

Symmetriebrechung

50 Jahre CP-Verletzung

ALBAN KELLERBAUER

1964 wurde die CP-Verletzung der schwachen Wechselwirkung entdeckt. Diese damals höchst unerwartete Brechung einer fundamentalen Symmetrie ist heute aus dem Standardmodell der Teilchenphysik nicht mehr wegzudenken. Die Flavor-Physik ist nach wie vor ein hochaktuelles Forschungsthema.

Welche Bedingungen müssen erfüllt sein, damit sich Galaxien, Sterne und Planeten bilden und letztlich intelligentes Leben entstehen kann? Diese vom Kosmologen Brandon Carter formulierte Frage beschäftigt die Physik seit nunmehr vier Jahrzehnten. Das Vorhandensein von baryonischer Materie – massereichen Teilchen, die sich aus drei Quarks zusammensetzen – gehört sicher zu den notwendigen Voraussetzungen. Denn die erwähnten Himmelskörper bestehen im Wesentlichen aus Protonen und Neutronen, die zu den Baryonen zählen.

Als vor etwa 13,8 Milliarden Jahren der Urknall unser Universum hervorbrachte, entstanden in gleichem Maß Materie und Antimaterie. In den darauffolgenden Sekundenbruchteilen annihilerte der größte Teil der Materieteilchen mit ihren Antimaterie-Gegenstücken, sie vernichteten sich also gegenseitig unter Freisetzung von Energie in Form von Lichtteilchen. Die Überreste dieser gigantischen Explosion bevölkern den Kosmos noch immer als kosmische Hintergrundstrahlung. Der Vernichtungsprozess lief jedoch nicht ganz gleichförmig ab, denn es blieb ein winziger Anteil gewöhnlicher Materie übrig. Daraus sind alle Galaxien – und auch wir selbst – hervorgegangen.

Der Schlüssel zum Verständnis des Baryonen-Ungleichgewichts liegt in den diskreten Transformationen C, P und T, die das Verhältnis zwischen Materie und Antimaterie beschreiben. Die C-Transformation steht für die Ladungsumkehr. Wird der Operator C auf ein physikalisches System angewendet, ändern dessen Ladungen ihr Vorzeichen. So wird zum Beispiel aus einem negativ geladenen Teilchen ein positives. Die P-Transformation ist die Raumspiegelung an einem Punkt. Die Anwendung des T-Operators schließlich bewirkt eine Umkehr der Zeitrichtung. „Die diskreten Transformationen C, P, T“ auf S. 174 beschreibt die Wirkung der drei Operatoren auf verschiedene quantenmechanische Zustände.

Bleibt ein physikalisches System – bis auf ein Vorzeichen – unter einer Transformation unverändert, so spricht

man von einer Symmetrie. Verändert es sich, liegt eine Symmetrieverletzung vor. Wie die Mathematikerin Emmy Noether 1918 herausfand, gehört zu jeder *kontinuierlichen* Symmetrie eines physikalischen Systems eine Erhaltungsgröße [1]. So folgt zum Beispiel aus der Homogenität des Raums (Translationssymmetrie) die Impulserhaltung und aus der Isotropie des Raums (Rotationssymmetrie) die Erhaltung des Drehimpulses. Bei den *diskreten* Symmetrien treten an die Stelle von physikalischen Erhaltungsgrößen die Eigenwerte der Transformationen in Form von Quantenzahlen, die ebenfalls erhalten sind.

Neben den einzelnen Transformationen sind auch noch einige Kombinationen interessant. So beschreibt zum Beispiel die kombinierte CPT-Transformation die Umwandlung eines Materieteilchens in das dazugehörige Antimaterieteilchen oder umgekehrt. Die CP-Transformation wiederum kann uns helfen, die Frage nach dem Ungleichgewicht zwischen Materie und Antimaterie zu beantworten. Im Jahr 1967 fand der sowjetische Physiker und spätere Friedensnobelpreisträger Andrei Sacharow heraus, dass die Baryonenasymmetrie kurz nach dem Urknall während einer Periode thermischen Ungleichgewichts entstanden sein könnte. Dafür müssten sowohl die C- als auch die CP-Symmetrie verletzt sein [2].

Unerwartete Symmetriebrechung

Noch bis in die 1950er Jahre gingen die meisten Forscherinnen und Forscher in der Kern- und Teilchenphysik davon aus, dass sich alle physikalischen Prozesse symmetrisch unter den Transformationen C, P und T verhalten. Erste Zweifel daran waren aufgekommen, als der britische Kernphysiker Cecil Powell Ende der 1940er Jahre in Nebelkammer-Detektoren zwei subatomare Teilchen entdeckte, die sich in fast allen Eigenschaften glichen. Die beiden Tau und Theta genannten Teilchen hatten im Rahmen der Messungengenauigkeit die gleiche Masse und die gleiche Halbwertszeit, zerfielen aber auf unterschiedliche Weise, nämlich in zwei beziehungsweise drei Pionen.

Ein einzelnes Pion hat den Paritätseigenwert -1 . Demzufolge besitzt der Endzustand des Tau-Zerfalls mit zwei Pio-

Chien-Shiung Wu (1912–1997) (Foto: Wikimedia).
Tsung-Dao Lee (geb. 1926), Chen-Ning Yang (geb. 1922),
Physik-Nobelpreis 1957 (Foto: Nobelprize.org).
Nicola Cabibbo (1935–2010) und Makoto Kobayashi
(geb. 1944, Physik-Nobelpreis 2008) (Foto: M. Bona).

nen die Parität $(-1)^2 = +1$, während das Theta-Teilchen in drei Pionen mit der Parität $(-1)^3 = -1$ zerfällt. Somit konnte es sich bei Tau und Theta entweder nicht um das gleiche Teilchen handeln, oder die Paritätssymmetrie musste in bestimmten Prozessen verletzt sein. Etwa zur gleichen Zeit fiel den chinesisch-amerikanischen Theoretikern Tsung-Dao Lee und Chen-Ning Yang auf, dass die Erhaltung der Paritätssymmetrie durch die schwache Wechselwirkung noch nie experimentell überprüft worden war [3]. Die beiden schlugen eine Reihe von möglichen Experimenten vor.

Lee und Yang überzeugten die befreundete, ebenfalls chinesischstämmige Experimentalphysikerin Chien-Shiung Wu, ein entsprechendes Experiment durchzuführen. Wu, die für ihre eleganten Versuche zu radioaktiven Zerfällen bekannt war, untersuchte am damaligen National Bureau of Standards (NBS) in Gaithersburg (Maryland) den Beta-Minus-Zerfall des Radionuklids ^{60}Co mit einer Halbwertszeit von 5,27 a. Bei dem Zerfall wandelt sich durch die schwache Wechselwirkung ein Neutron des Atomkerns in ein Proton um, wobei ein Elektron und ein Antineutrino emittiert werden. Ziel des Wu-Experiments war es, die Emissionsrichtung der Elektronen relativ zum Kernspin zu untersuchen.

Stellen wir uns zunächst das Spiegelbild eines ^{60}Co -Zerfalls vor. Abbildung 1 zeigt eine schematische Skizze des Zerfalls. Der Kernspin ist ein Drehimpuls und somit das Kreuzprodukt aus einem Impuls- und einem Ortsvektor. Werden beide gespiegelt, drehen sich ihre individuellen Vorzeichen um, das Produkt ist jedoch wieder positiv. Man spricht auch von einem Pseudovektor. Der Impuls der austretenden Elektronen kehrt als normaler Vektor jedoch seine Richtung um. Daraus folgt, dass bei Erhaltung der Paritätssymmetrie gleich viele Elektronen in Richtung des Kernspins ausgesandt werden müssten wie in die Gegenrichtung, da sich sonst im Spiegel ein anderes Bild ergäbe.

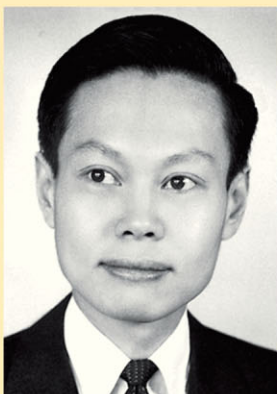
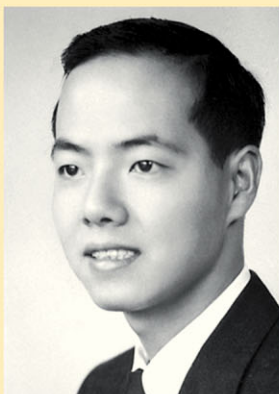
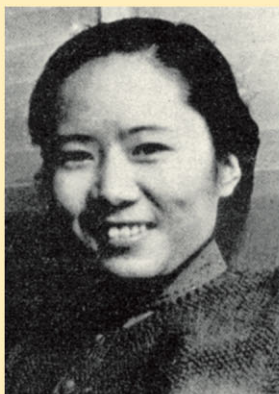
Um den Versuch zu verwirklichen, mussten die Kernspins aller Atome in der ^{60}Co -Probe parallel ausgerichtet werden. Wu erreichte dies mit einem starken externen Magnetfeld. Die besondere Schwierigkeit bestand darin, dass das Material zuvor auf 10 mK abgekühlt werden musste, um zu verhindern, dass die Kernspins ihre Polarisierung wieder



Magnet des LHCb-Detektors am CERN. Ende 2011 beobachteten Forscher dort eine starke CP-Verletzung beim Zerfall des D-Mesons (Foto: P. Ginter, CERN).

verloren. Die emittierten Elektronen wurden schließlich mit Hilfe von Szintillator-Detektoren ober- und unterhalb der Probe gemessen. Auf diese Weise konnte Wu 1957 tatsächlich nachweisen, dass die Emissionsrichtung der Elektronen sehr stark mit dem Kernspin korrelierte [4]. Noch im selben Jahr 1957 erhielten Yang und Lee den Nobelpreis für Physik, Wu ging leer aus.

Wu hatte bewiesen, dass die schwache Wechselwirkung die Paritätssymmetrie verletzt. Wie sich später herausstellte, ist der Grad dieser Verletzung sogar maximal. Das heißt, dass bei einer perfekten Polarisation der Probe alle Elektronen in die gleiche Richtung emittiert werden. Gegen diesen Paradigmenwechsel gab es erheblichen Widerstand. Der österreichische Physiker Wolfgang Pauli bezeichnete die Ergebnisse zunächst als „totalen Unsinn“. Erst nachdem die Paritätsverletzung auch in anderen schwachen Prozessen beobachtet worden war, wurde sie allgemein akzeptiert. Richard Feynman und Murray Gell-Mann gelang es, sie formal durch die V-A-Theorie der schwachen Wechselwirkung zu beschreiben [5].



Auf diese Weise hielt das Konzept der Chiralität oder Händigkeit Einzug in die Teilchenphysik. Die Chiralität ist definiert als die Art und Weise, wie sich eine Teilchen-Wellenfunktion unter der Gruppe der Poincaré-Transformationen verhält. Poincaré-Transformationen sind erweiterte Lorentz-Transformationen, die zusätzlich Translationen in Raum und Zeit beinhalten. Zur Veranschaulichung können wir stattdessen die Helizität eines Teilchens betrachten. Sie bezeichnet die Richtung des Spins relativ zur Ausbreitungsrichtung (für masselose Teilchen sind Chiralität und Helizität identisch). Bei Photonen entspricht diese Eigenschaft der links- oder rechtsdrehenden Zirkularpolarisation. Tatsächlich koppeln nur Fermionen (also Teilchen mit Spin $1/2$) einer bestimmten Chiralität, nämlich „linkshändige“, an die W -Austauschteilchen der schwachen Wechselwirkung. Eine schlüssige Erklärung dafür, warum die Natur diese Chiralität bevorzugt, fehlt übrigens noch.

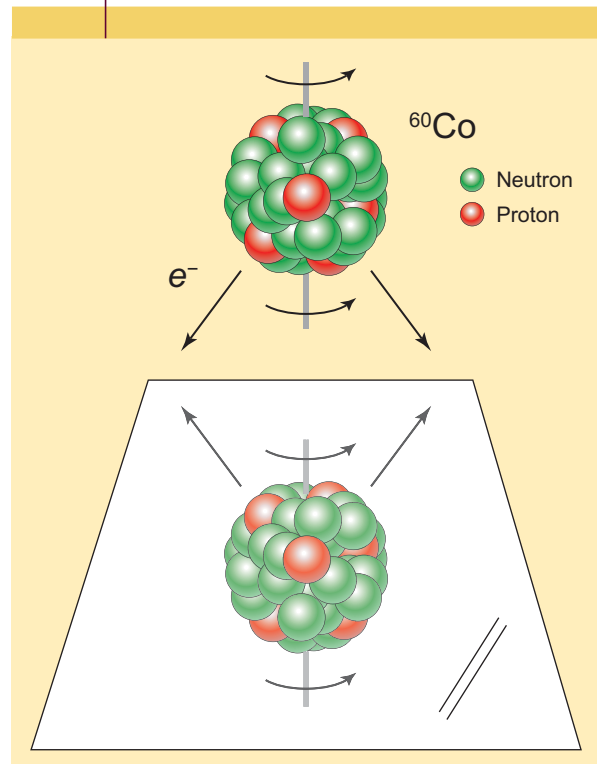
Kaonen-Mischung und CP-Verletzung

Schnell wurde erkannt, dass die kombinierte CP-Symmetrie den Gleichklang unter den Wechselwirkungen wieder herzustellen vermochte. Wenden wir die C-Transformation auf das Schema in Abbildung 1 an, ändern die Ladungen der Quarks im Atomkern und des emittierten Elektrons ihre Vorzeichen. Impuls und Drehimpuls bleiben jedoch unbeeinflusst. Demnach müsste ein Positron, das Antiteilchen des Elektrons, in entgegengesetzter Richtung ausgesandt werden. Tatsächlich wurde dies wenig später beim Beta-Plus-Zerfall von ^{58}Co beobachtet.

Nach dem Schock der Paritätsverletzung war die Wissenschaft jedoch vorsichtiger geworden. Die CP-Symmetrie sollte auf die Probe gestellt werden, aber wie? Ein möglicher Zugang liegt in der Verknüpfung von Symmetrien und den dazugehörigen Eigenwerten. Ein Vergleich der CP-Eigenwerte eines Systems vor und nach einem Zerfall oder einer Reaktion erlaubt Rückschlüsse auf die CP-Symmetrie des Prozesses. Bei diesen Untersuchungen spielen die K -Mesonen (Kaonen) eine große Rolle, die aus Paaren von Down-Quarks (d) oder Strange-Quarks (s) und deren Antiquarks bestehen (Tabelle 1). Diese kurzlebigen Teilchen, die künstlich an Beschleunigern hergestellt werden, zerfallen entweder zu zwei oder zu drei Pionen (π).

Die amerikanischen Physiker James Cronin und Val Fitch studierten 1964 am Brookhaven National Laboratory (Upton, New York) den Zerfall der neutralen Kaonen $K^0 = d\bar{s}$ und $\bar{K}^0 = s\bar{d}$ (der Querstrich symbolisiert Antiteilchen, die Null elektrische Ladungsneutralität). Obwohl beide Teilchen neutral sind, ist jedes für sich genommen kein Eigenzustand des CP-Operators. Die Anwendung von CP auf ein Kaon ergibt nämlich jeweils das Antiteilchen (siehe „Die diskreten Transformationen C, P und T, S. 174“). Das Umwandeln eines Kaons in sein Antiteilchen und umgekehrt erfordert eine Änderung seines Quarkinhalts und daher den Austausch von W -Bosonen. Dieser Vorgang ist in Abbildung 2 dargestellt. Als Zwischenzustand können sich so die linearen Kombinationen

ABB. 1 | WU-EXPERIMENT ZUR P-VERLETZUNG



Im Spiegelbild der P-Transformation ist die Emissionsrichtung des Elektrons umgekehrt, nicht jedoch der Kernspin des ^{60}Co -Atoms. Deswegen verletzt der Zerfall die Paritätssymmetrie P, sofern nicht gleich viele Elektronen in Richtung des Kernspins und in die Gegenrichtung ausgesandt werden (Grafik: A. Kellerbauer).

$$|K_1\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|K^0\rangle + |\bar{K}^0\rangle)$$

und

$$|K_2\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|K^0\rangle - |\bar{K}^0\rangle)$$

herausbilden. Sie sind CP-Eigenzustände mit den Eigenwerten $+1$ beziehungsweise -1 . Für die Endzustände des Zerfalls gilt

$$\text{CP}|\pi\pi\rangle = +|\pi\pi\rangle$$

und

$$\text{CP}|\pi\pi\pi\rangle = -|\pi\pi\pi\rangle.$$

K_1 darf demnach ausschließlich zu zwei Pionen und K_2 zu drei Pionen zerfallen. Aufgrund der höheren Zerfallsenergie läuft der erste Prozess viel schneller ab als der zweite. Tatsächlich beobachtet man beim Zerfall der neutralen Kaonen zwei Populationen, K_S (short) und K_L (long) mit den Halbwertszeiten $9,0 \cdot 10^{-11}$ s und $5,1 \cdot 10^{-8}$ s. Das Prinzip des Versuchs von Cronin und Fitch bestand darin, die Identität der

langlebigen Kaonen K_L mit dem CP-Eigenzustand K_2 zu überprüfen. Dazu suchten sie nach Zerfällen der Art $K_L \rightarrow \pi\pi$, die theoretisch bei vollkommener CP-Symmetrie nicht vorkommen sollten. Der Aufbau ihrer Apparatur ist in Abbildung 3 skizziert.

Aus einem Kaonenstrahl, der ursprünglich etwa gleiche Anteile der CP-Eigenzustände K_1 und K_2 enthielt, wurde zunächst die langlebige Komponente ausgewählt. Dazu ließen die Forscher die Teilchen eine gut 15 m lange Flugstrecke durchlaufen. Anschließend identifizierten sie Zerfallsereignisse mit zwei Pionen im Endzustand. An der Form der Apparatur kann man gut erkennen, dass die Detektoren speziell auf den Nachweis solcher Zerfälle ausgelegt waren. In jedem Detektorarm durchquerten die Teilchen zwei Funkenkammern, zwischen denen ein starker Magnet angebracht war.

Funkenkammern sind Detektoren für geladene Teilchen, in denen zwischen parallelen Metallplatten eine Hochspannung angelegt ist. Dazwischen befindet sich ein Edelgas, in dem die Teilchen eine Ionisationsspur hinterlassen. Entlang dieser Spuren entlädt sich die Hochspannung in leuchtenden Blitzen. Im Brookhaven-Experiment wurden die Funkenkammern durch Szintillatoren und Tscherenkow-Detektoren getriggert. Die Teilchenspuren in den Funkenkammern wurden fotografiert und später ausgewertet. Aus den Spuren von je zwei koinzidenten Pionen rekonstruierten Cronin und Fitch sowohl den Gesamtimpuls als auch die Schwerpunktsenergie der Zerfallsprodukte.

Zerfälle zu drei Pionen, die in der großen Mehrzahl waren, wurden von der zweiarmligen Apparatur nicht vollständig erfasst. Sie zeichnen sich durch fehlende Energie oder durch eine Abweichung der Gesamtimpulsrichtung von der des einfallenden Strahls aus. Die Zerfälle zu zwei

Andrei Sacharow (1921–1989), Friedens-Nobelpreis 1975

(Foto: Nobelprize.org).

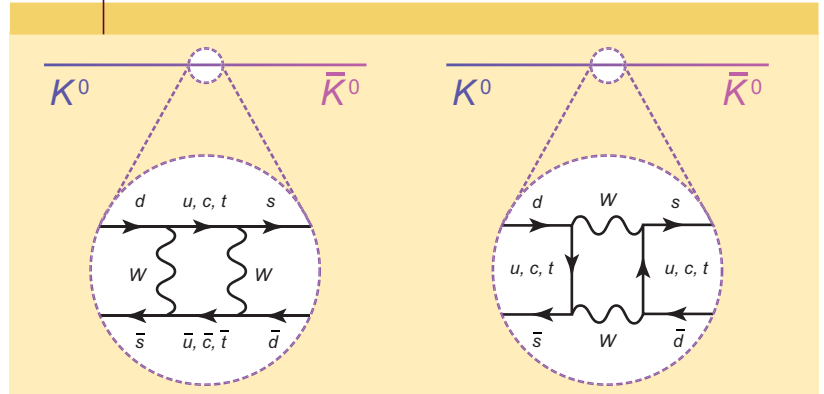
James Cronin (geb. 1931), Val Fitch (geb. 1923),

Physik-Nobelpreis 1980 (Foto: Nobelprize.org).

Toshihide Maskawa (geb. 1940), Physik-Nobelpreis 2008

(Foto: Nobelprize.org).

ABB. 2 | QUARK-MISCHUNG IN K-MESONEN



Durch den Austausch von je zwei W-Teilchen der schwachen Wechselwirkung können sich die neutralen Kaonen in ihre Antiteilchen (durch Querstrich symbolisiert) umwandeln und umgekehrt (u: Up-, d: Down-, s: Strange-Quark). Die Zeitachse verläuft in diesen Feynman-Diagrammen horizontal.

Pionen weisen dagegen eine Schwerpunktsenergie auf, die genau der Ruhemasse der Kaonen entspricht. Ihr Impuls hat eine sehr kleine Winkelabweichung vom ursprünglichen Strahl. Dadurch entsteht ein besonders hintergrundarmes Signal von 2π -Zerfällen. Dieses wurde zunächst mit einem reinen K_S -Strahl kalibriert.

Zu ihrer großen Überraschung beobachteten die Forscher, dass auch ein Teil der langlebigen Kaonen (K_L) auf diese Weise zerfiel. Aus den Messungen errechneten sie, dass bei 0,2 % der Zerfälle die CP-Symmetrie verletzt war. Ihr Ergebnis wurde im Juli 1964, vor genau 50 Jahren, in *Physical Review* veröffentlicht [6]. Es bildet die Grundlage für unser heutiges Modell der schwachen – oder vereinheitlichten elektroschwachen – Wechselwirkung und ist durch zahlreiche weitere Experimente bestätigt worden. Im Jahr 1980 erhielten Cronin und Fitch für ihre Arbeiten den Physik-Nobelpreis.

CP-Verletzung im Standardmodell

Die Beschreibung der CP-Verletzung im Standardmodell der Teilchenphysik ist eng mit dem Konzept des Quark-Flavors



(Quark-Typs) verknüpft (Tabelle 1). Wie bereits erwähnt kann die schwache Wechselwirkung den Flavor eines Quarks ändern. Zwar sind dabei Übergänge innerhalb der gleichen Familie bevorzugt, zum Beispiel $u \rightarrow d$, aber auch Quarks anderer Generationen können erzeugt werden, wie beispielsweise $u \rightarrow s$. Schon 1963 führte der italienische Theoretiker Nicola Cabibbo das Konzept der Quark-Mischung ein. Demnach finden schwache Wechselwirkungen nicht zwischen den Massen-Eigenzuständen der Quarks, sondern zwischen Superpositionen dieser Eigenzustände statt [7].

Da damals erst zwei Quark-Generationen bekannt waren, beschrieb Cabibbo die Quark-Mischung durch eine zweidimensionale Rotationsmatrix \mathbf{V} mit einem einzigen Mischungswinkel θ_C :

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \end{pmatrix} = \mathbf{V} \begin{pmatrix} d \\ s \end{pmatrix}$$

mit

$$\mathbf{V} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} \\ V_{cd} & V_{cs} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta_C & \sin \theta_C \\ -\sin \theta_C & \cos \theta_C \end{pmatrix}.$$

Dabei bezeichnen die gestrichelten Quarksymbole die schwachen Eigenzustände. Mit den heute bekannten Werten für diese vier Matrixelemente ergibt sich ein recht klei-

ner Mischungswinkel von $\theta_C = 13^\circ$. Das heißt, dass die Übergänge innerhalb der jeweiligen Quarkgenerationen ($u \rightarrow d$ und $c \rightarrow s$) stark bevorzugt sind.

Anfang der 1970er Jahre untersuchten die japanischen Theoretiker Makoto Kobayashi und Toshihide Maskawa, wie die zuvor beobachtete CP-Verletzung mit dem Quarkmischungs-Formalismus in Einklang zu bringen sei. Sie stellten fest, dass eine CP-Verletzung nur durch komplexe Anteile der Matrix \mathbf{V} zustande kommen konnte. Zwar sind die Elemente der Mischungsmatrix im Allgemeinen komplex. Allerdings sind ihre imaginären Bestandteile durch zahlreiche Bedingungen stark eingeschränkt, dazu zählt die Unitarität der Matrix. Kobayashi und Maskawa errechneten, dass eine zweidimensionale Quarkmischungsmatrix keinen einzigen komplexen Parameter enthalten kann, eine dreidimensionale jedoch genau einen [8].

Vor diesem Hintergrund postulierten sie die Existenz von drei Quark-Generationen, also sechs Quarks - zu einer Zeit, als gerade einmal drei Quarks bekannt waren! Tatsächlich wurden all diese neuen Elementarteilchen später auch nachgewiesen. Im Jahr 2008 erhielten Kobayashi und Maskawa für ihre Vorhersage den Nobelpreis für Physik. Heute wird die dreidimensionale Quark-Mischungsmatrix \mathbf{V} auch Cabibbo-Kobayashi-Maskawa-Matrix (CKM-Matrix) genannt, gezeigt ist sie in „Die Cabibbo-Kobayashi-Maskawa-Matrix“ auf dieser Seite.

Obwohl die CKM-Matrix neun Matrixelemente besitzt, enthält sie nur vier unabhängige Parameter, nämlich drei Quarkmischungswinkel θ_{12} , θ_{23} und θ_{13} sowie eine komplexe CP-verletzende Phase δ_{CP} . Die Werte sind für diese Phase $\delta_{CP} = 69^\circ$ und die Mischungswinkel $\theta_{12} = \theta_C = 13^\circ$, $\theta_{23} = 2,4^\circ$ und $\theta_{13} = 0,2^\circ$. Wir sehen also, dass die CP-Verletzung in der schwachen Wechselwirkung alles andere als vernachlässigbar ist. Der Effekt ist aber insgesamt gering, da die Mischungswinkel, mit denen die CP-verletzende Phase jeweils multipliziert wird, klein sind. Alle CP-verletzenden Prozesse haben ihren Ursprung im Parameter δ_{CP} . Ihre Ausprägung kann sich jedoch stark unterscheiden, da sie auch davon abhängt, ob es konkurrierende CP-erhaltende Prozesse gibt.

Ausgehend vom CKM-Formalismus kann sich eine CP-Verletzung in schwachen Wechselwirkungen auf drei Arten manifestieren:

- 1) In der *Mischung*, auch indirekte CP-Verletzung genannt: Ausgangszustände können, wie in Abbildung 2 dargestellt, ihren Quarkinhalt ändern. Finden mindestens zwei Flavor-ändernde Wechselwirkungen statt, kann der Mischprozess CP verletzen.
- 2) Im *Zerfall*, auch direkte CP-Verletzung genannt: Durch unterschiedliche Zerfallsraten können CP-konjugierte Endzustände unterschiedlich stark bevölkert werden.
- 3) *Interferenz* zwischen Mischung und Zerfall: Treten beide vorgenannten Prozesse auf, sind die auf unterschiedliche Weise erreichten Endzustände ununterscheidbar. Dadurch interferieren ihre Gesamtamplituden miteinander.

TAB. 1 | QUARK-GENERATIONEN IM STANDARDMODELL

Generation ¹	Name	Symbol	Ladung/e	Masse/MeV c^{-2}
1.	Up	u	+2/3	$2,3^{+0,7}_{-0,5}$
1.	Down	d	-1/3	$4,8^{+0,5}_{-0,3}$
2.	Charm	c	+2/3	1275 ± 25
2.	Strange	s	-1/3	95 ± 5
3.	Top	t	+2/3	173070 ± 890
3.	Bottom	b	-1/3	4660 ± 30

¹ Die heute vorhandene baryonische Materie besteht aus der 1. Generation von Quarks.

DIE CABIBBO-KOBAYASHI-MASKAWA-MATRIX

Die CKM-Matrix kann auf viele Arten parametrisiert werden. Etabliert hat sich folgende Standardform mit den Abkürzungen s für sin und c für cos:

$$\mathbf{V} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} c\theta_{12}c\theta_{13} & s\theta_{12}c\theta_{13} & s\theta_{13}e^{-i\delta_{CP}} \\ -s\theta_{12}c\theta_{23} - c\theta_{12}s\theta_{23}s\theta_{13}e^{i\delta_{CP}} & c\theta_{12}c\theta_{23} - s\theta_{12}s\theta_{23}s\theta_{13}e^{i\delta_{CP}} & s\theta_{23}c\theta_{13} \\ s\theta_{12}s\theta_{23} - c\theta_{12}c\theta_{23}s\theta_{13}e^{i\delta_{CP}} & -c\theta_{12}s\theta_{23} - s\theta_{12}c\theta_{23}s\theta_{13}e^{i\delta_{CP}} & c\theta_{23}c\theta_{13} \end{pmatrix}$$

Flavor-Physik mit D- und B-Mesonen

Die besonderen Eigenschaften der Kaonen wie die Quark-Mischung sowie CP-verletzende Prozesse in Mischung, Zerfall und Interferenz, finden sich auch bei den schwereren D- und B-Mesonen. Allerdings sind die Zerfälle dieser Teilchen viel komplizierter, da durch ihre höhere Masse eine größere Auswahl an Zerfallskanälen offensteht. Speziell zum Studium der B-Mesonen, die das 1977 entdeckte Bottom-Quark enthalten, entstanden an mehreren Standorten sogenannte B-Fabriken, zum Beispiel am PEP-II-Beschleuniger am Stanford Linear Accelerator Center (SLAC) in den USA und am KEK-B-Beschleuniger am KEK-Forschungszentrum in Tsukuba in Japan.

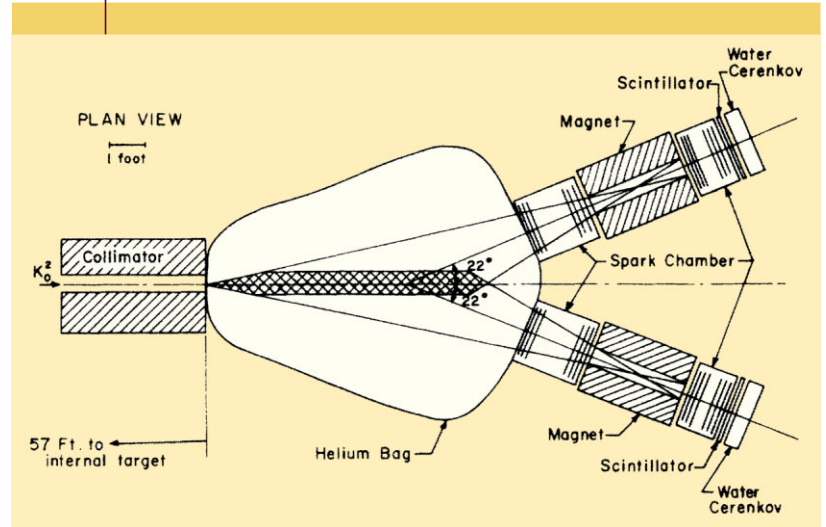
Dabei handelt es sich um Beschleuniger, die speziell für die Erzeugung von B-Mesonen in Elektron-Positron-Kollisionen ausgelegt sind. Durch unterschiedliche Energien der kollidierenden Teilchen ist der Schwerpunkt der Reaktionspartner nicht in Ruhe, wodurch die Reaktionsprodukte den Wechselwirkungsbereich in einer Vorzugsrichtung verlassen. Dadurch sind wegen der relativistischen Zeitdilatation außerdem die Lebensdauern der erzeugten Teilchen im Laborsystem erhöht.

Im Jahr 2001 lieferten sich die beiden Experimente BaBar in Stanford und Belle in Tsukuba ein Kopf-an-Kopf-Rennen auf der Suche nach einer CP-Verletzung beim Zerfall von B-Mesonen. Beide Gruppen untersuchten Zerfälle von $B^0 = \bar{b}d$ und $\bar{B}^0 = b\bar{d}$ in dieselben Endzustände mit einem eindeutigen CP-Eigenwert. Diese Zerfallsart ist verglichen mit anderen Kanälen etwa tausendfach unterdrückt. Das liegt daran, dass dafür gleich mehrere schwache Wechselwirkungen stattfinden müssen.

In Abbildung 4 sind Feynman-Diagramme für den Zerfall von B^0 in die zwei Zerfallsprodukte $J/\Psi = c\bar{c}$ (auch Charmonium genannt) und K dargestellt. Der Doppelname J/Ψ des Teilchens kommt übrigens daher, dass es fast zeitgleich von zwei Kollaborationen entdeckt wurde. Zunächst fällt auf, dass das neutrale B-Meson und sein Antiteilchen, wenn wir die beim Zerfall beteiligten Quarks betrachten (Abbildung 4b), gerade nicht in dieselben Endzustände zerfallen. Deswegen muss anschließend noch eine Mischung der Kaonen (Abbildung 4c) stattfinden, die den CP-Eigenzustand K_1 hervorbringen kann. Zusätzlich ist noch eine CP-Verletzung bei der Mischung der Ausgangszustände möglich (Abbildung 4a).

Bei beiden Experimenten beruhte das Messprinzip auf einem Vergleich der Zerfallsraten Γ_+ und Γ_- der beiden Prozesse. Die Schwierigkeit lag darin, sowohl den Ausgangszustand als auch die Endprodukte genau zu identifizieren. Zunächst wurden $B^0\bar{B}^0$ -Paare ausgewählt, bei denen die Spuren jeweils eines der Zerfälle mit Hilfe des Detektors vollständig rekonstruiert werden konnten. Für den anderen Zerfall musste der Quark-Inhalt des Ausgangsteilchens aus den Ladungen der Zerfallsprodukte bestimmt werden (Flavor-Tagging). Die zu bestimmende Messgröße war die Asymmetrie der Zerfallsraten

ABB. 3 | VERSUCHSAUFBAU ZUR CP-VERLETZUNG



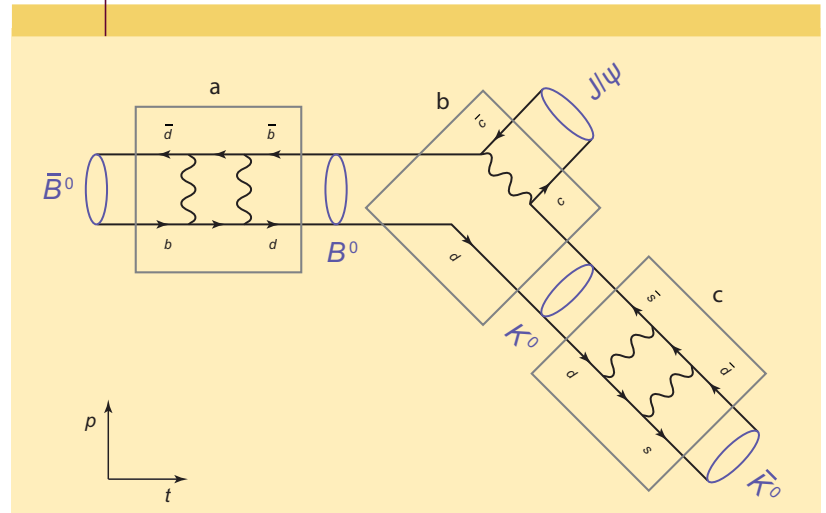
Versuchsaufbau von Cronin und Fitch am Brookhaven National Laboratory zum Nachweis der CP-Verletzung in der Aufsicht [6]. Mit einem zweiarmigen Detektor wurde nach Zerfällen von langlebigen neutralen Kaonen zu zwei Pionen gesucht (Grafik: © 1964 American Physical Society).

$$A_{CP} = \frac{\Gamma_+(t) - \Gamma_-(t)}{\Gamma_+(t) + \Gamma_-(t)},$$

wobei die Zeitpunkte der Zerfälle anhand ihrer Position entlang der Ausbreitungsrichtung bestimmt wurden.

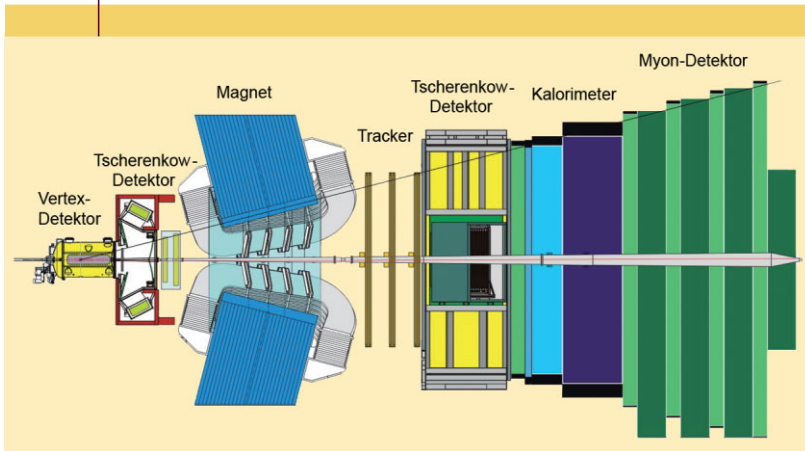
Der Babar-Gruppe gelang es, rund 640 solcher Ereignisse zu identifizieren, während Belle gut 1100 Ereignisse beschreiben konnte. Im Jahr 2001 fanden beide Kollaborationen fast zeitgleich eine mit hoher Signifikanz von null verschiedene Asymmetrie A_{CP} [9, 10]. Die beobachtete CP-Verletzung war im Einklang mit dem CKM-Formalismus des

ABB. 4 | ZERFALL VON B-MESONEN



Feynman-Diagramme, die zum Zerfall $B^0 \rightarrow J/\Psi K$ beitragen. a) Mischung der B-Mesonen, b) Zerfall der B-Mesonen, c) Mischung der K-Mesonen.

ABB. 5 | DETEKTOR DES LHCb-EXPERIMENTS



Schema des LHCb-Detektors am CERN in der Seitenansicht mit seinen Hauptkomponenten (Grafik: Wikipedia).

Standardmodells. Es handelte sich dabei um den ersten Nachweis von CP-Verletzung bei B-Mesonen.

Auch das LHCb-Experiment am Large Hadron Collider (LHC) am CERN beschäftigt sich vorwiegend mit der Untersuchung von D- und B-Zerfällen. Ende 2011 sorgten

LHCb-Mitarbeiter mit einer aufregenden Meldung für Wirbel. Sie hatten eine starke CP-Verletzung beim Zerfall des D-Mesons $D^0 = c\bar{u}$ beobachtet. Der Effekt trat in Teilchenkollisionen zu Tage, bei denen Paare von D- und Anti-D-Mesonen entstanden waren.

Diese Gruppe untersuchte mit dem etwa 20 m langen LHCb-Detektor (Abbildung 5) Zerfälle von D^0 und \bar{D}^0 in die Endzustände mit entweder zwei Pionen ($\pi\pi$) oder zwei Kaonen (KK), die beide Eigenzustände des CP-Operators mit dem Eigenwert +1 sind. Eine mögliche CP-Verletzung müsste sich durch unterschiedliche Zerfallsraten für Zerfälle in dieselben Endzustände bemerkbar machen. Die Besonderheit dieser LHCb-Messung lag darin, dass alle vier Übergangsraten gemessen und gemeinsam betrachtet wurden.

Anstatt die Asymmetrie der Zerfallsraten für die Prozesse $D_0/\bar{D}_0 \rightarrow \pi\pi$ und $D_0/\bar{D}_0 \rightarrow KK$ separat zu bilden, subtrahierte das Forscherteam bei der Datenauswertung beide Asymmetrien noch einmal voneinander. Dadurch kürzten sich bestimmte systematische Fehler heraus. Die Auswertung etwa der Hälfte der verfügbaren Daten ergab eine Asymmetrie der Zerfälle und somit eine starke CP-Verletzung von 0,8 % [11]. Bei dieser Beobachtung mit einer statistischen Signifikanz von $3,5 \sigma$ würde es sich um eine rund zehnmal größere CP-Verletzung handeln als im Standard-

DIE DISKRETE TRANSFORMATIONEN C, P UND T

Diskrete Transformationen sind solche, die man nicht in beliebig kleine Schritte unterteilen kann. Unter diesen spielen die Inversionen eine besondere Rolle. Sie zeichnen sich dadurch aus, dass man nach zweimaliger Anwendung das Ursprungssystem zurück erhält. Zu den Inversionen gehören die Ladungsumkehr C, die Raumspiegelung P und die Zeitumkehr T. In der Quantenmechanik handelt es sich bei C, P und T um unitäre (oder antiunitäre) Operatoren, das heißt, dass ihre Adjungierten identisch mit ihren Inversen sind. Eine Adjungierte ist eine transponierte Matrix, deren Elemente anschließend jeweils komplex konjugiert werden.

Diese Forderung ergibt sich aus der Erhaltung von Wahrscheinlichkeiten unter Inversionen. Wahrscheinlichkeitsamplituden sind Skalarprodukte im Hilbert-Raum, zum Beispiel $\langle Y|X \rangle$. Unter dem unitären Operator U transformiert $|X \rangle$ zu $U|X \rangle$, $\langle Y|$ zu $\langle Y|U^\dagger$. Das Skalarprodukt $\langle Y|U^\dagger U|X \rangle$ ist also nur unverändert, wenn gilt $U^\dagger U = 1$ oder $U^\dagger = U^{-1}$. Für antiunitäre Operatoren gilt abweichend, dass sie das Skalarprodukt $\langle Y|X \rangle$ auf seinen komplex konjugierten Wert $\langle Y|X \rangle^* = \langle X|Y \rangle$ abbilden. Die Wahrscheinlichkeitsamplitude bleibt jedoch unverändert.

Betrachten wir die Wirkung der Inversionen auf einen allgemeinen Zustandsvektor $|\psi \rangle = |\mathbf{p}, \mathbf{s}, q \rangle$ mit Impuls \mathbf{p} , Spin \mathbf{s} und Ladung q . Dazu müssen wir berücksichtigen, dass es sich bei dem Impuls um einen (Polar-)Vektor, bei dem Spin um einen Axialvektor und bei der Ladung um eine skalare Größe handelt. Der Paritätsoperator hat dann folgende Wirkung auf den Zustand:

$$P |\psi \rangle = \eta_P |-\mathbf{p}, \mathbf{s}, q \rangle.$$

Dabei ist η_P eine im Allgemeinen komplexe Phase. Ein einzelnes Teilchen in Ruhe ($\mathbf{p} = 0$) ist Eigenzustand des Paritätsoperators mit dem Eigenwert $\eta_P = \pm 1$, der auch intrinsische Parität genannt wird. Das Vorzeichen besagt, ob die Wellenfunktion des Teilchens gerade oder ungerade ist.

Wird der Ladungskonjugationsoperator C auf den Zustand $|\psi \rangle$ angewendet, verändert sich nur dessen Ladung:

$$C |\psi \rangle = \eta_C |\mathbf{p}, \mathbf{s}, -q \rangle.$$

Nur vollständig neutrale Teilchen – das betrifft auch nicht-elektrische Ladungen wie die Baryonenzahl (auch Baryonenladung genannt) – können Eigenzustände des Operators sein. Konventionell wird dem Photon der C-Eigenwert $\eta_C = -1$ zugewiesen. Die Eigenwerte anderer Teilchen ergeben sich aus ihren Wechselwirkungen mit Photonen.

Der Zeitumkehroperator T schließlich wandelt den Zustand $|\psi \rangle$ wie folgt um:

$$T |\psi \rangle = \eta_T |-\mathbf{p}, -\mathbf{s}, q \rangle.$$

Im Gegensatz zu C und P ist T jedoch ein antiunitärer Operator. Aus diesem Grund gibt es auch keine Eigenzustände und dazugehörige Eigenwerte für diese Transformation. Die gemeinsame Anwendung aller drei Operatoren CPT wandelt ein Teilchen in sein Antiteilchen um. Das Produkt der drei Phasen ist dann immer reell und beträgt $\eta = \eta_C \eta_P \eta_T = \pm 1$.

modell vorgesehen. Allerdings hat sich das Ergebnis nach der Auswertung aller bisherigen Daten nicht bestätigt, sondern ist zunächst wieder mit dem Standardmodell kompatibel [12, 13].

Baryonen-Asymmetrie

Heute ist die CP-Verletzung im Standardmodell der Teilchenphysik – wie im vorletzten Abschnitt vorgestellt – fest verankert. Sie wird bislang durch alle experimentellen Ergebnisse gestützt. Doch damit ist die Frage der Baryonen-Asymmetrie noch lange nicht beantwortet.

Nach dem derzeitigen Stand der Urknalltheorie durchlief das Universum eine frühe Phase exponentieller Expansion, die Inflation genannt wird. Ein möglicherweise ursprünglich vorhandener Baryonenüberschuss oder einer, der sich vor der Inflation herausgebildet hätte, wäre im Zuge der Inflation ebenso exponentiell „verdünnt“ worden und daher vernachlässigbar. Außerdem reicht die etablierte CP-Verletzung in Verbindung mit aktuellen Modellen für die Entwicklung des frühen Universums nicht aus, um das beobachtete Ungleichgewicht zu erklären. Das liegt daran, dass Prozesse, die sowohl die Baryonenzahl als auch CP verletzen, stark unterdrückt sind. Damit wäre die so erzeugte Baryonen-Asymmetrie um mindestens neun Größenordnungen zu klein.

Vor einigen Jahren wurde allerdings entdeckt, dass auch eine Verletzung der kombinierten CPT-Symmetrie einen Baryonen-Überschuss erzeugen kann [14]. Aus diesem Grund ist neben der CP-Verletzung auch die CPT-Verletzung ein hochaktuelles Forschungsgebiet (siehe Physik in unserer Zeit **2012**, 43(4), 174). Die für die nächsten Jahre geplanten Experimente zu den beiden Symmetriebrechungen werden zeigen, ob einer der beiden Effekte den Schlüssel zur Lösung des Baryonen-Asymmetrie-Rätsels liefern kann.

Zusammenfassung

Vor fünfzig Jahren wurde entdeckt, dass in Zerfallsprozessen, in denen die schwache Wechselwirkung dominiert, die CP-Symmetrie verletzt sein kann. C steht für Ladungsumkehr, P für Raumspiegelung. Heute ist die CP-Verletzung ein fester Bestandteil des Standardmodells der Teilchenphysik. Die vor-

hergesagten Symmetriebrechungen sind in verschiedenen schwachen Prozessen mit hoher Genauigkeit überprüft worden. Dabei wurden bislang keine Abweichungen vom Standardmodell gefunden. Die Suche nach CP-Verletzungen bleibt sowohl im Rahmen als auch außerhalb des Standardmodells ein wichtiges Forschungsthema. Es kann die Frage beantworten helfen, warum nach dem Urknall ein kleiner Überschuss an Materie gegenüber der Antimaterie übrig blieb.

Stichworte

CP-Verletzung, diskrete Symmetrien, Ladungskonjugation, Parität, Zeitumkehr, Baryonen-Asymmetrie, Sacharow-Bedingungen, Antimaterie.

Literatur

- [1] E. Noether, Nachr. v. d. Ges. d. Wiss. Göttingen **1918**, 235.
- [2] A. D. Sakharov, Sov. Phys. JETP **1967**, 5, 24.
- [3] T. D. Lee, C. N. Yang, Phys. Rev. **1956**, 104, 254
- [4] C. S. Wu, Phys. Rev. **1957**, 105, 1413.
- [5] R. Feynman, M. Gell-Mann, Phys. Rev. **1958**, 109, 193.
- [6] J. H. Christenson et al., Phys. Rev. Lett. **1964**, 13, 138.
- [7] N. Cabibbo, Phys. Rev. Lett. **1963**, 10, 531.
- [8] M. Kobayashi, T. Maskawa, Progr. Theor. Phys., **1973**, 49, 652.
- [9] B. Aubert et al., Phys. Rev. Lett. **2001**, 87, 091801.
- [10] K. Abe et al., Phys. Rev. Lett. **2001**, 87, 091802.
- [11] R. Aaij et al., Phys. Rev. Lett. **2012**, 108, 111602.
- [12] LHCb Collaboration, 48es Rencontres de Moriond, La Thuile, Italien, 9.–16. März 2013, cds.cern.ch/record/1521995.
- [13] R. Aaij et al., Phys. Lett. B **2013**, 723, 33.
- [14] O. Bertolami et al., Phys. Lett. B **1997**, 395, 178.

Der Autor

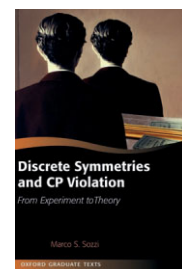


Alban Kellerbauer, Promotion in Physik 2002 in Heidelberg. Postdoc am CERN an Isolde und am Antimaterie-Experiment Athena. Von 2006 bis 2011 Leiter einer Emmy-Noether-Nachwuchsgruppe am MPI für Kernphysik (MPIK) in Heidelberg. 2007 Mitinitiator des Antimaterie-Gravitations-Experiments Aegis am CERN. Habilitation 2009. Seit 2011 Forschungsgruppenleiter am MPIK und Stipendiat eines ERC Starting Grants.

Anschrift

Priv.-Doz. Dr. Alban Kellerbauer, Max-Planck-Institut für Kernphysik, Saupfercheckweg 1, 69117 Heidelberg. alban@kellerbauer.net

Zum Thema



Discrete Symmetries and CP Violation.

Marco S. Sozzi, 592 S., Oxford University Press, New York 2008, brosch. 53,50 €. ISBN 978-0-19-965542-7.