Zwei-Komponententheorie [20] von Interesse, ein Studium der pseudoskalaren Wechselwirkung zu unternehmen. Wenn die durch die bisherigen Experimente gestützte Vermutung, dass die P-Kopplung keine Rolle spielt, durch weitere, speziell auf diese Frage gerichtete Experimente bestätigt werden kann, so würde das stark zugunsten der durch ihre Symmetrie und Einfachheit imponierenden Zwei-Komponententheorie sprechen.

Die fundamentale Frage der Universalität der Kopplung im Betazerfall wurde von verschiedenen Autoren aufgeworfen [43, 44]. Aus der reinen V-Kopplung beim ^{14}O kann man die absolute Stärke der Kopplung von $(1,41 \pm 0,01) \times 10^{-49} \text{ erg/cm}^3$ herleiten. Errechnet man mit dieser Kopplungsstärke die Lebensdauer des μ -Mesons, so findet man einen Wert von $(2,26 \pm 0,04) \times 10^{-6} \text{ sec}$. Die experimentell bestimmte Lebensdauer ist $(2,22 \pm 0,22) \times 10^{-6} \text{ sec}$. Wenn man bedenkt, dass der Kern-Betazerfall sich zwischen Nukleonen abspielt, in denen auch starke Wechselwirkungen mit π -Mesonen und strange particles vorkommen, dass aber anderseits bei μ -Mesonen keine solche starke Wechselwirkung vorhanden ist, so ist diese Übereinstimmung sehr überraschend. FEYNMAN and GELL-

MANN [43] haben diese Situation eingehend studiert. In einer neueren Arbeit hat GELL-MANN [45] die zusätzliche Kopplung zwischen Nukleonen und π -Mesonen berücksichtigt und die daraus entstehenden experimentell zu prüfenden Konsequenzen abgeleitet. Die zusätzliche Wechselwirkung zwischen Nukleonen und π -Mesonen führt nämlich auf einen Prozess der Art: $\pi^- \rightarrow \pi^0 + e^- + \bar{\nu}$. Seiner Langsamkeit wegen (Lebensdauer ~ 1 sec) kann dieser Prozess aber neben dem konkurrierenden $\pi \rightarrow \mu$ -Zerfall zunächst nicht direkt beobachtet werden. Er kann aber im Kern-Betazerfall nachgewiesen werden, denn er bewirkt eine Interferenz mit dem üblichen Axialvektor-Anteil und gibt dadurch zu einem Zusatzglied der Form $(\mu_p - \mu_n) E_e/M$ Anlass. μ_p und μ_n sind die anomalen (das heisst durch virtuelle π -Mesonenströme produzierte) magnetischen Momente des Protons und Neutrons, M die Nukleonenmasse und E_e die Elektronenenergie.

GELL-MANN hat gezeigt, dass das Studium von Übergängen von einem Isotopenspin Multiplett, wo also genau dieselben Matrixelemente eine Rolle spielen, eine Prüfung seiner Theorie gewähren kann. Als konkretes Beispiel hat er das $A = 12$ System diskutiert und abgeschätzt, dass die Spektren von $^{12}B(\beta^-) ^{12}C$ und $^{12}N(\beta^+) ^{12}C$ infolge der π -mesonischen Effekte Abweichungen von etwa 10% voneinander zeigen sollen. Konklusive experimentelle Ergebnisse zu dieser Frage liegen leider bis heute noch nicht vor. Dass der GELL-MANN-Term sich auch in der Winkelkorrelation zwischen Betateilchen und nachfolgenden Gammaquanten auswirkt, wurde von BOEHM, SOERGEL und STECH [46] und von BERNSTEIN und LEWIS [47] gezeigt. Die erstgenannten Autoren haben experimentell in der Korrelation von $^{20}F(\beta, \gamma(\theta)) ^{20}Ne$ eine Anisotropie von etwa 1% gefunden, was mit der GELL-MANNSchen Vorhersage übereinstimmt. Zwar ist in diesem Experiment die Rolle von anderen Matrixelementen höherer Ordnung schwer abzuschätzen, was zu einer gewissen Unsicherheit bei der Interpretation des Resultates führt. Ähnlich verhält es sich bei den Arbeiten von PORTER *et al.* [48] und DANIEL [49], in denen Abweichungen von der statistischen Form des Betaspektrums gefunden worden sind.

Präzisionsmessungen von Betaspektren, $\beta\gamma$ - und $\beta\alpha$ -Korrelationen bei Isotopenspin Multipletts sind zur Klärung dieser fundamentalen Frage der Natur der Kopplung von grösster Wichtigkeit.

Kernphysikalische Informationen über das Vorzeichen und die relative Grösse der Gamow-Teller- und Fermi-Matrixelemente kann durch die weiter oben erwähnten Zirkularpolarisationsmessungen bei $J \rightarrow J$ -Übergängen gewonnen werden [50]. Auch Messungen der transversalen Polarisation von Konversionselektronen, die senkrecht zum Betateilchen emittiert werden, gestatten ähnliche Aussagen [51]. Ein Vergleich solcher Daten mit den Vorhersagen des Schalenmodells scheint uns sehr ausschlussreich. Die bei einigen Übergängen, wie ^{46}Sc [17] oder ^{52}Mn [52]

beobachtete starke Abweichung von der Isotopenspin-Auswahlregel hat bisher unerforschte Gründe.

Noch ist der Vorrat der ungelösten Probleme, die uns im Betazerfall begegnen, nicht erschöpft. Es scheint uns aber, dass manche der hier erwähnten prinzipiellen Fragen heute mit Hilfe der Methoden der modernen Kernspektroskopie gelöst werden können.

Literaturverzeichnis

- [1] W. PAULI, in: *Rapports du 7me Conseil de Physique Solvay, Brüssel 1933* (Gauthier-Villars, Paris 1934).
- [2] E. FERMI, Z. Physik 88, 161 (1934).
- [3] W. PAULI, Ann. inst. Henri Poincaré, 6, 109 (1936).
- [4] Neutron: M. T. BURGI, V. E. KROHN, T. B. NOVEY, G. R. RINGO und V. L. TELELDI, Phys. Rev. Letters 1, 324 (1958).
- ⁶He: F. PLEASONTON, C. H. JOHNSON und A. H. SNELL, Bull. Amer. Phys. Soc. [II] 4, 78 (1959).
- ⁸Li: K. H. LAUTERJUNG, B. SCHIRMER und H. MAIER-LEIBNITZ, Z. Physik 150, 657 (1958).
- ⁶He, ¹⁹Ne, ²³Ne und ³⁵A: W. B. HERRMANNSFELDT, R. L. BURMAN, P. STAHELIN, J. S. ALLEN und T. H. BRAID, Bull. Am. Phys. Soc. [II] 4, 77 (1959).
- ²⁴Na: N. A. BURGOV und YU. V. TEREKHOV, Nuclear Phys. 10, 541 (1959).
- ³⁵A: W. B. HERRMANNSFELDT, D. R. MAXSON, P. STAHELIN und J. S. ALLEN, Phys. Rev. 107, 641 (1958).
- [5] T. D. LEE und C. W. YANG, Phys. Rev. 104, 254 (1956).
- [6] C. S. WU, E. AMBLER, R. W. HAYWARD, D. D. HOPPES und R. P. HUDSON, Phys. Rev. 105, 1413 (1957).
- [7] H. SCHOPPER, Phil. Mag. 2, 710 (1957).
- [8] F. BOEHM und A. H. WAPSTRA, Phys. Rev. 106, 1364 (1957),
- [9] P. DEBRUNNER und W. KÜNDIG, H.P.A. 30, 261 (1957).
- [10] A. LUNDBY, A. P. PATRO und J. P. STROOT, Nuovo Cim. 6, 745 (1957).
- [11] R. M. STEFFEN, Bull. Am. Phys. Soc. Ser. II, 3, 205 (1958).
- [12] K. ALDER, B. STECH und A. WINTHON, Phys. Rev. 107, 728 (1957).
- [13] H. FRAUENFELDER, HANSON, LEVINE, ROSSI und DE PASQUALI, Phys. Rev. 106, 386 (1957); 107, 643 (1957).
- [14] M. GOLDHABER, L. GRODZINS und A. W. SUNYAR, Phys. Rev. 105, 826 (1957).
- [15] F. BOEHM, T. NOVEY, C. BARNES und B. STECH, Phys. Rev. 108, 1497 (1957).
- [16] M. GOLDHABER, L. GRODZINS und A. W. SUNYAR, Phys. Rev. 109, 1015 (1957).
- [17] F. BOEHM und A. H. WAPSTRA, Phys. Rev. 107, 1462 (1957).
- [18] M. FIERZ, Z. Phys. 104, 553 (1937).
- [19] H. DANIEL und U. SCHMIDT-ROHR, Nuclear Physics 7, 516 (1958).
- [20] T. D. LEE und C. N. YANG, Phys. Rev. 105, 1671 (1957).
- [21] W. PAULI, Nuovo Cim. 6, 204 (1957).
- [22] CH. ENZ, Nuovo Cim. 6, 250 (1957); H.P.A. 31, 69 (1958).
- [23] R. DAVIS, Bull. Amer. Phys. Soc. [II] 1, 219 (1956); UNESCO/NS/RIC/223 London (Pergamon Press 1957).
- [24] O. HUBER und H. WÄFFLER, H.P.A. 18, 221 (1945).
- [25] E. BLEULER und W. ZÜNTI, H.P.A. 19, 375 (1946).
- [26] H. BRADT und P. SCHERRER, H.P.A. 18, 405 (1945); E. BLEULER, W. BOLLMANN und W. ZÜNTI, H.P.A. 19, 419 (1946); E. BLEULER, P. SCHERRER, M. WALTER und W. ZÜNTI, H.P.A. 20, 96 (1947); E. BLEULER und W. ZÜNTI, H.P.A. 20, 195 (1947).

- [27] H. BRADT, H. G. HEINE und P. SCHERRER, H.P.A. 16, 455 (1943); H.P.A. 19, 431 (1946).
- [28] H. STAUB, H.P.A. 9, 306 (1936).
- [29] W. ZÜNTI, H.P.A. 21, 179 (1948).
- [30] O. HUBER, H. MEDICUS, P. PREISWERK und R. STEFFEN, H.P.A. 20, 495 (1947); MUKERJI und P. PREISWERK, H.P.A. 25, 387 (1952).
- [31] O. HUBER, F. HUMBEL, H. SCHNEIDER und A. DE SHALIT, H.P.A. 25, 3 (1952).
- [32] J. BRUNNER, J. HALTER, O. HUBER, R. JOLY und D. MAEDER, H.P.A. 27, 572 (1954).
- [33] D. MAEDER und P. STAEBELIN, H.P.A. 28, 193 (1955).
- [34] C. S. COOK und L. M. LANGER, Phys. Rev. 74, 227 (1948).
- [35] F. BOEHM, J. P. BLASER, P. MARMIER und P. PREISWERK, Phys. Rev. 77, 295 (1950).
- [36] E. J. KONOPINSKI und G. E. UHLENBECK, Phys. Rev. 48, 7 (1935).
- [37] H. BRADT, P. C. GUGELOT, O. HUBER, H. MEDICUS, P. PREISWERK und P. SCHERRER, H.P.A. 18, 351 (1945).
- [38] O. HUBER, RUETSCHI und P. SCHERRER, H.P.A. 22, 375 (1949).
- [39] H. BRADT, P. C. GUGELOT, O. HUBER, H. MEDICUS, P. PREISWERK, P. SCHERRER und R. STEFFEN, H.P.A. 19, 222 (1946).
- [40] D. MAEDER und P. PREISWERK, Phys. Rev. 84, 595 (1951).
- [41] J. BERTHIER, P. DEBRUNNER, W. KÜNDIG und B. ZWAHLEN, H.P.A. 30, 483 (1957).
- [42] W. ARBER und P. STAEBELIN, H.P.A. 26, 433 (1953).
- [43] R. P. FEYNMAN and M. GELL-MANN, Phys. Rev. 109, 193 (1958).
- [44] E. C. G. SUDARSHAN und R. E. MARSHAK, Phys. Rev. 109, 1860 (1958); J. J. SAKURAI, Nuovo Cim. 5, 649 (1958).
- [45] M. GELL-MANN, Phys. Rev. 111, 362 (1958).
- [46] F. BOEHM, V. SOERGEL und B. STECH, Phys. Rev. Letters 1, 77 (1958).
- [47] J. BERNSTEIN und R. R. LEWIS, Phys. Rev. 112, 232 (1958).
- [48] F. T. PORTER, F. WAGNER, M. S. FREEDMAN, Phys. Rev. 107, 153 (1957).
- [49] H. DANIEL, Nuclear Phys. 8, 191 (1958).
- [50] F. BOEHM und A. H. WAPSTRA, Phys. Rev. 109, 456 (1958).
- [51] H. FRAUENFELDER, J. D. JACKSON und H. W. WYLD, Phys. Rev. 110, 451 (1958).
- [52] F. BOEHM, Phys. Rev. 109, 1018 (1958).