

STERN-GERLACH-MEDAILLE

# Der CP-Verletzung auf der Spur

Wie die schwache Wechselwirkung die Symmetrie zwischen Materie und Antimaterie aufhebt.

Konrad Kleinknecht

Beim Urknall entstanden Materie und Antimaterie in gleichen Mengen aus Licht. Heute ist Antimaterie aber im Universum nicht mehr vorhanden, weil sie durch Zusammenstöße mit Materie vernichtet wurde. Dass ein Rest von Materie übrig blieb, lässt sich nur durch eine Verletzung der Symmetrie zwischen Materie und Antimaterie erklären. Eine Serie von Experimenten am CERN hat gezeigt, dass die schwache Wechselwirkung diese Symmetrie verletzt.

Die leuchtende Materie unseres Universums befindet sich in ständiger Expansion. Die weit entfernten Galaxien bewegen sich umso schneller von uns weg, je weiter sie von uns entfernt sind. Daraus schließen wir, dass die Galaxien ursprünglich einmal eng beieinander waren. Aus der Expansionsgeschwindigkeit folgt, dass dies vor etwa 13,7 Milliarden Jahren der Fall war. Damals fand also der „Urknall“ statt. Dabei entstanden Materie und Antimaterie bei sehr hohen Temperaturen in gleichen Mengen, denn die Kräfte, die hauptsächlich für die Erzeugung von Materie verantwortlich waren, sind völlig symmetrisch bezüglich Materie und Antimaterie. Schon 1927 hatte Paul A. M. Dirac in seiner relativistischen Wellengleichung für das negativ geladene Elektron eine weitere, unerwartete Lösung gefunden, ein „Anti-Elektron“. Im Jahr 1933 entdeckte Carl Anderson in der Höhenstrahlung ein Teilchen mit derselben Masse und demselben Spin wie das Elektron, aber mit positiver elektrischer Ladung. Er nannte dieses „positive Elektron“, das erste Beispiel für ein Antiteilchen, Positron. Das Positron ist sehr kurzlebig, weil es beim Zusammenstoß mit Elektronen der normalen Materie vernichtet wird. 1955 gelang es am Beschleunigerlabor in Berkeley, das Antiteilchen zum Proton, das negativ geladene Antiproton, zu erzeugen und nachzuweisen. Für alle in der Folge entdeckten Elementarteilchen ist auch jeweils ein Antiteilchen bekannt. Sie bilden die „Antimaterie“.

Antiteilchen haben die entgegengesetzt gleichen Quantenzahlen (Ladung, Leptonzahl, Baryonzahl etc.) wie ihre Teilchenpartner. Bei jeder Erzeugung von Bausteinen der Materie aus Lichtenergie gemäß der Einsteinschen Beziehung zwischen Energie und Masse,  $E = mc^2$ , müssen deshalb zwei Teilchen entstehen, die sich die Energie aufteilen. So bildeten sich z. B. ein Elektron  $e^-$  und ein Positron  $e^+$  aus einem Lichtquant,



wie man in einem Blasenkammerdetektor an einem Beschleuniger nachweisen kann. In ähnlicher Weise entstanden auch alle anderen Grundbausteine der Materie paarweise aus Licht (Photonen): die Elektronen und ihre „schweren Brüder“ (Myonen und Tau-Leptonen) mit ihren Antiteilchen, die drei Neutrinos mit Antineutrinos und die elementaren Bestandteile der Kernbausteine, die Quarks und Antiquarks (Tab. 1). Beim Urknall befanden sich die so erzeugten Teilchen miteinander im thermodynamischen Gleichgewicht und bildeten einen heißen Feuerball aus Quarks, Antiquarks, Leptonen, Antileptonen und Photonen. Diese etwa  $10^{32}$  Kelvin heiße Masse expandierte dann rasch und kühlte ab.

Als die mittlere Energie der Teilchen unter 1 GeV abgesunken war – das entspricht einer Temperatur von

Mit dem NA31-Experiment gelang es am CERN erstmals, die direkte CP-Verletzung nachzuweisen. Der sichtbare „Zug“ diente dazu, das Target für die Erzeugung der  $K_S$ -Mesonen im Vakuumtank zu verschieben.

## KOMPAKT

- Seit über 40 Jahren ist bekannt, dass im System des neutralen K-Mesons und seines Antiteilchens sowohl die Symmetrie unter Raumspiegelung (Parität P) als auch die kombinierte Symmetrie CP unter Ladungskonjugation C und P verletzt sind.
- Experimente am CERN (und später in den USA) haben gezeigt, dass sich dieser Effekt durch die schwache Kraft im Rahmen des Standardmodells beschreiben lässt und dass eine fünfte „superschwache Kraft“ dazu nicht nötig ist.
- Diese CP-Verletzung ist jedoch nicht stark genug, um den beobachteten Materieüberschuss im Universum zu erklären.

Prof. Dr. Konrad Kleinknecht, Institut für Physik, Universität Mainz, Staudingerweg 7, 55099 Mainz – Preisträgerartikel anlässlich der Verleihung der Stern-Gerlach-Medaille 2008 auf der 72. DPG-Jahrestagung in Berlin.

Elementarbausteine der Materie	
Leptonen	Quarks
$e^-$ (Masse 0,0005 GeV) $\nu_e$	u d
$\mu^-$ (Masse 0,106 GeV) $\nu_\mu$	c s
$\tau^-$ (Masse 1,78 GeV) $\nu_\tau$	t b

$10^{13}$  Kelvin –, wurde die Bewegungsenergie der Quarks und Antiquarks vergleichbar mit der Bindungsenergie der Quarks in Mesonen. Sie begannen deshalb, sich zu kurzlebigen Mesonen zu vereinigen, die dann in stabile Teilchen zerfielen. Wenn alle Kräfte symmetrisch auf Materie und Antimaterie einwirken würden, wäre am Ende dieses Prozesses alle Materie verschwunden. Übrig blieben nur noch Photonen, die bei der weiteren Expansion des Universums immer stärker abkühlen würden, d. h. ihre Wellenlänge würde weiter in den Infrarotbereich verschoben.

Diese „kosmische Hintergrundstrahlung“ ist 1965 als Mikrowellenstrahlung beobachtet worden und stützt so die Urknallhypothese. Sie ist das gedehnte Echo der ursprünglich vorhandenen heißen Strahlung. Heute enthält jeder Liter des Raumes 400 000 Photonen dieser Strahlung. Die Energieverteilung der Photonen entspricht genau der von Max Planck berechneten für einen Wärmestrahler der Temperatur 2,73 Kelvin.

Wie kann man aber verstehen, dass sich nicht alle Materie und Antimaterie vernichtet haben, sondern dass ein kleiner Teil der Materie und überhaupt keine Antimaterie übrig geblieben ist? Die Dichte der heute vorhandenen sichtbaren leuchtenden Materie im Universum beträgt etwa  $6 \cdot 10^{-5}$  Nukleonen pro Liter, sie ist also viel kleiner als die Dichte der Photonen, obwohl diese beiden Dichten im frühen Stadium des Urknalls gleich waren. Die mögliche Erklärung geht auf Andrej Sacharow zurück, der feststellte, dass das Verschwinden der Antimaterie und die Bildung eines kleinen Überschusses von Materie nur dann möglich war, wenn

- es eine Kraft gibt, die die Symmetrie zwischen Materie und Antimaterie zerstört („verletzt“),
- es eine Kraft gibt, die die Zahl der schweren Teilchen geringfügig verändert und
- es bei der Expansion des Universums Phasen gibt, in denen das thermodynamische Gleichgewicht nicht gilt.

Die erste Bedingung bedeutet, dass unsere Annahme, alle Kräfte wirkten symmetrisch auf Materie und Antimaterie, falsch ist. Aus der zweiten folgt, dass auch Protonen nicht unbegrenzt stabil sind; allerdings liegen die experimentellen Grenzen für die Lebensdauer der Protonen bei mehr als  $10^{31}$  Jahren. Die dritte Bedingung lässt sich in kosmologischen Modellen auf verschiedene Weise erfüllen; eine Möglichkeit ist die sehr schnelle „inflationäre“ Expansion, eine andere besteht in einem starken Phasenübergang erster Ordnung der elektroschwachen Wechselwirkung im Standardmodell.

Die Experimente, über die ich hier berichte, beschäftigen sich nur mit der ersten Bedingung, nämlich der Suche nach einer Kraft, die sich bezüglich Materie und Antimaterie asymmetrisch verhält. Diese Kraft

muss in den frühen Phasen des Universums bei Temperaturen von  $10^{32}$  Kelvin einen geringen Überschuss von Quarks über Antiquarks von etwa  $10^{-9}$  bewirkt haben. Es könnte z. B. sehr schwere Teilchen gegeben haben, die geringfügig häufiger in Quarks als in Antiquarks zerfielen („X-Teilchen“). Bei der anschließenden Vernichtung von Quarks und Antiquarks wäre dieser Überschuss erhalten geblieben und hätte die Kernmaterie und zusammen mit den Elektronen die Atome des Universums gebildet.

## Symmetrische Natur

Sacharow ging also von der Idee aus, dass es eine Kraft gibt, die eine in der Physik bisher tief verankerte Symmetrie zwischen Materie und Antimaterie verletzt und dadurch den Überschuss an Materie verursacht. Anfang des 20. Jahrhunderts zeigte Emmy Noether in Göttingen, dass jeder Symmetrie einer physikalischen Gleichung ein Erhaltungssatz für eine entsprechende Größe gegenübersteht. So hat die Symmetrie der physikalischen Gesetze bei einer Verschiebung (Translation) eines Experiments im Raum die Erhaltung des Impulses zur Folge, ebenso die Symmetrie bei Drehungen im Raum die Erhaltung des Drehimpulses und die Symmetrie bei einer Verschiebung in der Zeit die Erhaltung der Energie. Diese Erhaltungssätze gelten in der Makrowelt wie in der Mikrowelt der kleinsten Teilchen.

Untersucht man die Symmetrie der Naturgesetze bei Spiegelungen, so geht es um die Frage, wie physikalische Vorgänge in einem Experiment und einem spiegelbildlichen Experiment ablaufen. Das Ergebnis ist dasselbe, wenn man z. B. ein Auto mit Linkssteuerung von einem Fahrer oder mit Rechtssteuerung von einem gespiegelten Fahrer steuern lässt. Die Raumspiegelung wird Paritätsoperation P genannt.

Experimentelle Tests zeigen, dass sowohl die Gravitation als auch die elektromagnetische Wechselwirkung und die Kernkraft („starke Wechselwirkung“) sich unter der Paritätsspiegelung P symmetrisch verhalten. Auch bezüglich einer anderen Art von Spiegelung, der Ladungskonjugation C, bei der sich jedes Teilchen in sein (entgegengesetzt geladenes) Antiteilchen verwandelt, Materie sich also in Antimaterie „spiegelt“, verhalten sich die drei Kräfte symmetrisch.

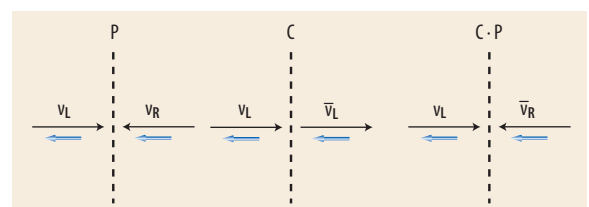


Abb. 1 Die Spiegelungsoperationen P (Raumspiegelung) bzw. C (Teilchen-Antiteilchen-Spiegelung) führen ein linkshändiges Neutrino ( $\nu_L$ ) in ein rechtshändiges Neutrino  $\nu_R$  bzw. ein linkshändiges Antineutrino  $\bar{\nu}_L$  über, die in der Natur nicht beobachtet werden (schwarzer Pfeil: Impuls, blauer Pfeil: Drehimpuls). Bei der kombinierten Operation C · P entsteht jedoch ein existierendes rechtshändiges Antineutrino  $\bar{\nu}_R$ .

## Verletzte Parität

Unter den vier Naturkräften verhält sich jedoch eine einzige anders: die schwache Kraft, die viel schwächer ist als die elektromagnetische Kraft und stärker als die Gravitation. Bereits 1957 wurde nachgewiesen, dass die schwache Kraft, die den radioaktiven  $\beta$ -Zerfall von Kernen und Elementarteilchen verursacht, eine eindeutige Präferenz für die Emission von linksdrehenden („linkshändigen“) Elektronen und von linksdrehenden Neutrinos hat. Wenn dagegen Positronen beim  $\beta$ -Zerfall entstehen, sind sie ganz überwiegend rechtsdrehend („rechtshändig“). So zerfällt etwa ein freies Neutron in ein etwas leichteres Proton, ein linkshändiges Elektron und ein rechtshändiges Antineutrino:  $n \rightarrow p e^- \bar{\nu}$ . Dies ist eine Verletzung der Spiegelsymmetrie oder der Parität P. Einher geht damit gleichzeitig auch eine Verletzung der Materie-Antimaterie-Symmetrie: Wenn wir uns analog zum räumlichen Spiegel einen Teilchen-Antiteilchen-Spiegel C (C von Charge) denken, so müsste folgende spiegelbildliche Reaktion ablaufen: Ein Antineutron zerfällt in ein Antiproton plus ein linkshändiges Positron plus ein rechtshändiges Neutrino (der Drehsinn bleibt bei der C-Spiegelung erhalten). Solch ein rechtshändiges Neutrino gibt es jedoch nicht, folglich ist ein C-spiegelbildlicher Prozess nicht möglich, und die Symmetrie ist verletzt (Abb. 1).

Im Gegensatz dazu ist das durch die kombinierte Spiegeloperation CP erzeugte Bild des linkshändigen Neutrinos ein rechtshändiges Antineutrino, wie es beim  $\beta^-$ -Zerfall entsteht.

Nimmt man an, dass die schwache Wechselwirkung bei einer CP-Spiegelung unverändert bleibt („CP-Invarianz“), so ergeben sich interessante Konsequenzen für das in der Natur nahezu einmalige System der neutralen K-Mesonen. Diese Mesonen tragen – im Gegensatz zum  $\pi$ -Meson oder zum Photon – die Quantenzahl S (Seltsamkeit, Strangeness), die in starken und elektromagnetischen Wechselwirkungen erhalten ist, sich jedoch in schwachen Wechselwirkungen ändern kann. Das Antiteilchen des  $K^0$ -Mesons mit  $S = +1$  ist das  $\bar{K}^0$ -Meson mit  $S = -1$ . Das  $\bar{K}^0$ -Meson unterscheidet sich also von seinem Antiteilchen, während das neutrale  $\pi^0$ -Meson und das Photon identisch mit ihrem Antiteilchen sind. Falls wir die CP-Invarianz der schwachen Wechselwirkung annehmen, sind deren Eigenzustände – also die realen Teilchen mit definierter Masse und Lebensdauer – gleichzeitig Eigenzustände der CP-Operation. Diese sind die beiden Linearkombinationen:

$$K_1 = (K^0 + \bar{K}^0)/\sqrt{2} \text{ mit CP-Eigenwert} = +1$$

$$K_2 = (K^0 - \bar{K}^0)/\sqrt{2} \text{ mit CP-Eigenwert} = -1.$$

Ein Zustand aus zwei  $\pi$ -Mesonen mit Bahndrehimpuls Null hat den Eigenwert +1, d. h.  $CP(\pi^+\pi^-) = (\pi^+\pi^-)$ . Deshalb ist der Zerfall in diesen Zustand für  $K_1$ -Mesonen erlaubt, für  $K_2$  durch die Erhaltung der CP-Quantenzahl verboten. Das  $K_2$ -Meson muss somit in andere Endzustände, nämlich solche mit drei Teilchen, zerfallen und lebt im Mittel 600-mal länger als das  $K_1$ -Meson.

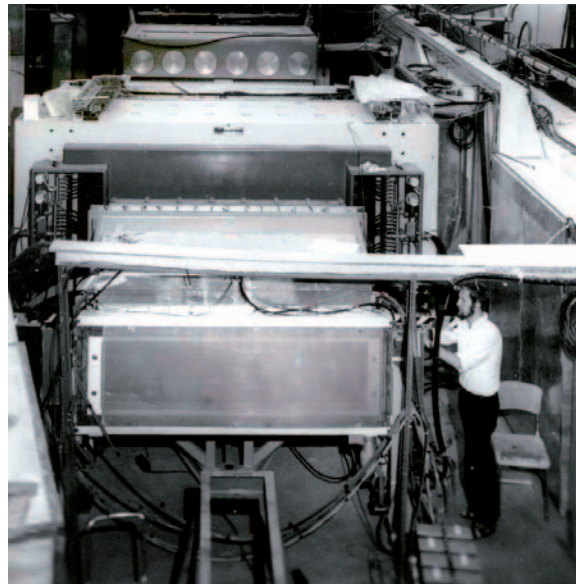


Abb. 2 Das von 1969 bis 1974 betriebene CERN-Heidelberg-Experiment verwendete ein Magnetspektrometer mit Proportionaldrahtkammern.

## CP-Verletzung

Dieses Bild war zerstört, als 1964 Christenson, Cronin, Fitch und Turlay [1] entdeckten, dass das langlebige K-Meson zu einem geringen Anteil auch in zwei  $\pi$ -Mesonen zerfällt. Damit war die CP-Invarianz der schwachen Wechselwirkung hinfällig. Der langlebige Zustand  $K_L$  ist deshalb kein reiner Zustand mit  $CP = -1$ , sondern enthält eine kleine Beimischung mit  $CP = +1$ :  $K_L = K_2 + \epsilon K_1$ . Ebenso ist der kurzlebige Zustand  $K_S$  eine Mischung:  $K_S = K_1 + \epsilon K_2$ . Eine Serie von Experimenten in den Jahren 1965 bis 1974 hat gezeigt, dass dieser komplexe Parameter  $\epsilon$  einen Betrag von  $(2,27 \pm 0,03) \times 10^{-3}$  hat [2]. Seine Phase ergibt sich aus theoretischen Überlegungen, wenn man CPT-Invarianz voraussetzt, zu  $(43,4 \pm 0,1)^\circ$ .

Von verschiedenen theoretischen Modellen zur Beschreibung dieses Sachverhalts blieben danach nur noch zwei übrig:

- Das Modell einer ad hoc erfundenen fünften, sehr schwachen Wechselwirkung von Lincoln Wolfenstein („Superweak interaction“) [3] und
- die Erklärung im Rahmen des Standardmodells der schwachen Quark-Mischung durch M. Kobayashi und T. Maskawa [4].

Die von Wolfenstein postulierte superschwache Wechselwirkung ändert die Quantenzahl Seltsamkeit um zwei Einheiten, ermöglicht also eine Mischung von  $K^0$  und  $\bar{K}^0$ , und erzeugt so eine Beimischung der „falschen“ CP-Parität im langlebigen  $K_L$ -Zustand. Diese Beimischung ist die einzige beobachtbare Konsequenz dieses Modells, und der Zerfall  $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-$  läuft ausschließlich über den CP-erhaltenden Zerfall dieser kleinen Beimischung von  $K_1$  in zwei  $\pi$ -Mesonen ab. Dieses Modell hat den Nachteil, dass es ganz und gar nicht in den Rahmen des durch viele experimentelle Fakten gestützten Standardmodells der fundamentalen Wechselwirkungen passt.

Im Gegensatz hierzu erklärt das Modell von Kobayashi und Maskawa (KM) diese Beimischung als Effekt zweiter Ordnung in der schwachen Wechselwirkung

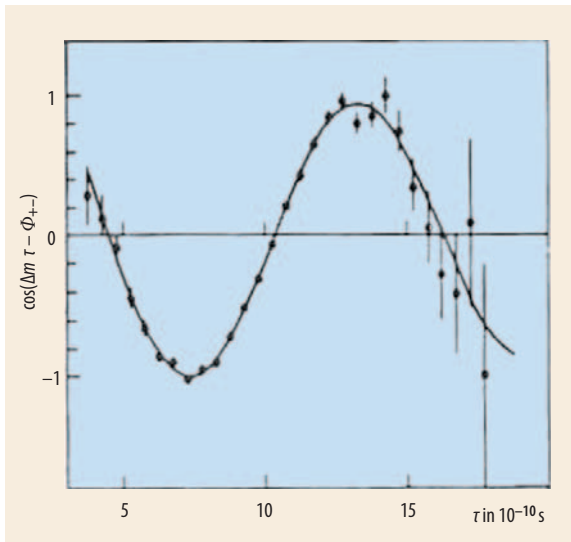


Abb. 3 Interferenzterm der Oszillation zwischen  $K_L$  und  $K_S$  als Funktion von  $\Delta m \tau$ . Dabei ist  $\Delta m$  die Massendifferenz von  $K_L$  und  $K_S$  und  $\tau$  die Eigenzeit im Ruhesystem der Kaonen.

(Box-Diagramme), sagt aber darüber hinaus noch weitere beobachtbare CP-verletzende Phänomene voraus. Insbesondere wird in diesem Modell der direkte Zerfall des  $K_2$ -Zustandes ( $CP = -1$ ) in zwei  $\pi$ -Mesonen mit  $CP = +1$  über eine CP-verletzende Komponente der schwachen Wechselwirkung vorausgesagt (sog. Pinguin-Diagramme). Die Amplitude für diesen Prozess wird mit  $\epsilon'$  bezeichnet; sie sollte im KM-Modell die endliche Größe von mindestens  $10^{-6}$  haben. Im superschwachen Modell dagegen ist  $\epsilon' = 0$ .

Das Modell von Kobayashi und Maskawa geht von der experimentellen Beobachtung aus, dass die schwachen Kopplungen zwischen verschiedenen Quarksorten unterschiedlich groß sind. Dies beruht darauf, dass die Eigenzustände der schwachen Wechselwirkung, also die auftretenden physikalischen Teilchen, Linearkombinationen der Massen-Eigenzustände der Quarks sind. Betrachtet man nur die vier Quarks  $u, d, s, c$ , die zwei Familien bilden, so lässt sich diese Linearkombination durch eine zweidimensionale reelle Drehmatrix mit einem Drehwinkel (Cabibbo-Winkel) darstellen. Eine CP-Verletzung ist nicht möglich, weil alle Kopplungskonstanten reelle Zahlen sind. Bei drei Quarkfamilien enthält die entsprechende komplexe und unitäre  $3 \times 3$ -Drehmatrix drei Drehwinkel und eine komplexe Phase  $\delta$ . Wenn  $\delta \neq 0$  ist, sind einige Kopplungskonstanten komplex und die Box- und Pinguin-Diagramme können CP-verletzende Prozesse verursachen.

### Beobachtung der direkten CP-Verletzung am CERN

Die neutralen K-Mesonen können in CP-verletzenden Prozessen in die zwei verschiedenen Ladungszustände von zwei  $\pi$ -Mesonen zerfallen. Das gibt uns die Möglichkeit, experimentell herauszufinden, ob die CP-Verletzung auf der wohlbekanntesten schwachen Wechselwirkung beruht und sich damit in das Stan-

dardmodell einfügt, oder ob eine fünfte Kraft, die superschwache Wechselwirkung, existiert.

Experimentell zugängliche Größen sind die Verhältnisse der Amplituden CP-verletzender und CP-erhaltender Zerfälle. Die beiden Anteile der CP-Verletzung durch Zustandsmischung ( $\epsilon$ ) und durch direkte CP-verletzende Übergänge ( $\epsilon'$ ) zeigen sich dann in diesen Amplitudenverhältnissen:

$$\eta_{+-} = \frac{A(K_L \rightarrow \pi^+ \pi^-)}{A(K_S \rightarrow \pi^+ \pi^-)} = \frac{L^+}{S^+} = \epsilon + \epsilon'$$

$$\eta_{00} = \frac{A(K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0)}{A(K_S \rightarrow \pi^0 \pi^0)} = \frac{L^{00}}{S^{00}} = \epsilon - 2\epsilon'$$

Um zu klären, ob die Amplitude  $\epsilon'$  der direkten CP-Verletzung verschwindet oder ungleich Null ist, sind zwei Typen von Experimenten möglich: Der erste Typ besteht darin, die beiden Phasen  $\Phi_{+-}$  und  $\Phi_{00}$  der komplexen Parameter  $\eta_{+-}$  und  $\eta_{00}$  zu messen. Im superschwachen Modell müssen beide Phasen gleich derjenigen von  $\epsilon$ , also gleich  $43,4^\circ$  sein. Im KM-Modell können sie sich unterscheiden, eine Differenz der beiden Phasen würde den Imaginärteil von  $\epsilon'/\epsilon$  messen.

Im zweiten Typ von Experimenten werden die Beträge der Parameter  $\eta_{+-}$  und  $\eta_{00}$  gemessen. Im superschwachen Modell müssen sie gleich groß sein, im KM-Modell weicht ihr Verhältnis von Eins ab. Die Untersuchung der direkten CP-Verletzung besteht darin, das Doppelverhältnis

$$R = \left| \frac{L^{00}}{S^{00}} \cdot \frac{L^+}{S^+} \right|$$

zu messen, das über die Beziehung

$$\text{Re} \left( \frac{\epsilon'}{\epsilon} \right) = (1 - R)/6$$

mit der Amplitude der direkten CP-Verletzung zusammenhängt.

### Phasenmessungen

In den Jahren 1964 bis 1974 versuchten wir in verschiedenen Experimenten am CERN, einen endlichen Imaginärteil von  $\epsilon'/\epsilon$  zu finden, indem wir die Phasen der Amplituden  $\eta_{+-}$  und  $\eta_{00}$  gemessen haben. Dazu dienten zuerst Magnetspektrometer mit optischen Funkenkammern, dann solche mit den von Georges Charpak entwickelten Vieldraht-Proportionalkammern. Abb. 2 zeigt das als CERN-Heidelberg bekannte Experiment und Abb. 3 die zeitabhängige Interferenz von  $\pi^+ \pi^-$ -Zerfällen aus einer Mischung von  $K^0$  und  $\bar{K}^0$ -Mesonen, wie sie aus einem ursprünglich am Protonentarget erzeugten reinen  $K^0$ -Zustand entstehen. Aus der Interferenzkurve, deren Schwebungsfrequenz durch die Massendifferenz der beiden physikalischen K-Mesonzustände  $K_L$  und  $K_S$  bestimmt ist, lässt sich die Phase  $\Phi_{+-}$  von  $\eta_{+-}$  ableiten. Sie beträgt nach neuesten Messungen  $43,3 \pm 0,4^\circ$ , weicht also nicht von der Phase von  $\epsilon$  ab [5]. Auch spätere Messungen haben keinen Unterschied der Phasen von  $\eta_{+-}$  und  $\eta_{00}$  oder eine Abweichung von der Phase von  $\epsilon$  finden können.

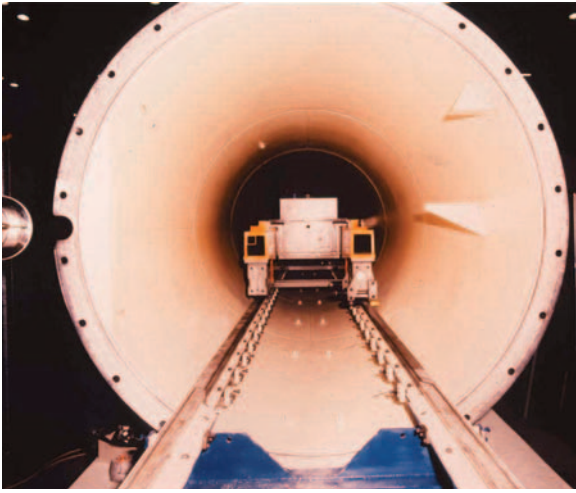


Abb. 4 Beim NA31-Experiment wurde das Protonentarget auf einem Zug im Vakuumrohr verschoben; durch das im Kollimator sichtbare Loch treten die neutralen Kaonen in das Zerfallsvolumen ein.

### Amplitudenmessungen

In einer zweiten Serie von Experimenten zwischen 1983 und 2003 wandten wir uns deshalb der anderen Methode zu, der Messung des Verhältnisses der Beträge von  $\eta_{+-}$  und  $\eta_{00}$ . Da die im Standardmodell mit drei Generationen von Quarks berechnete Amplitude  $\epsilon'$  300- bis 1000-mal kleiner ist als  $\epsilon$ , ist bei der Messung von  $R$  eine Präzision von besser als 0,5 % nötig, um eine signifikante Aussage machen zu können.

Das Experiment NA31, das wir im Jahr 1983 vorschlugen und in einer Kollaboration von Physikern aus Edinburgh, Dortmund, Mainz, Orsay, Pisa und Siegen aufbauten, sollte diese Genauigkeit erreichen. Es bestand aus einem großen Flüssigargon-Kalorimeter und einem Eisen-Szintillator-Kalorimeter zur Messung der Energien sowohl der geladenen  $\pi$ -Mesonen als auch der Photonen aus dem Zerfall der neutralen  $\pi$ -Mesonen. Zusätzlich registrierten zwei dreilagige Driftkammern die Flugrichtung der geladenen  $\pi$ -Mesonen. Auf einen Magneten wurde verzichtet, um den großen Raumwinkel der Kalorimeter auszunutzen und beide Zerfallsarten simultan nachzuweisen. Intermittierende Messungen der  $K_L$ - und der  $K_S$ -Zerfälle wechselten sich ab. Die langlebigen  $K_L$ -Mesonen wurden in einer

Entfernung von 200 Metern vom Detektor von einem Protonenstrahl erzeugt und zerfielen in einem langen Vakuumbehälter (Abb. 4). Die kurzlebigen  $K_S$ -Mesonen erzeugten wir in einem Protonentarget, das im Vakuumtank auf einer Schiene an 20 verschiedenen Stellen in einem Bereich von 50 Metern entlang der Strahlachse positioniert wurde (Abb. auf S. 37). Dadurch waren die räumliche Verteilung der Zerfallspunkte und folglich auch die geometrische Nachweiswahrscheinlichkeit oder „Detektorakzeptanz“ für  $K_S$ - und  $K_L$ -Zerfälle gleich. Bei der Messung des Doppelverhältnisses  $R$  aus vier Zählraten kürzte sich die Detektorakzeptanz heraus. Erst diese Methode erlaubte es uns, die systematische Unsicherheit von  $R$  auf einen Wert zu reduzieren, der so klein wie die statistische Unsicherheit war.

Nach drei Jahren Messzeit hatten wir 1988 eine so große Datenmenge gesammelt, dass die statistische Unsicherheit des Doppelverhältnisses  $R$  kleiner als ein halbes Prozent war. Es stellte sich heraus, dass der Messwert für  $R$  nicht gleich Eins ist, d. h. dass  $\epsilon' \neq 0$  ist und somit die direkte CP-Verletzung existiert [6]. Das Ergebnis unseres CERN-Experiments (NA31) von 1988 lautete:  $R = 0,980 \pm 0,004 \pm 0,005$ , wobei der erste Fehler der statistische und der zweite der systematische ist. Die statistische Unsicherheit beruhte im Wesentlichen auf der Anzahl der vier Ereignistypen, die kleinste war die registrierte Anzahl von 109 000 Zerfällen  $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$ . Daraus ergab sich:

$$\text{Re}(\epsilon'/\epsilon) = (3,3 \pm 1,1) \times 10^{-3}.$$

Mit weiteren Daten aus demselben Experiment erhielten wir 1993 das genauere Ergebnis:

$$\text{Re}(\epsilon'/\epsilon) = (2,3 \pm 0,65) \times 10^{-3}.$$

Damit war 24 Jahre nach der Entdeckung der CP-Verletzung zum ersten Mal die direkte CP-Verletzung im Zerfall neutraler K-Mesonen beobachtet worden. Eine Gruppe von Physikern aus Chicago (Fermilab), Princeton und Saclay erzielte am Fermi-Laboratorium bei Chicago ähnliche Resultate, konnte aber die direkte CP-Verletzung nicht signifikant nachweisen [7]. Diese Gruppe erhielt das Ergebnis  $\epsilon'/\epsilon = (0,74 \pm 0,60) \times 10^{-3}$ , das nicht mit der Beobachtung der NA31-Kollaboration übereinstimmte. Beide Gruppen haben

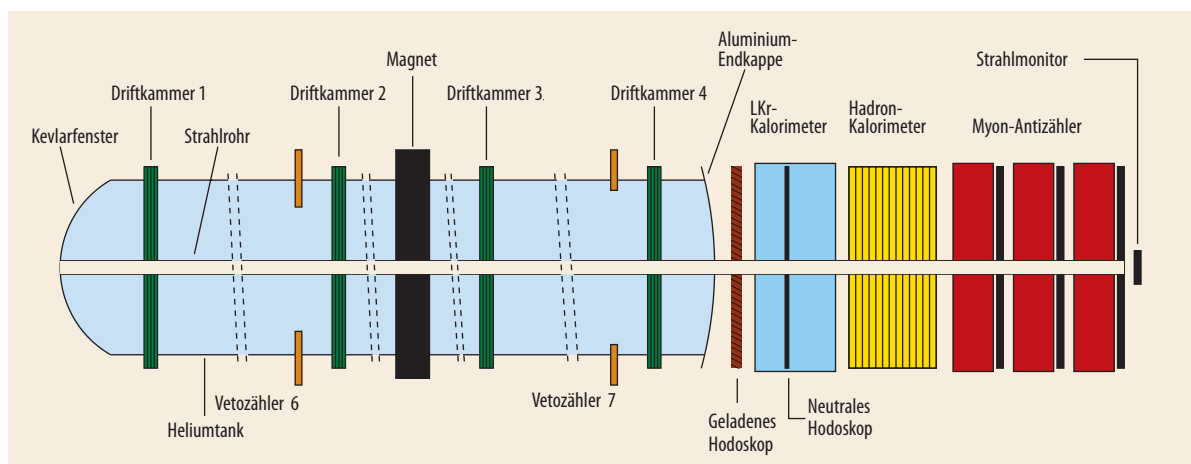


Abb. 5 Das von 1995 bis 2004 am CERN betriebene NA48-Experiment war knapp 35 Meter lang.

daraufhin neue, verbesserte Experimente aufgebaut, deren Ergebnisse nach zehn Jahren die ursprüngliche Beobachtung des CERN-NA31-Experimentes bestätigten: Die direkte CP-Verletzung existiert,  $\epsilon'$  ist von Null verschieden, die superschwache Wechselwirkung ist ausgeschlossen.

## Die Bestätigung durch die neuen Experimente

Beide neuen Experimente (NA48 am CERN in Genf und kTeV am Fermilab in Chicago) haben das Doppelverhältnis  $R$  auf ähnliche Weise gemessen: Zwei parallele Strahlen von neutralen  $K_L$ - und  $K_S$ -Mesonen treten gleichzeitig in ein etwa 100 beziehungsweise 50 Meter langes evakuiertes Zerfallsvolumen ein. Dort zerfallen die K-Mesonen in zwei geladene oder zwei neutrale Pionen.

Die Erzeugung der beiden Strahlen ist in den beiden Experimenten unterschiedlich: Im Experiment NA48 (Abb. 5) entstehen sowohl  $K_L$ - als auch  $K_S$ -Mesonen durch den Aufprall von Protonen der Energie 450 GeV auf ein Target. Das Target für den  $K_L$ -Strahl befindet sich etwa 200 m entfernt vom Detektor, das für den  $K_S$ -Strahl in 100 m Entfernung. Beim kTeV-Experiment erzeugen Protonen mit einer Energie von 800 GeV einen  $K_L$ -Strahl, die kollineare Erzeugung des  $K_S$ -Strahls geschieht jedoch durch die sog. Regeneration der  $K_S$ -Mesonen aus  $K_L$ -Mesonen in einem Materieblock in 50 Metern Entfernung vom Magneten. Dieser Block bedeckt die Hälfte des Strahlquerschnitts, die andere Hälfte bleibt frei für den Durchgang der  $K_L$ -Mesonen.

Die im selben Volumen stattfindenden Zerfälle von  $K_S$ - und  $K_L$ -Mesonen lassen sich im NA48-Experiment

unterscheiden, indem man die Zeitdifferenz zwischen dem auf das  $K_S$ -erzeugende Target auftreffenden Proton und den aus dem Zerfall stammenden Pionen mit einer Genauigkeit von  $10^{-10}$  Sekunden mit einem „Markierungszähler“ im Protonenstrahl misst. Die Teilchen bewegen sich fast mit Lichtgeschwindigkeit. Ereignisse, bei denen die Flugzeit der Teilchen der Entfernung zum  $K_S$ -Target entspricht, werden als  $K_S$ -Zerfälle gezählt, die anderen als  $K_L$ -Zerfälle. Beim kTeV-Experiment gelten Zerfälle, deren Ursprung hinter dem  $K_S$ -erzeugenden Materieblock („Regenerator“) liegt, als  $K_S$ -Zerfälle, die anderen als  $K_L$ -Zerfälle.

Große Detektoren von etwa 2,5 m transversalem Durchmesser weisen die beim Zerfall der K-Mesonen entstehenden Pionen nach. Die Messung der geladenen Pionen geschieht in vier Driftkammern, zwei vor und zwei hinter einem Dipolmagneten. Mit diesen Spektrometern (Abb. 5 zeigt NA48) werden die Impulse der beiden Pionen  $\vec{P}_1$  und  $\vec{P}_2$  und daraus die invariante Masse des zerfallenden K-Mesons,  $m_{12}$ , sowie die Richtung des zerfallenden K-Mesons  $\vec{P}_K$  gemessen: Für ein Ereignis des gewünschten Typs –  $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-$  oder  $K_S \rightarrow \pi^+\pi^-$  – entspricht die gemessene Masse  $m_{12}$  der Kaonmasse, und die durch den Impulsvektor  $\vec{P}_K$  festgelegte Richtung deutet rückwärts auf das Target, in dem das K-Meson entstanden ist. Andere unerwünschte Zerfallsprozesse wie  $K_L \rightarrow \pi^+e^-v$  oder  $\pi^+\mu^-v$  lassen sich aufgrund ihrer abweichenden kinematischen Eigenschaften abtrennen. Der Anteil des Untergrundes beträgt bei NA48  $(23 \pm 4) \times 10^{-4}$ .

Der Nachweis der K-Zerfälle in zwei neutrale Pionen geschieht über die Messung von vier Photonen, denn jedes neutrale Pion zerfällt sofort (d. h. in  $10^{-16}$  Sekunden) in zwei Photonen. Zur Messung des Auftreffpunkts und der Energie der vier Photonen dient beim kTeV-Fermilab-Experiment eine Wand aus 3100 Caesiumiodid-Kristallen, beim CERN-Experiment NA48 ein großes, mit Metallelektroden in 13 212 Zellen von  $2 \times 2 \text{ cm}^2$  Querschnitt aufgeteiltes Volumen von flüssigem Krypton (Abb. 6).

Aus den vier, mit einer Genauigkeit von etwa 1 mm gemessenen Auftreffpunkten der Photonen und den vier Energiemessungen ergibt sich der Zerfallspunkt des K-Mesons. Je zwei der vier Photonen werden zu einem neutralen  $\pi$ -Meson kombiniert. Von den drei möglichen Kombinationen wird die am besten mit den Messungen verträgliche gewählt. Im Experiment NA48 identifiziert der „Markierungszähler“ die Zerfälle  $K_S \rightarrow \pi^0\pi^0$  als  $K_S$ -Zerfälle. Das Signal ist untergrundfrei.

Bei den CP-verletzenden Zerfällen  $K_L \rightarrow \pi^0\pi^0$  dagegen ist ein 230-mal häufigerer Untergrundprozess der Zerfall  $K_S \rightarrow \pi^0\pi^0\pi^0$ . Der Untergrund aus diesem Prozess mit zwei den Detektor nicht treffenden Photonen hat einen Anteil von  $(8 \pm 2) \times 10^{-4}$ , der abgezogen werden muss. Die im Experiment NA48 in den Strahlzeiten der Jahre 1997 bis 2001 gesammelten Zählraten für die vier Zerfallsprozesse sind 5,325 Millionen Ereignisse des Typs  $K_L \rightarrow \pi^0\pi^0$ , 8,343 Millionen des Typs  $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-$ , 24,2 Millionen  $K_S \rightarrow \pi^0\pi^0$  und 33,9 Millionen  $K_S \rightarrow \pi^+\pi^-$ .

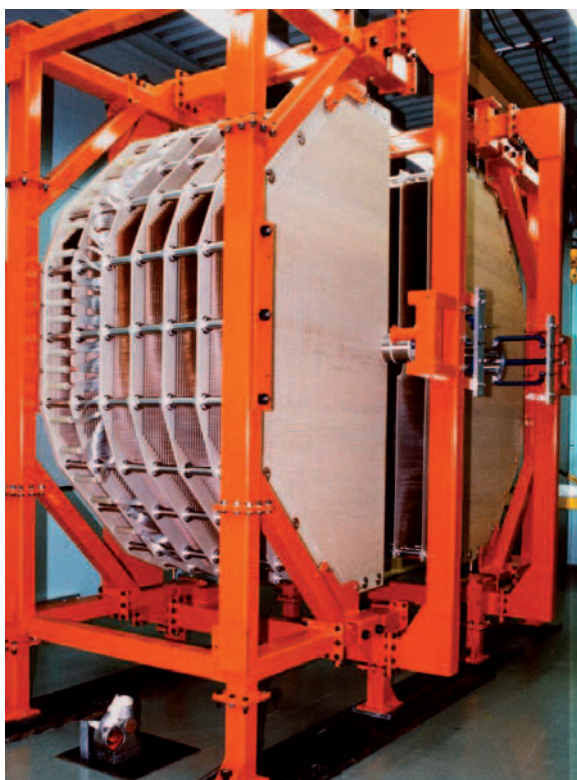


Abb. 6 Dieses Flüssigargon-Kalorimeter dient beim NA48-Experiment dazu, Auftreffpunkt und Energie der vier Photonen zu bestimmen, die beim K-Zerfall entstehen.

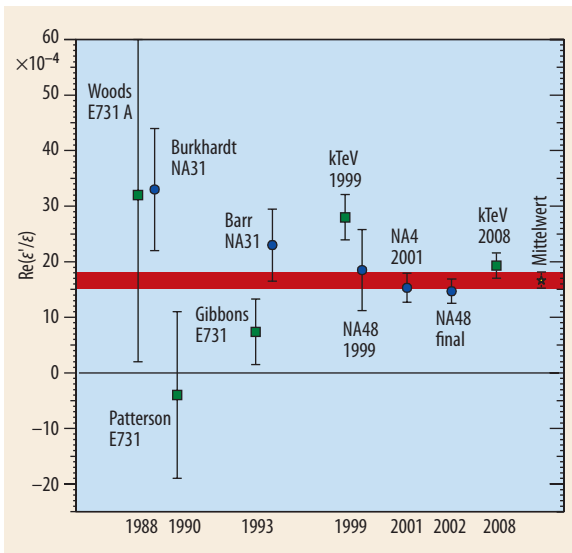


Abb. 7 Verschiedene Experimente für den Parameter  $\text{Re}(\epsilon'/\epsilon)$  der direkten CP-Verletzung; die letzten Ergebnisse sind die jeweils genauesten Messwerte des NA48-Experimentes (2002) bzw. des KTeV-Experimentes (2008).

Nachdem durch das erste Fermilab-Experiment (E731) das positive Ergebnis von NA31 in Zweifel geraten war, haben die neuen Experimente jetzt Klarheit geschaffen; die Ergebnisse sind:

$$\epsilon'/\epsilon = (1,47 \pm 0,22) \times 10^{-3} \text{ (NA48, 2002) [8]}$$

$$\epsilon'/\epsilon = (1,92 \pm 0,21) \times 10^{-3} \text{ (kTeV, 2008) [9]}$$

Der Mittelwert der Ergebnisse aller Experimente liegt bei  $\epsilon'/\epsilon = (1,68 \pm 0,14) \times 10^{-3}$ .

Diese Ergebnisse (Abb. 7) bestätigen die ursprüngliche Beobachtung des NA31-Teams, dass  $\epsilon' \neq 0$  ist und die direkte CP-Verletzung existiert. Diese Beobachtung kann eine fünfte superschwache Kraft [3] nicht erklären, dagegen fällt das Ergebnis in den Bereich der Voraussagen des Kobayashi-Maskawa-Modells für drei Quark-Generationen, wie sie etwa Buras und Mitarbeiter berechnet haben [10]. Die theoretischen Voraussagen für  $\text{Re}(\epsilon'/\epsilon)$  liegen zwischen  $0,15$  und  $3 \times 10^{-3}$ .

Das experimentelle Ergebnis weist nach, dass die beobachtete CP-Verletzung sich auf natürliche Weise aus der Theorie der schwachen Wechselwirkung von drei Quark-Generationen ergibt. Sie ist ein Teil dieser schwachen Wechselwirkung.

Eine CP-Verletzung wurde inzwischen auch bei den Zerfällen der schweren B-Mesonen in Experimenten an den Elektron-Positron-Speicherungen in Stanford und Tsukuba (Japan) beobachtet [5].

## Ausblick

Die Entdeckung der direkten CP-Verletzung zeigte, dass die schwache Wechselwirkung von Quarks die Symmetrieverletzung verursacht. Das war ein erster Schritt zum Verständnis der Asymmetrie zwischen Materie und Antimaterie. Um den kleinen Überschuss an Materie beim Urknall zu erklären, reicht sie allerdings nicht aus. Bei Experimenten am Speicherring

LEP bei CERN zeigte sich im Jahr 2002, dass das postulierte Higgs-Boson – wenn es existiert – schwerer als 100 Protonen sein muss. Deswegen reicht die beobachtete CP-Verletzung im Quark-Sektor nicht zur theoretischen Erklärung des Materieüberschusses im Universum aus. Eine weitere, stärkere CP-Symmetrieverletzung in einem anderen Sektor der Elementarteilchenphysik könnte diesen verursachen. Es ist möglich, dass diese CP-Verletzung auf dem Gebiet der geladenen Leptonen und Neutrinos auftritt [11]. Nach dieser Hypothese könnte sich im frühen Universum die Asymmetrie zwischen Materie und Antimaterie bei den Zerfällen schwerer Majorana-Neutrinos gebildet und anschließend zur Asymmetrie der Quarkmaterie geführt haben.

## Literatur

- [1] J. Christenson, J. Cronin, V. Fitch und R. Turlay, Phys. Rev. Lett. **13**, 138 (1964)
- [2] K. Kleinknecht, Ann. Rev. Nucl. Sci. **26**, 1 (1976)
- [3] L. Wolfenstein, Phys. Rev. Lett. **13**, 562 (1964)
- [4] M. Kobayashi und T. Maskawa, Progr. Theor. Phys. **49**, 652 (1973); s. auch K. Kleinknecht, Phys. Bl. **41**, 410 (1985)
- [5] K. Kleinknecht: Uncovering CP Violation – Experimental Clarification in the Neutral K Meson and B Meson Systems, Springer Tracts in Modern Physics, Band **195** (2003)
- [6] H. Burkhardt et al. (NA31-Kollaboration), Phys. Lett. **B206**, 169 (1988); G. D. Barr et al. (NA31 Kollaboration), Phys. Lett. **B317**, 233 (1993)
- [7] L. K. Gibbons et al. (E731-Kollaboration), Phys. Rev. Lett. **70**, 1203 (1993)
- [8] J. R. Batley et al. (NA48-Kollaboration), Phys. Lett. **544B**, 97 (2002)
- [9] Seminar von E. Worcester (KTeV-Kollaboration), Fermilab, Chicago, 25. Februar 2008
- [10] A. J. Buras, M. Jamin und M. E. Lautenbacher, Nucl. Phys. **B408**, 209 (1993); M. Ciuchini, E. Franco, G. Martinelli und L. Reina, Phys. Lett. **B301**, 263 (1993); S. Bertolini, M. Fabbrichesi und J. O. Eeg, Rev. Mod. Phys. **72**, 65 (2000); T. Hambye et al., Nucl. Phys. **B564**, 391 (2000); A. Pich, hep-ph/0410215; A. J. Buras und M. Jamin, JHEP **0401**, 048 (2004)
- [11] W. Buchmüller, Ann. Phys. **10**, 95 (2001)

## DER AUTOR

Durch die Forscherlaufbahn von Konrad Kleinknecht zieht sich als Roter Faden die Aufklärung der schwachen Kräfte zwischen Elementarteilchen. Schon 1965 begann er mit Interferenz-Experimenten zum K-Mesonen-Zerfall. Von 1983 an war er federführend an den CERN-Experimenten NA31 und NA48 beteiligt und verteidigte energisch den europäischen Prioritätsanspruch im Wettstreit mit dem Fermilab. Im Jahr 1990 erhielt Kleinknecht den Leibniz-Preis der Deutschen Forschungsgemeinschaft, im Jahr 2001 den Gentner-Kastler-Preis. Von 1997 – 1999 engagierte er sich als DPG-Vorstandsmitglied für Bildung und Ausbildung und machte auf den sich abzeichnenden Physikermangel aufmerksam. Darüber hinaus ist Kleinknecht seit 2000 Beauftragter des DPG-Vorstands für den Klimaschutz.



J. Röhl