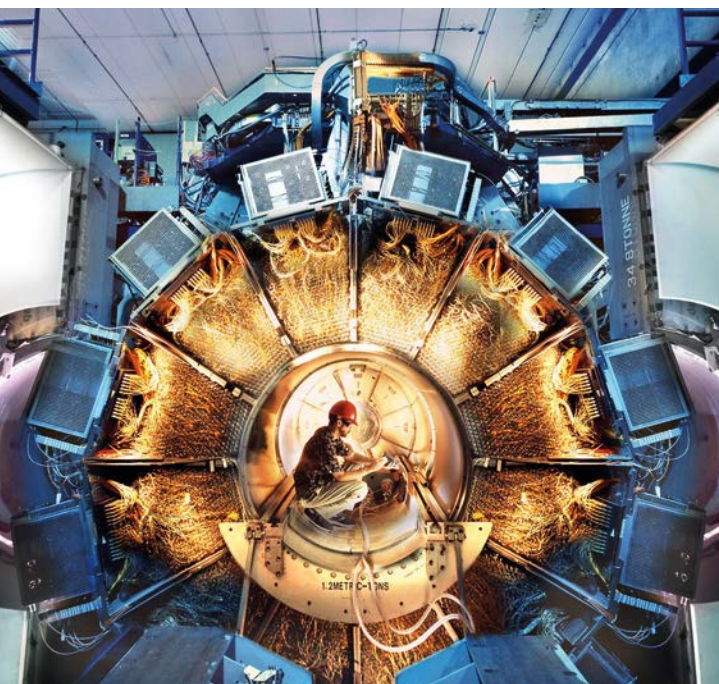
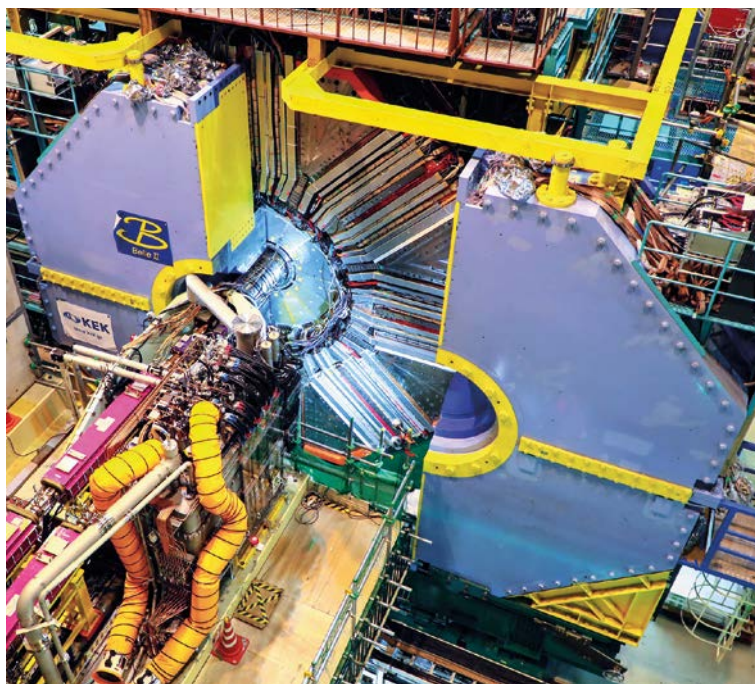




Peter Ginter / SLAC National Accelerator Laboratory



Shota Takahashi / KEK

TEILCHENPHYSIK

Mischung mit System

Vor 50 Jahren präsentierten Kobayashi und Maskawa eine Lösung für das Problem der CP-Verletzung.

Jochen Dingfelder und Thomas Mannel

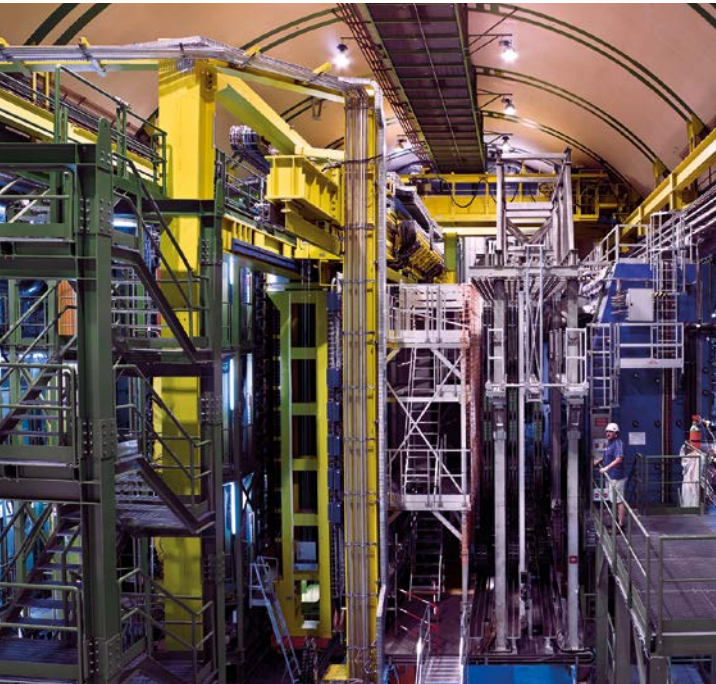
Vor genau fünfzig Jahren veröffentlichten die japanischen Theoretiker Makoto Kobayashi und Toshihide Maskawa eine Arbeit, für welche die beiden zusammen mit Yōichirō Nambu 2008 mit dem Nobelpreis ausgezeichnet wurden. Die Arbeit erregte bei ihrem Erscheinen 1973 zunächst wenig Aufmerksamkeit: Sie spekulierte lediglich, ob es eine dritte Generation von Quarks und Leptonen geben könnte. Erst deren Entdeckung, insbesondere des Bottom-Quarks und die Untersuchung seiner Zerfälle, erlaubte es, die Ideen der beiden experimentell zu überprüfen.

Im Standardmodell der Teilchenphysik lassen sich die Materieteilchen in drei Generationen einteilen, die jeweils aus zwei Quarks und zwei Leptonen bestehen. Beispielsweise gehören zur ersten Generation das Up-Quark u und das Down-Quark d , das Elektron e^- und sein zugehöriges Neutrino ν_e . Zwischen den Teilchen verschiedener Generationen findet ein Austausch durch die schwache Wechselwirkung statt. Das führt insbesondere bei den Quarks zu einer „Quark-Flavor-Mischung“, die der sogenannte Cabibbo-Kobayashi-Maskawa-Mechanismus beschreibt

[1]. Seine zentrale Größe ist die CKM-Matrix, bezeichnet mit den Initialen ihrer Schöpfer. Mit der Inbetriebnahme der B-Fabriken (Abb. 1) an den Forschungszentren SLAC in Stanford, USA, und KEK in Tsukuba, Japan, ließ sich seit 2001 der Ansatz von Kobayashi und Maskawa glänzend bestätigen. Heute ist der CKM-Mechanismus ein fester Bestandteil des Standardmodells.

Blick in die Geschichte

Der Ursprung des CKM-Mechanismus geht auf eine Idee des Italieners Nicola Cabibbo zurück [2]. Die Entdeckung der Kaonen in der Höhenstrahlung im Jahr 1947 machte sehr bald klar, dass diese Teilchen eine ungewöhnlich lange Lebensdauer besitzen, sodass sie fortan als „strange“ (seltsam) bezeichnet wurden. 1953 präsentierte der amerikanische Physiker Murray Gell-Mann eine mögliche Erklärung für dieses Verhalten: Er führte eine neue Quantenzahl ein, die „strangeness“ S . Sie bleibt unter der starken Wechselwirkung erhalten und kann sich nur durch die schwache Wechselwirkung ändern. Das erklärte die lange Lebensdauer der Kaonen: Wenn ihre Zerfälle die Strangeness verändern,



2008 CERN / Maximilien Brice

unterliegen sie der schwachen Wechselwirkung und treten daher viel seltener auf.

Wie so häufig, erzeugte dieses nun gelöste Problem sehr bald ein neues. Der Vergleich der Kopplungsstärke der Kaon-Zerfälle mit derjenigen von schwachen Zerfällen nicht-seltener Teilchen zeigte, dass die Kopplungsstärke für Zerfälle mit einer veränderten Strangeness $\Delta S = \pm 1$ wie im Fall der Kaonen deutlich geringer ist als für Zerfälle mit $\Delta S = 0$. Dies stand im Widerspruch zur Annahme einer „Universalität“ der schwachen Wechselwirkung, einem Postulat auf Basis der Zerfallsdaten nicht-seltener Teilchen.

Die theoretische Beschreibung der schwachen Wechselwirkung erfolgte in Anlehnung an die Elektrodynamik. Dort wechselwirken elektrische Ströme miteinander durch den Austausch von Photonen, sodass insgesamt eine Strom-Strom-Wechselwirkung entsteht. Basierend darauf hatte Enrico Fermi bereits 1934 eine Theorie der schwachen Wechselwirkung formuliert, die auf einer direkten Strom-Strom-Wechselwirkung beruhte und eine quantitative Beschreibung ermöglichte. Beispielsweise beschreibt das Produkt von zwei Strömen J die Wechselwirkung $\mathcal{H}$ für den Betazerfall des Neutrons $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$:

$$\mathcal{H} \sim J(n \rightarrow p) \cdot J(e^- + \bar{\nu}_e).$$

Erst zehn Jahre nach der Entdeckung der Kaonen ist es Cabibbo gelungen, die Idee der Universalität erfolgreich zu erweitern [2]. Er nahm an, dass der Strom J , der die schwache Wechselwirkung beschreibt, um einen Winkel θ „gedreht“ ist. Dann hat er die Form

$$J = \cos\theta \cdot J(\Delta S = 0) + \sin\theta \cdot J(\Delta S = 1). \quad (1)$$

Damit ist die Kopplungsstärke für die Zerfälle der Kaonen um einen Faktor $\tan\theta$ kleiner als für die Zerfälle der nicht-

Abb. 1 Um die Physik der Bottom-Quarks im Detail zu untersuchen, finden weltweit Experimente statt. Führend waren und sind dabei (von links nach rechts) BaBar am SLAC in den USA, Belle/Belle II am KEK in Japan und LHCb am CERN in der Schweiz.

seltensamen Teilchen. Der sogenannte Cabibbo-Winkel θ lässt sich aus den gemessenen Daten zu $\theta \approx 13^\circ$ bestimmen.

Nach den Kaonen wurde in den 1960er-Jahren ein ganzer Teilchenzoo entdeckt; Ordnung brachte das Quarkmodell der Hadronen. Die bis dahin bekannten Hadronen setzen sich demnach aus drei Quarks zusammen, die jeweils den Spin $1/2$ besitzen, aber verschiedene „Flavor“-Quantenzahlen tragen: up, down und strange. Bei schwachen Zerfällen von Hadronen finden im Quarkmodell Übergänge zwischen Quarks mit verschiedenen Flavor-Quantenzahlen statt. Das Experiment von Chien-Shiung Wu hatte 1956 experimentell etabliert [4], dass die schwache Wechselwirkung die Parität P verletzt: Schwache Prozesse sind unter einer Spiegelung der räumlichen Koordinaten ($\vec{x} \rightarrow -\vec{x}$) nicht invariant. Dies belegte, dass die Struktur der schwachen Wechselwirkung auf dem Prinzip „Vektor minus Axialvektor“ beruht. Die Ströme J tragen ähnlich wie der elektromagnetische Strom einen Index μ , sodass der relevante Strom aus Gl. (1) die folgende Form annimmt:

$$J_\mu = \cos\theta \bar{u} \Gamma_\mu d + \sin\theta \bar{u} \Gamma_\mu s = \bar{u} \Gamma_\mu (d \cos\theta + s \sin\theta), \quad (2)$$

mit der für Teilchen mit Spin $1/2$ entsprechenden Dirac-Matrix $\Gamma_\mu = \gamma_\mu (1 - \gamma_5)$. In dieser Form stellt sich Cabibbos Erweiterung der Universalität der schwachen Wechselwirkung als eine Drehung der „Down-type“-Quarks mit der Ladung $Q = -1/3$ – also den Down- und Strange-Quarks – um einen Winkel θ dar.

Schwach, aber besonders

Die schwachen Zerfälle wiesen noch eine weitere Besonderheit auf, die den Schlüssel für den nächsten Schritt in der Quark-Flavor-Physik lieferte. In allen beobachteten Übergängen zwischen den Quark-Flavors ändert sich die Ladung Q der Hadronen um eine Einheit: $\Delta Q = \pm 1$; Übergänge mit $\Delta Q = 0$ ließen sich nicht beobachten. So ist die Rate für den Zerfall $K^+ \rightarrow \pi^0 + e^+ + \bar{\nu}_e$ wesentlich größer als diejenige des Zerfalls $K^+ \rightarrow \pi^+ + e^+ + e^-$, der tatsächlich erst vor Kurzem gemessen wurde. Mit Cabibbos Idee lässt sich der Übergang mit $\Delta Q = 0$ zwischen den Down-type-Quarks wie folgt beschreiben:

$$\begin{aligned} J^{AQ=0} &= (\bar{d} \cos\theta + \bar{s} \sin\theta) \Gamma (d \cos\theta + s \sin\theta) \\ &= \cos\theta \sin\theta (\bar{d} \Gamma s + \bar{s} \Gamma d) + \dots, \end{aligned} \quad (3)$$

wobei hier nur der flavor-ändernde Beitrag ausgeschrieben ist und Γ für eine hier nicht näher spezifizierte Dirac-Matrix steht. Aus damaliger Sicht sollten die Zerfälle $K^+ \rightarrow \pi^0 + e^+ + \bar{\nu}_e$ und $K^+ \rightarrow \pi^+ + e^+ + e^-$ vergleichbare Zerfallsraten haben.

Diesen Widerspruch lösten Sheldon Lee Glashow, John Iliopoulos und Luciano Maiani [5] auf überraschende Weise, indem sie ein weiteres Quark einführten. Dieses trägt die neue Flavor-Quantenzahl „charm“ und die Ladung $Q = 2/3$ wie das Up-Quark. Wenn das Charm-Quark an die orthogonale Kombination des Stromes in Gl. (2) wie folgt koppelt

$$J_{\mu}^{(c)} = -\sin\theta \bar{c} \Gamma_{\mu} d + \cos\theta \bar{c} \Gamma_{\mu} s, \quad (4)$$

lässt sich der vollständige Strom J_{μ} für schwache Prozesse schreiben als

$$J_{\mu} = J_{\mu} + J_{\mu}^{(c)} = (\bar{u} \bar{c}) \Gamma_{\mu} \begin{pmatrix} \cos\theta & \sin\theta \\ -\sin\theta & \cos\theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \end{pmatrix}. \quad (5)$$

Hier taucht eine orthogonale Matrix auf, die der von Cabibbo vorgeschlagenen Drehung der Down-type-Quarks entspricht. Für den „neutralen“ Strom mit $\Delta Q = 0$ ergibt sich mit Gl. (5):

$$\begin{aligned} J^{\Delta Q=0} &= \bar{u} \Gamma u + \bar{c} \Gamma c + (\bar{d} \cos\theta + \bar{s} \sin\theta) \Gamma (d \cos\theta + s \sin\theta) \\ &\quad + (-\bar{d} \sin\theta + \bar{s} \cos\theta) \Gamma (-d \sin\theta + s \cos\theta) \\ &= \bar{u} \Gamma u + \bar{c} \Gamma c + \bar{d} \Gamma d + \bar{s} \Gamma s. \end{aligned} \quad (6)$$

Damit heben sich alle Terme auf, die flavor-ändernden neutralen Strömen entsprechen, also alle Terme wie in Gl. (2). Das unterdrückt Zerfälle mit einem Übergang von Strange nach Down stark und erklärt die Unterschiede in den beobachteten Zerfallsraten der Kaonen.

Dieser nach den Autoren benannte GIM-Mechanismus wurde vor der Entdeckung des Charm-Quarks im Jahr 1974 vorgeschlagen. Die Daten für Prozesse mit neutralen Kaonen erlaubten zu diesem Zeitpunkt bereits Rückschlüsse auf die Masse des Charm-Quarks, die bei etwa 1,5 GeV liegen sollte. Da die damaligen Beschleuniger deutlich weniger Energie bereitstellten, war es nicht möglich, Hadronen mit Charm-Quantenzahl zu entdecken.

Der GIM-Mechanismus führte die Phänomenologie der Quark-Flavor-Mischung ein. Im Fall zweier Quark-Generationen – (up, down) und (charm, strange) – beschreibt die orthogonale Matrix, die der Cabibbo-Drehung der beiden Down-type-Quarks entspricht, diese Mischung. Dabei hängt die Abwesenheit von flavor-ändernden neutralen Strömen direkt mit der Orthogonalität der Drehmatrix zusammen. Allgemeiner ergibt sich dies auch mit einer unitären 2×2 -Matrix; aber eine geschickte Wahl (unbeob-

achtbarer) Phasen der Quark-Wellenfunktionen erlaubt es, alle Imaginärteile dieser unitären Matrix zu eliminieren, sodass die Drehmatrix aus Gl. (5) tatsächlich der allgemeine Fall ist.

Zu Beginn der 1970er-Jahre wurde das Standardmodell als eine spontan gebrochene Eichtheorie formuliert, welche die schwache Wechselwirkung als Austausch von Eichbosonen einer $SU(2) \times U(1)$ -Eichtheorie darstellt. Der Higgs-Mechanismus generiert die Massen der Quarks und der Eichbosonen. Damit die resultierende Theorie Vorhersagekraft hat bzw. renormierbar ist, muss der Higgs-Mechanismus kompatibel mit der Eichsymmetrie sein. Diese Forderung schränkt die möglichen Wechselwirkungen sehr stark ein, die zu einer Quark-Flavor-Mischung führen: Als Quelle bleibt nur noch die CKM-Matrix übrig.

Ohne auf die Details der Konstruktion des Standardmodells und seine Flavor-Struktur einzugehen, entstehen durch den Higgs-Mechanismus Massenmatrizen M_u und M_d für die Up- und Down-type-Quarks, die nicht gleichzeitig diagonalisierbar sind, da allgemein gilt:

$$[M_u^{\dagger} M_u, M_d^{\dagger} M_d] \neq 0. \quad (7)$$

Im Fall zweier Quark-Generationen ist die von Cabibbo eingeführte Drehung dann genau die Drehung, welche die Eigenbasen der beiden hermiteschen Matrizen $M_u^{\dagger} M_u$ und $M_d^{\dagger} M_d$ ineinander überführt. In einer Basis, in der $M_u^{\dagger} M_u$ diagonal ist, ergibt sich

$$\begin{aligned} M_u^{\dagger} M_u &= \begin{pmatrix} m_u^2 & 0 \\ 0 & m_c^2 \end{pmatrix}, \\ M_d^{\dagger} M_d &= \begin{pmatrix} \cos\theta & \sin\theta \\ -\sin\theta & \cos\theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} m_d^2 & 0 \\ 0 & m_s^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos\theta & \sin\theta \\ -\sin\theta & \cos\theta \end{pmatrix}^{\dagger}, \end{aligned} \quad (8)$$

wobei m_u , m_d , m_c und m_s die Massen der Up-, Down-, Charm- und Strange-Quarks sind.

Was bricht die Symmetrie?

Die Konstruktion des Standardmodells beruht auch auf der Entdeckung der Verletzung der sogenannten CP -Symmetrie. Obwohl seit 1956 bekannt war, dass die schwache Wechselwirkung die Paritätserhaltung verletzt, hatte die Annahme Bestand, dass die Kombination einer Raumspiegelung P mit einer Ladungskonjugation C (Vertau-

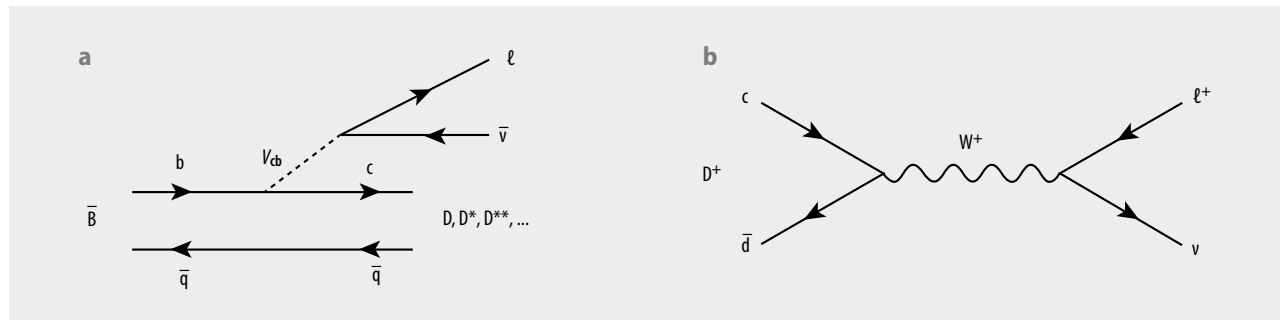


Abb. 2 Mit semileptonischen Prozessen wie dem B-Zerfall in (a) lassen sich die Matrixelemente der CKM-Matrix sehr gut bestimmen. Eine Alternative sind leptonische Prozesse wie der D-Zerfall in (b).

schung von Teilchen mit Antiteilchen) immer noch eine Symmetrie der Natur darstellt. Allerdings entdeckten 1964 die US-Amerikaner James H. Christenson, James Watson Cronin und Val Logsdon Fitch, dass die CP -Symmetrie in den Zerfällen von Kaonen verletzt ist. Eine Quantenfeldtheorie beschreibt eine Verletzung der CP -Symmetrie durch komplexwertige Kopplungen, die eine „irreduzible“ Phase tragen. Diese kann nicht durch eine Redefinition der Phasen der Felder absorbiert werden. Im Standardmodell mit nur zwei Generationen können aber alle Kopplungen reell gewählt werden, sodass sich die CP -Verletzung in der Quark-Flavor-Mischung nicht beschreiben lässt. Da im Fall masseloser Neutrinos auch keine weitere Quelle für CP -Verletzung im Standardmodell existiert, lassen sich die Beobachtungen im Kaon-System nicht erklären.

Um die CP -Verletzung im Standardmodell zu beschreiben, könnte der sogenannte Θ -Term helfen. Im Sektor der starken Wechselwirkung ist er eine mögliche Quelle von CP -Verletzung, insbesondere für flavor-diagonale Prozesse. Das elektrische Dipolmoment des Neutrons stellt eine solche flavor-diagonale, CP -verletzende Observable dar. Dieses Dipolmoment ist aber sehr klein; bisher gelang es nur, Grenzen dafür abzuleiten. Außerdem lässt sich auch in keiner anderen Observablen eine CP -Verletzung in der starken Wechselwirkung beobachten. Daraus folgt die allgemeine Annahme, dass die starke Wechselwirkung CP -invariant ist. Trotzdem stellt dieses sogenannte „strong CP problem“ eines der wichtigen aktuellen Probleme in der Teilchenphysik dar.

Eine elegante Lösung

Die Arbeit von Kobayashi und Maskawa erschien 1973, also nach der Veröffentlichung des GIM-Mechanismus, aber noch vor der Entdeckung des Charm-Quarks. Zu dieser Zeit war noch keine Spur einer möglichen dritten Quark-Generation zu erkennen. Motiviert durch die beobachtete Verletzung der CP -Symmetrie schlugen Kobayashi und Maskawa dennoch vor, das Standardmodell um eine weitere Generation von Quarks (top, bottom) zu erweitern. Das macht aus den 2×2 -Massenmatrizen folglich 3×3 -Matrizen und die Relation aus Gl. (8) wird zu:

$$M_u^\dagger M_u = \begin{pmatrix} m_u^2 & 0 & 0 \\ 0 & m_c^2 & 0 \\ 0 & 0 & m_t^2 \end{pmatrix},$$

$$M_d^\dagger M_d = V_{\text{CKM}} \begin{pmatrix} m_d^2 & 0 & 0 \\ 0 & m_s^2 & 0 \\ 0 & 0 & m_b^2 \end{pmatrix} V_{\text{CKM}}^\dagger, \quad (9)$$

wobei die CKM-Matrix V_{CKM} wiederum die relative Verdrehung der beiden Eigenbasen der Massenmatrizen ist und damit die Cabibbo-Drehung verallgemeinert. Die CKM-Matrix ist als unitäre Matrix konstruiert, sodass die starke Unterdrückung der flavor-ändernden neutralen Ströme auch für drei Generationen gewährleistet bleibt.

Der entscheidende Punkt bei der Erweiterung auf drei Generationen durch Kobayashi und Maskawa liegt in der

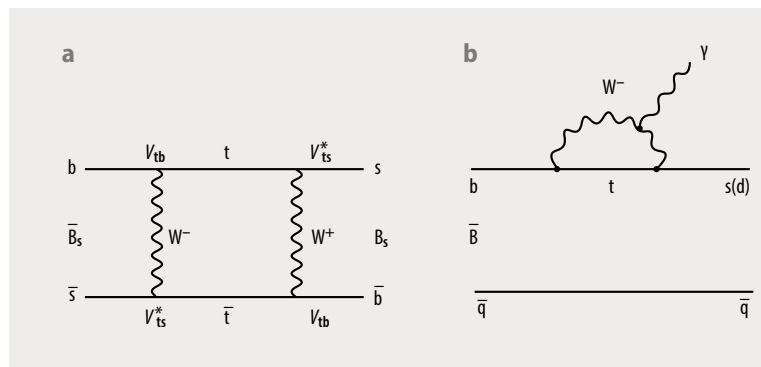


Abb. 3 Da Top-Quarks durch ihre kurze Lebensdauer keine Bindungszustände bilden, dienen Prozesse mit virtuellen Top-Quarks dazu, die Größe der Matrixelemente V_{td} , V_{ts} und V_{tb} zu bestimmen, zum Beispiel $B_s^0\bar{B}_s^0$ -Oszillationen (a) und der radiative B-Zerfall (b).

Tatsache, dass nun eine irreduzible Phase in der Matrix auftaucht, also eine komplexwertige Kopplung, die eine CP -verletzende Wechselwirkung induziert. Mit der durch die Beobachtungen untermauerten Annahme, dass es in der starken Wechselwirkung keine CP -Verletzung gibt, bleibt die CKM-Matrix damit die einzige Quelle für CP -Verletzung im Standardmodell mit masselosen Neutrinos.

Hieraus folgen einige exakte Vorhersagen, insbesondere dass es bei Prozessen mit Bottom-Quarks große CP -Asymmetrien geben sollte. Bei vernachlässigbaren Massen der Neutrinos treten für die Leptonen keine Mischungssphänomene auf: Die Massenmatrix der geladenen Leptonen kann immer diagonal gewählt werden. Die Entdeckung der sehr kleinen Neutrinomassen zeigt aber, dass auch eine Leptonenmischung vorliegt. Diese lässt sich durch eine der CKM-Matrix analoge Mischungsmatrix beschreiben: die Pontecorvo-Maki-Nakagawa-Sakata- oder PMNS-Matrix [7, 8]. Diese führt auch zu CP -verletzenden Wechselwirkungen für Leptonen; der experimentelle Nachweis steht allerdings noch aus.

Die Arbeit von Kobayashi und Maskawa war zunächst nur eine von zahlreichen Vorschlägen, um die beobachtete CP -Verletzung in den Kaon-Zerfällen zu erklären. Sie basierte aber auf einer theoretisch eleganten Herangehensweise – eingebettet in eine renormierbare Theorie der schwachen Wechselwirkung, dem heutigen Standardmodell. Doch erst die Entdeckung der Teilchen der dritten Generation, also des τ -Leptons 1974 und des Bottom-Quarks 1977, machte aus der Spekulation eine mögliche Realität. Der wirkliche Siegeszug der Arbeit begann erst mit der glänzenden Bestätigung der Beschreibung der Quark-Flavor-Mischung durch die CKM-Matrix und dem Nachweis der vorhergesagten CP -Verletzung durch die B-Fabriken. Die dort erzielten experimentellen Resultate haben seit 2001 das CKM-Bild der Quark-Flavor-Mischung mit enormer Präzision bestätigt.

Experimentelle Entwicklungen

Daten und Messergebnisse, die immer neue Rätsel aufgaben, haben die historische Entwicklung unseres Verständnisses der Flavor-Physik sehr stark angetrieben. Zu den Vorläufern

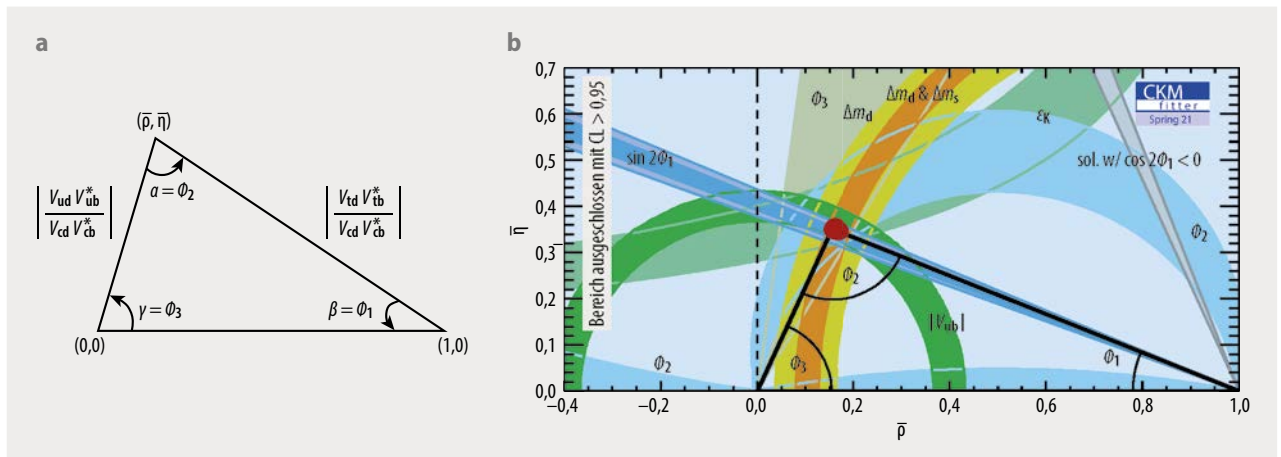


Abb. 4 Das Unitaritätsdreieck (a) stellt anschaulich die Unitarität der CKM-Matrix dar. Die experimentellen Ergebnisse führen zu immer strengeren Einschränkungen, hier gezeigt als farbige Konfidenzbereiche (b): Der rote Bereich am Apex des Dreiecks entspricht dem kombinierten 68 %-Konfidenzbereich aller Messungen.

der modernen Experimente in der Flavor-Physik zählen die Untersuchungen von Kaonen, die 1956 zur Entdeckung der Paritätsverletzung in der schwachen Wechselwirkung [4, 6] und 1964 zur Entdeckung der CP -Verletzung führten. Erst zu Beginn der 1980er-Jahre gab es erste dezidierte Experimente, deren Fokus auf der dritten Generation und insbesondere auf dem Bottom-Quark lag. So startete 1982 das ARGUS-Experiment am Speicherring DORIS am DESY in Hamburg; schon drei Jahre zuvor begannen die Messungen mit dem sehr ähnlich aufgebauten Experiment CLEO am CESR-Speicherring der Cornell University in Ithaca, USA. Diese Experimente lieferten die ersten präzisen Tests der Quark-Flavor-Mischung, wie sie die CKM-Matrix beschreibt. Sowohl ARGUS als auch CLEO nutzten die Kollision von Elektronen und Positronen, um Bottom-Hadronen zu erzeugen. Die Energie war so eingestellt, dass zunächst ein $\Upsilon(4S)$ -Teilchen entstand, das instantan und praktisch ausschließlich in ein Paar von Bottom-Mesonen zerfällt – entweder B^+B^- oder $B^0\bar{B}^0$. Durch den sehr großen Wirkungsquerschnitt auf der $\Upsilon(4S)$ -Resonanz entstanden dabei sehr viele der Bottom-Mesonen.

ARGUS und CLEO haben viele wichtige Ergebnisse erzielt. So beobachtete ARGUS unter anderem Teilchen-Antiteilchen-Oszillationen zwischen B^0 und $\bar{B}^0$. Die Frequenz dieser Oszillationen lässt sich berechnen und ist direkt proportional zum Verhältnis der Massenquadrate von Top-Quark und W-Boson: m_t^2/M_W^2 . Dass ARGUS diese Oszillationen beobachten konnte, lieferte den ersten Hinweis darauf, dass die Masse des Top-Quarks mehr als 100 GeV beträgt; das übertraf die damaligen Erwartungen bei Weitem.

Beide Experimente bestätigten den durch die CKM-Matrix definierten Mechanismus der Quark-Flavor-Mischung bereits weitgehend. Allerdings war es nicht möglich, wichtige, zeitabhängige CP -verletzende Observablen zu bestimmen, da die Beschleuniger DORIS und CESR symmetrische Speicherringe waren: Der Positronen-Strahl hatte die gleiche Energie wie der Elektronen-Strahl. Damit sind Laborsystem und Ruhesystem des erzeugten $\Upsilon(4S)$ -Teilchens identisch und das Teilchen bewegt sich nicht.

Schon 1981 hatten Ikaros I. Bigi und Anthony Ichirō Sanda erkannt [9], dass sich die zeitabhängige CP -Verletzung im System der neutralen B-Mesonen nur messen lässt, wenn das $\Upsilon(4S)$ -Teilchen in Bewegung ist. Technisch erfordert dies eine asymmetrische Konfiguration des Anfangszustands aus Positron und Elektron, beispielsweise durch unterschiedliche Energien.

Die zeitabhängige CP -Verletzung im System der neutralen B-Mesonen zu messen, ist aber ein zentraler Baustein, um das CKM-Bild von CP -Verletzung zu verifizieren, weil diese Messungen die komplexe Phase in der CKM-Matrix sehr genau bestimmen. Damit stellen solche Experimente den Schlüssel zur Validierung der Idee von Kobayashi und Maskawa dar. Aus diesem Grund entstanden trotz des erheblichen Aufwands gleich zwei asymmetrische Experimente, die sogenannten Bottom-Meson-Fabriken oder B-Fabriken: eine am Forschungszentrum KEK in Tsukuba in Japan und eine am SLAC in Stanford in den USA. Entwurf und Aufbau der Detektoren Belle am KEK und BaBar am SLAC entsprechen dem asymmetrischen Design der Beschleuniger.

Die Vermessung der CKM-Matrix

Beide Anlagen gingen 1999 in Betrieb. Das technische Design zielte speziell darauf ab, möglichst viele Bottom-Mesonen zu produzieren. Das ermöglichte es, neben der Messung der zeitabhängigen CP -Verletzung auch die Untersuchungen von ARGUS und CLEO mit wesentlich verbesserter Genauigkeit zu wiederholen. BaBar und Belle haben insgesamt jeweils etwa zehn Jahre lang Daten genommen und eine enorme Menge hochpräziser Messungen durchgeführt [10]. Die Ergebnisse bestätigen das von Cabibbo, Kobayashi und Maskawa entwickelte Bild der Quark-Flavor-Mischung und der CP -Verletzung glänzend. Aktuell finden die Messungen im Quark-Flavor-Sektor eine Fortsetzung mit nochmals verbesserter Präzision an den Experimenten LHCb, ATLAS und CMS am Large Hadron Collider des CERN sowie in Japan mit dem Nachfolger des Belle-Experiments Belle II.

Wie eingangs erläutert, beschreiben die Elemente der CKM-Matrix die Kopplungsstärke der schwachen Wechselwirkung an Paare unterschiedlicher Quarks, die zu den fundamentalen Parametern des Standardmodells gehören. Üblicherweise sind die Matrixelemente wie folgt geordnet:

$$V_{\text{CKM}} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix}, \quad (10)$$

wobei $V_{qq'}$ die Kopplungsstärke für den Übergang $q \rightarrow q'$ beschreibt. Die Matrixelemente präzise zu vermessen, hat große Bedeutung für unser Verständnis der schwachen Wechselwirkung. Um die Größe der Matrixelemente $|V_{qq'}|$ zu bestimmen, erfolgt die Untersuchung schwacher Zerfälle mit den entsprechenden Quark-Übergängen $q \rightarrow q'$, deren Zerfallsraten proportional zu $|V_{qq'}|^2$ sind. Den Vergleich mit theoretischen Rechnungen erschweren die hadronischen Wechselwirkungen der Bindungszustände, in denen sich alle Quarks außer dem Top-Quark befinden, weil sie nicht-perturbative Methoden erfordern.

Hauptsächlich dienen semileptonische Zerfälle von Hadronen dazu (Abb. 2a), die Matrixelemente zu bestimmen. Der prominenteste Vertreter dieser Zerfallsart ist der Betazerfall $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$ mit dem Quark-Übergang $d \rightarrow u$. Außerdem eignen sich leptonische Zerfälle (Abb. 2b), die zwar seltener, aber theoretisch einfacher zu beschreiben

sind, sowie die Neutrinostreuung. Die Größe der CKM-Matrixelemente mit einem Top-Quark ($|V_{tq}|$) lässt sich über die elektroschwache Produktion oder den Zerfall einzelner Top-Quarks am Large Hadron Collider ermitteln, da diese zu kurzlebig sind, um Bindungszustände zu bilden. Insbesondere die selteneren Übergänge $t \rightarrow s$ und $t \rightarrow d$ müssen bei extrem schwierigen Untergrundbedingungen untersucht werden. Daher fällt die Wahl bislang auf Prozesse mit flavor-ändernden neutralen Strömen, in denen Top-Quarks als virtuelle Teilchen auftreten. Beispiele hierfür sind Oszillationen neutraler B-Mesonen (Abb. 3a) oder radiative B-Zerfälle (Abb. 3b).

Für die Elemente der CKM-Matrix liegen zur Zeit folgende Werte vor [11]:

$$|V_{\text{CKM}}| = \begin{pmatrix} 0,97435(16) & 0,22500(67) & 0,00369(11) \\ 0,22486(67) & 0,97349(16) & 0,04182(85) \\ 0,00857(20) & 0,04110(83) & 0,999118(36) \end{pmatrix}. \quad (11)$$

Die Werte auf der Diagonalen liegen sehr nahe bei 1; mit zunehmender Entfernung von der Diagonalen werden sie kleiner: Die schwache Kopplung der Quarks ist innerhalb einer Generation am stärksten und zwischen der ersten und dritten Generation am schwächsten.

Die CKM-Matrix ist als Mischungsmatrix zwischen den drei Quark-Generationen als unitäre Matrix konstruiert. Experimentell zu überprüfen, ob tatsächlich Unitarität

Optimize Your Work



Unsere äußerst leisen, effizienten, ölfreien Vakuumpumpen der HiScroll® Serie

Ihr Mehrwert

- Geringer Geräuschpegel, wenig Vibrationen
- Niedrigste Betriebskosten durch vollautomatische Druckregulierung
- Sicher durch eingebautes Rückschlagventil und hermetisch dichtes Pumpsystem
- Optimale Prozessanpassung durch intelligente Schnittstellentechnologie
- Kompakte Bauweise für den Einsatz in hoch integrierten Arbeitsumgebungen, wie an Massenspektrometern oder Lecksuchsystemen



Pfeiffer Vacuum GmbH
Germany
T +49 6441 802-0

PFEIFFER  **VACUUM**

Your Success. Our Passion.



www.pfeiffer-vacuum.com

vorliegt, ist daher ein wichtiger Test, ob die Theorie der elektroschwachen Wechselwirkung mit drei Quark-Generationen eine korrekte Beschreibung der Natur liefert. Eine Abweichung von der Unitarität lässt sich als ein Hinweis auf neue Phänomene jenseits des bekannten Standardmodells interpretieren.

Die Unitaritätsbedingung $V_{CKM}^\dagger V_{CKM} = 1$ beinhaltet insgesamt neun Gleichungen für die Skalarprodukte der Reihen und Spalten der CKM-Matrix. Da die Matrixelemente komplex sind, lassen sich diese Produkte als Vektoren in der komplexen Zahlenebene darstellen. Die am häufigsten betrachtete Beziehung ist

$$V_{ud}V_{ub}^* + V_{cd}V_{cb}^* + V_{td}V_{tb}^* = 0, \quad (12)$$

bei der alle drei Produkte die gleiche Größenordnung haben. Sie beschreibt ein Dreieck in der komplexen Ebene, das sogenannte Unitaritätsdreieck (**Abb. 4a**), dessen Fläche ein Maß für die Verletzung der CP -Symmetrie ist. Dabei bestimmen die Beträge der CKM-Matrixelemente die Seitenlängen des Unitaritätsdreiecks. In der üblichen Darstellung wird eine der Seiten auf 1 normiert, sodass gilt:

$$\frac{V_{ud}V_{ub}^*}{V_{cd}V_{cb}^*} + \frac{V_{td}V_{tb}^*}{V_{cd}V_{cb}^*} + 1 = 0. \quad (13)$$

Das Unitaritätsdreieck wird so dargestellt, dass die Basis des Dreiecks auf 1 normiert wird und der Apex des Dreiecks bei den Werten $\bar{\rho}$ und $\bar{\eta}$ liegt, die durch verschiedene Experimente festgelegt werden können. Die Winkel des Dreiecks entsprechen dann den Phasen von Produkten der CKM-Matrixelemente. Messungen CP -verletzender Observablen schränken diese ein, da CP -verletzende Effekte auf der relativen Phase der beitragenden CKM-Matrixelemente beruhen.

Für die Seiten und Winkel des Unitaritätsdreiecks liegt eine Vielzahl redundanter Messungen verschiedener Experimente vor. Alle Messergebnisse liefern ein konsistentes Bild und bestätigen die Unitarität der CKM-Matrix mit großer Genauigkeit (**Abb. 4b**). Dies belegt auf beeindruckende Weise den Erfolg des CKM-Mechanismus im Standardmodell der Teilchenphysik.

Ausblick

Für den CKM-Mechanismus, also die Beschreibung der Quark-Flavor-Mischung durch eine unitäre 3×3 -Matrix, liegen mittlerweile ähnlich präzise Tests vor wie für die Eichkopplungen des Standardmodells. Insgesamt stellt damit dieses Modell eine der erfolgreichsten Theorien in der Physik dar. Die aktuelle Teilchenphysik konzentriert sich deshalb auf die Frage, ob es Effekte gibt, die das Standardmodell nicht beschreiben kann. Neben der direkten Suche nach neuen Teilchen und Wechselwirkungen bei höchsten Energien eröffnet die Physik der Quark-Flavors eine Möglichkeit für indirekte Suchen. Quanteneffekte, sogenannte Schleifendiagramme, induzieren viele dieser Prozesse, insbesondere diejenigen mit flavor-ändernden neutralen Strömen. Da die Quanteneffekte sehr sensitiv auf zusätzliche Teilchen und Wechselwirkungen reagieren, lassen sich

diese auch durch kleine Abweichungen in den Observablen von schwachen Zerfällen etablieren.

Die kürzlich intensiv diskutierten Anomalien in Zerfällen von B-Mesonen sind ein Beispiel für solche indirekten Suchen. Sie erfordern allerdings präzise theoretische Vorhersagen des Standardmodells in Kombination mit extrem genauen Messungen. Dabei gilt es, sowohl die theoretischen als auch die experimentellen Unsicherheiten unter Kontrolle zu halten. Zurzeit und in naher Zukunft finden weltweit große Anstrengungen statt, um Daten für die Quark-Flavor-Physik zu sammeln. Deren Auswertung ermöglicht in enger Zusammenarbeit von Experiment und Theorie, ein Fenster zur Physik jenseits des Standardmodells zu öffnen.

Literatur

- [1] M. Kobayashi und T. Maskawa, Prog. Theor. Phys. **49**, 652 (1973)
- [2] N. Cabibbo, Phys. Rev. Lett. **10**, 531 (1963)
- [3] E. Fermi, Z. Phys. **88**, 161 (1934)
- [4] C. S. Wu et al., Phys. Rev. **105**, 1413 (1957)
- [5] S. L. Glashow, J. Iliopoulos und L. Maiani, Phys. Rev. D **2**, 1285 (1970)
- [6] T. D. Lee und C. N. Yang, Phys. Rev. **104**, 254 (1956)
- [7] B. Pontecorvo, Zh. Eksp. Teor. Fiz. **34**, 247 (1957)
- [8] Z. Maki, M. Nakagawa und S. Sakata, Prog. Theor. Phys. **28**, 870 (1962)
- [9] I. I. Y. Bigi und A. I. Sanda, Nucl. Phys. B **193**, 85 (1981)
- [10] A. J. Bevan et al. (BaBar and Belle), Eur. Phys. J. C **74**, 3026 (2014)
- [11] R. L. Workman et al. (Particle Data Group), Prog. Theor. Exp. Phys. **2022**, 083C01 (2022)

Die Autoren



Jochen Dingfelder (FV Teilchenphysik) studierte an der U des Saarlandes und der U Heidelberg, wo er 2003 promovierte. Stationen am SLAC als Postdoc, in Heidelberg als Nachwuchsgruppenleiter und an der U Freiburg als Leiter einer Emmy Noether-Gruppe folgte 2009 der Ruf auf eine Professur

an die U Bonn. Seine Forschungsschwerpunkte sind B-Meson-Zerfälle am Belle II-Experiment in Japan, die Untersuchung des Higgs-Bosons und Suchen nach neuen Phänomenen mit dem ATLAS-Experiment am CERN sowie die Entwicklung von Silizium-Pixeldetektoren.

Thomas Mannel (FV Teilchenphysik) studierte Physik an der TH Darmstadt (heute TU Darmstadt) und promovierte dort 1987 am Institut für Kernphysik. Nach Postdoc-Aufenthalten an der Harvard University, am DESY in Hamburg und am CERN in Genf nahm er 1994 einen Ruf an die Universität Karlsruhe (heute KIT) an. Seit 2003 hat er einen Lehrstuhl für Theoretische Physik an der Universität Siegen inne und arbeitet im Bereich der Phänomenologie der Elementarteilchen mit dem Schwerpunkt der Quark-Flavourphysik.



Prof. Dr. Jochen Dingfelder, Physikalisches Institut, Universität Bonn, Nussallee 12, 53115 Bonn; **Prof. Dr. Thomas Mannel**, Center for Particle Physics, Universität Siegen, Hölderlinstraße 3, 57076 Siegen