

SPG MITTEILUNGEN COMMUNICATIONS DE LA SSP

AUSZUG - EXTRAIT

Meilensteine der Physik (16)

Die CP-Verletzung im Standard Modell

Ralph Eichler, ETH Zürich und Tatsuya Nakada, EPF Lausanne

This article has been downloaded from:
https://www.sps.ch/fileadmin/articles-pdf/2019/Mitteilungen_Meilensteine_16.pdf

© see https://www.sps.ch/bottom_menu/impressum/

Meilensteine der Physik (16)

Die CP-Verletzung im Standard Modell

Ralph Eichler, ETH Zürich und Tatsuya Nakada, EPF Lausanne

Die CP-Transformation kombiniert C für elektrische Ladungsänderung und P für Parität (zum Beispiel eine Linksschraube geht über in eine Rechtsschraube). Einzig die schwache Wechselwirkung verletzt C und P, alle anderen Wechselwirkung sind invariant unter C und P. Das W-Boson, der Vermittler der schwachen Wechselwirkung koppelt an linkshändige Elektronen e^-_L und an die CP-konjugierten rechtshändigen Positronen e^+_R . Wäre CP eine exakte Symmetrie, so wären die Naturgesetze für Materie und Antimaterie gleich.

CP-Verletzung wurde erstmals im Jahr 1964 im Zerfall der neutralen K-Mesonen beobachtet [1]. Unter der Annahme von CP-Paritätserhaltung haben die beiden Kaonen-Masseneigenzustände eine definierte CP-Parität $CP = +1$ resp. $CP = -1$:

$$K_S = \frac{1}{\sqrt{2}}(K^0 + \bar{K}^0) \text{ und } K_L = \frac{1}{\sqrt{2}}(K^0 - \bar{K}^0),$$

und bei CP-Erhaltung sollten die Zerfallszustände auch Eigenzustände von CP sein. Es wurde jedoch das Gegenteil beobachtet:

$$\frac{K_L \rightarrow \pi^+ \pi^-}{K_S \rightarrow \pi^+ \pi^-} = \eta_{+-}^2 \approx 0.00224 \text{ und auch}$$

$$\frac{(\Gamma(K_L \rightarrow \pi^- e^+ \nu_e) - \Gamma(K_L \rightarrow \pi^+ e^- \bar{\nu}_e))}{(\Gamma(K_L \rightarrow \pi^- e^+ \nu_e) + \Gamma(K_L \rightarrow \pi^+ e^- \bar{\nu}_e))} \approx 0.00334.$$

Im Standard Modell wird die CP-Verletzung durch eine einzige komplexe Phase in der Parametrisierung der Massmatrix der Quarks vollständig beschrieben. Diese Phase erscheint in der 3x3 Matrix, welche die Flavour Eigenzustände der Quarks u, d, s, c, b, t in die Quark-Zustände der schwachen Wechselwirkung mit bestimmten Massen transformiert. Man nennt sie die *Cabbibo-Kobayashi-Maskawa Matrix* V_{qq} (CKM-Matrix) [2]. Die Matrix lässt sich parametrisieren mit drei Eulerwinkeln β , γ , θ und einer Phase δ . Es bedeuten im Folgenden $c_\gamma = \cos \gamma$ und $s_\gamma = \sin \gamma$ etc.

$$\begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_\gamma & s_\gamma \\ 0 & -s_\gamma & c_\gamma \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_\beta & 0 & s_\beta e^{-i\delta} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_\beta e^{i\delta} & 0 & c_\beta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_\theta & s_\theta & 0 \\ -s_\theta & c_\theta & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

In dem von Kobayashi und Maskawa vorgeschlagenen Modell mit drei Quark-Familien kann eine CP-Verletzung in der Zerfallsamplitude auftreten, wobei zwei unterschiedliche Zerfallsvorgänge interferieren. Dies erzeugt zum Beispiel einen kleinen Unterschied in den CP-Verletzungseffekten der beiden Zerfälle $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^-$ und $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$, parametrisiert durch η_{+-} respektive η_{00} , dessen kleine Differenz proportional dem phänomenologischen Parameter ϵ' ist. In anderen theoretischen Modellen, wie dem von Wolfenstein vorgeschlagenen Superweak-Modell [3] werden in den Zerfallsamplituden keine CP-Verletzungen erzeugt.

Da die Differenz ϵ' eine Differenz kleiner Zahlen bei geringen CP-Verletzungen ist, war die experimentelle Beobach-

tung sehr schwierig. Nach mehr als 30-jähriger Anstrengung wurde der Effekt $\eta_{+-} \neq \eta_{00}$ im Jahr 2001 durch Experimente bei CERN und FNAL endgültig etabliert. Die Größe des Effekts war mit den theoretischen Erwartungen des Modells von Kobayashi und Maskawa vereinbar.

Während die Zerfallsvorgänge durch schwache Wechselwirkungen von Quarks beschrieben werden, die mit Hilfe der Störungstheorie zuverlässig behandelt werden können, umfasst die Berechnung von tatsächlichen Zerfallsamplituden einen Beitrag der starken Wechselwirkung, da der Anfangszustand und der Endzustand aus Hadronen besteht. Dieser Beitrag kann nicht in Störungsrechnung hergeleitet werden. Daher sind die theoretischen Unsicherheiten in den Vorhersagen von ϵ' beträchtlich. Die Situation hat sich mit den jüngsten Fortschritten bei der Gitterberechnung deutlich verbessert. Die aktuellen Unsicherheiten sind jedoch immer noch dreimal größer als die experimentelle Unsicherheit.

Das CPLEAR Experiment am CERN

Im CPLEAR Experiment am CERN, an dem vier Schweizer Institutionen, die Universität Basel, die Universität Freiburg, das SIN (jetzt PSI) und die ETHZ eine wichtige Rolle spielten, wurden neutrale Kaonen in Proton-Antiproton Vernichtungen wie $p\bar{p} \rightarrow K^0 K^+ \pi^-$ und $p\bar{p} \rightarrow \bar{K}^0 K^+ \pi^-$ untersucht. Dabei wird der ursprüngliche Flavour des neutralen Kaons durch das geladene Kaon und Pion markiert, die von dem $p\bar{p}$ Annihilationspunkt kommen. Da die Antiprotonen vor der Annihilation gestoppt wurden, sieht der CPLEAR Detektor wie bei einem Collider aus.

Im Experiment wurde die CP-Verletzung also nicht wie bisher mit K-Zerfällen untersucht, sondern durch Vergleich des Prozesses mit einem anfänglichen K^0 respektive mit dem CP-konjugierten Prozess mit einem anfänglichen \bar{K}^0 . Die

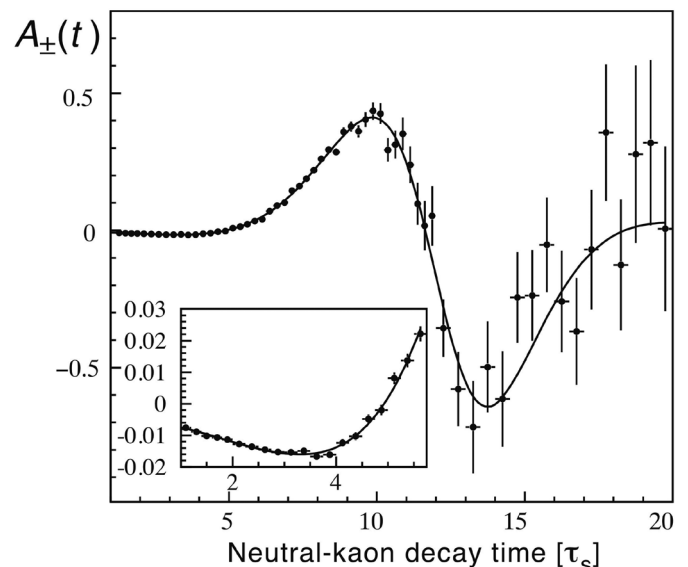


Bild 1: CP-Asymmetrie $A_{\pm}(t)$ gemessen durch das CPLEAR-Experiment. Durch einen Fit der theoretischen Verteilung wurde η_{+-} extrahiert. Die durchgezogene Linie zeigt das Ergebnis des Fits an.

von der Zerfallszeit abhängige CP-Asymmetrie für die anfänglichen K^0 resp. \bar{K}^0 in $\pi^+\pi^-$ Endzustände ist definiert als

$$A_{\pm}(t) = \frac{(\bar{R}_{\pm}(t) - R_{\pm}(t))}{(\bar{R}_{\pm}(t) + R_{\pm}(t))}$$

wobei $R_{\pm}(t)$ die zeitabhängige Zerfallsrate von $K^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ und $\bar{R}_{\pm}(t)$ die entsprechende Zerfallsrate von $\bar{K}^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ ist (siehe Bild 1). Eine von Null verschiedene Asymmetrie zeigt, dass die beiden Prozesse unterschiedlich sind, d. h. eine klare Demonstration einer CP-Verletzung. Durch den Fit der beobachteten Asymmetrie an die erwartete Form wurde im CPLEAR-Experiment der CP-verletzende Parameter $|\eta_{+-}| = (2.264 \pm 0.023) \cdot 10^{-3}$ extrahiert [4].

Ein weiteres interessantes Ergebnis des CPLEAR-Experiments bestand darin zu zeigen, dass die beobachtete CP-Verletzung im neutralen Kaon-System auf die CP- und T-Verletzung der $K^0 \leftrightarrow \bar{K}^0$ Oszillationen zurückzuführen ist. Der Flavour des neutralen Kaons zum Zeitpunkt des Zerfalls kann mit semileptonischen Zerfällen identifiziert werden: $K^0 \rightarrow e^+\pi^-\nu$ und $\bar{K}^0 \rightarrow e^-\pi^+\bar{\nu}$. Daher kann das Experiment CP- und T-konjugierte Prozesse $K^0 \rightarrow \bar{K}^0$ und $\bar{K}^0 \rightarrow K^0$ sowie CPT- und CP-konjugierte Prozesse $K^0 \rightarrow K^0$ und $\bar{K}^0 \rightarrow \bar{K}^0$ vergleichen. Das Experiment beobachtete die Unterschiede im CP- und T-konjugierten Prozess und keinen Unterschied im CPT- und CP-konjugierten Prozess. Die erwartete Funktion der Asymmetrie zwischen $K^0 \rightarrow \bar{K}^0$ und $\bar{K}^0 \rightarrow K^0$ zeigt, dass die im neutralen Kaon-System beobachteten Phänomene der CP-Verletzung durch die CP- und T-Verletzung in den $K^0 \leftrightarrow \bar{K}^0$ Oszillationen erklärt werden können [5].

CP-Verletzung bei schweren Quarks

Da die Kaonen nur aus leichten Quarks bestehen und die CP-Verletzung damals nur hier beobachtet wurde, war es in den 1980er Jahren nicht klar, ob die komplexe Phase eine universelle Beschreibung der CP-Verletzung auch bei schweren Quarks wie Charm oder Bottom zulässt. Die erste ausgearbeitete Idee, nach der CP-Verletzung bei B-Mesonen zu suchen, entstand in der Schweiz.

Das Potenzial für das Studium der CP-Verletzung im B-Meson-System im Rahmen des Standardmodells wurde 1981 zuerst von Carter und Sanda [6] und anschließend von Bigi und Sanda [7] in mehreren Arbeiten untersucht. In diesen Papieren wurde darauf hingewiesen, dass die CP-Verletzung im B-Mesonen-System sehr gross sein kann. Es wurde auch darauf hingewiesen, dass bei einigen Zerfallsmodi, wie dem Zerfall des neutralen B-Mesons in einen $J/\psi K_s$ Endzustand, der Effekt einer CP-Verletzung ohne Unsicherheiten aufgrund starker Wechselwirkungen berechnet werden kann. Dieser Aspekt weckte grosses Interesse an der Messung der CP-Verletzung bei B-Mesonen Zerfällen und führte zu verschiedenen Ideen für den Bau einer B-Mesonen-Fabrik.

Obwohl das b-Quark im Jahr 1977 durch ein Experiment mit einer Hadron-Maschine am Fermi National Accelerator Laboratory (FNAL) entdeckt wurde, sind experimentelle Studien über B-Mesonen lange Zeit von e^+e^- Speicherringen wie bei DESY in Hamburg oder in Cornell dominiert worden. Am CERN und FNAL wurden mehrere Experimente mit einem festen Target konstruiert, um B-Mesonen Zerfälle zu unter-

suchen. Ihr Erfolg war eher begrenzt, nicht viel mehr als das Messen der Quark-Produktionsquerschnitte.

Die Zukunft des SIN-Projekts einer B-Mesonen Fabrik

Anfangs der 1980er Jahre, vor der Fusion des Schweizerischen Instituts für Nuklearforschung (SIN) und des Eidgenössischen Instituts für Reaktorforschung (EIR) zum Paul Scherrer Institut (PSI), hatten beide Institute Ausbaupläne. Am EIR dachte man über einen nuklearen Heizreaktor nach. Am SIN entstand 1983 die Projektidee ASTOR (Accelerator and Storage Ring), ein Zyklotron, bei dem die 600 MeV Protonen des SIN Zyklotrons auf 3 GeV beschleunigt, beim Maximalradius gespeichert und anschliessend gepulst extrahiert werden. Es sollte die Vorstufe einer European Hadron Facility (EHF) sein, einer sogenannten Kaon Factory (Schryber, Joho *et al*). Die Endenergie von 20-30 GeV wird durch ein fast cycling Synchrotron erreicht. Weil eine internationale Beteiligung nicht in Sicht war, wurde das Projekt 1986 fallen gelassen. J. P. Blaser, der damalige Direktor des SIN entschied, statt dessen auf einen Elektron-Positron Collider zu setzen, der auf der Y(4S) Resonanz eine grosse Anzahl B-Mesonen erzeugen konnte. (Eichler, Nakada, Schubert, Weseler, Wille [8]).

Das Projekt wurde ausgearbeitet [9] und hatte auch eine parasitäre Nutzung von Synchrotronstrahlung im Auge (Schlapbach, Abela [9]). Als dann 1989 auch hier keine internationale Beteiligung am Bau des Beschleunigers gewonnen werden konnte, wurde das Projekt vom Schweizerischen Schulrat (heute ETH-Rat) gestoppt. Auch ein kurzes Intermezzo, eine B-Mesonen Fabrik im ISR-Tunnel des CERN mit zusätzlichem Schweizer Geld zu bauen, versandete schnell.

Der Schulrat war jedoch beeindruckt von der Gemeinschaft der Teilchenphysiker, die sich über Instituts- und Landesgrenzen hinweg zusammengetan hatten, um ein gemeinsames Projekt auf die Beine zu stellen. Er ermunterte daher die Schweizerische Wissenschaftsgemeinschaft, statt dessen einige Schwerpunktprogramme zu definieren wie zum Beispiel Umweltnaturwissenschaften, Biotechnologie, Optik und Leistungselektronik, welche für die Wirtschaft in der Schweiz einen grösseren Beitrag leisten würden als die reine Grundlagenforschung.

B-Mesonen Fabrik am SLAC in USA und KEK in Japan

Die Idee einer B-Mesonenfabrik wurde dann weltweit an verschiedenen Orten aufgegriffen. Es gab Pläne am DESY in Hamburg, in den USA am Cornell und am SLAC in Kalifornien sowie am KEK in Japan. Schliesslich wurden zwei solche Elektron-Positron Speicherringe am SLAC und am KEK mit deutlich grösserer Luminosität von $L = 3 \times 10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \sim 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ auf der Y(4S) Resonanz gebaut, als es bei Vorläufern möglich war.

Betrachte die Produktion der Y(4S) Resonanz und den Zerfallsmodus $e^+e^- \rightarrow Y(4S) \rightarrow B^0\bar{B}^0$. Die Wellenfunktion des Endzustands mit gleicher negativer Parität und C-Parität wie die Resonanz ist dann

$$\Psi(t, \vec{p}, -\vec{p}) = \frac{1}{\sqrt{2}} [B^0(\vec{p})\bar{B}^0(-\vec{p}) - B^0(-\vec{p})\bar{B}^0(\vec{p})](t)$$

wobei \vec{p} den Impuls des B-Mesons bedeutet. Die beiden

B-Mesonen sind instabil und zerfallen zu verschiedenen Zeiten t_1 und t_2 in mehrere mögliche Endzustände.

Zur Zeit $t = t_1$ zerfällt ein $B^0(\vec{p}) \rightarrow l^+ \nu_l X$. Die Ladung des Leptons l^+ gibt an, dass ein B^0 und nicht ein \bar{B}^0 zerfallen ist. Das andere B-Meson ist dann zur selben Zeit $t = t_1$ ein $\bar{B}^0(-\vec{p})$ und oszilliert später in ein $B^0(-\vec{p})$. Beide B-Mesonen haben einen gemeinsamen Zerfall, entweder direkt oder über die Oszillation in das Antiteilchen. Die beiden Moden interferieren und wegen $\bar{B}^0 \rightarrow J/\psi K_s \neq B^0 \rightarrow J/\psi K_s$ lässt sich durch Oszillation und Interferenz eine Asymmetrie $A(t_1, t_2)$ bilden

$$A(t_1, t_2) = \frac{(N(l^+ \nu X \text{ bei } t_1, J/\psi K_s \text{ bei } t_2) - N(l^+ \nu X \text{ bei } t_1, J/\psi K_s \text{ bei } t_2))}{(N(l^+ \nu X \text{ bei } t_1, J/\psi K_s \text{ bei } t_2) + N(l^+ \nu X \text{ bei } t_1, J/\psi K_s \text{ bei } t_2))}$$

$$A(t_1, t_2) = \sin(2 \arg(V_{td})) \sin((\Delta m)(t_1 - t_2))$$

Dabei bedeutet Δm die Massendifferenz der beiden Zustände $B_{1/2} = \frac{1}{\sqrt{2}}(B^0 \pm \bar{B}^0)$. Die komplexe Phase in der CKM-Matrix $\arg(V_{td})$ ist relevant. Experimentell wird die Zeitdifferenz $t_1 - t_2$ durch die Differenz der Zerfallslängen bestimmt. Odone [10] hatte die Idee, den Elektronen und Positronen im Speicherring unterschiedliche Energien zu geben, sodass die B-Mesonen vor dem Zerfall einen gemeinsamen Impuls in Strahlrichtung bekommen.

Die Geometrie der Kollisionszone von Elektronen und Positronen ist sowohl vom Speicherring als auch vom Detektor mit gegensätzlichen Anforderungen eine von mehreren Herausforderungen gewesen. Es brauchte ein enges Strahl-

rohr, um nahe an den Wechselwirkungspunkt zu kommen, um die Genauigkeit der Zerfallslänge zu erhöhen.

Den Detektor vor Synchrotronstrahlung mit Kollimatoren zu schützen bei gleichzeitiger Kühlung des Strahlrohrs, waren weitere Herausforderungen.

Im Jahre 2001 wurde dann an beiden Orten in USA und Japan auf diese Weise die CP-Verletzung, wie im Standard Modell vorhergesagt, mit einer Asymmetrie von 70% auch bestätigt [11][12].

Das LHCb-Experiment am CERN

Ermutigt durch den Erfolg der Tevatron-Experimente in der B-Physik in den 90er Jahren, wurden verschiedene Vorschläge zur Durchführung von Experimenten mit B-Mesonen an Hochenergie-Hadron-Kollidern gemacht. Ein prominentes Beispiel ist das LHCb-Experiment am Large Hadron Collider (LHC), das vom Beginn der LHC-Operation Daten erfolgreich aufgenommen hat. Die LHCb-Kollaboration wurde gebildet, indem drei Vorschläge für LHC Detektoren zusammengeführt wurden: COBEX, ein Collider-Experiment mit einem Vorwärtsspektrometer, GAJET, ein fixed-target Experiment mit einem Gasstrahl-internen Target, wo die Universität Lausanne und das PSI zu den Initiatoren gehörten, und LHB, ein fixed-target Experiment mit einem aus dem LHC extrahierten Protonenstrahl. Die Verschmelzung der drei Kollaborationen ergab sich aus der Empfehlung des LHC-Ausschusses, eine neue Kollaboration zu schaffen, indem sie sich zusammen schlossen, und ein auf dem Collider-Modus basierendes Experiment vorzuschlagen. Dabei wurden die positiven Aspekte der drei

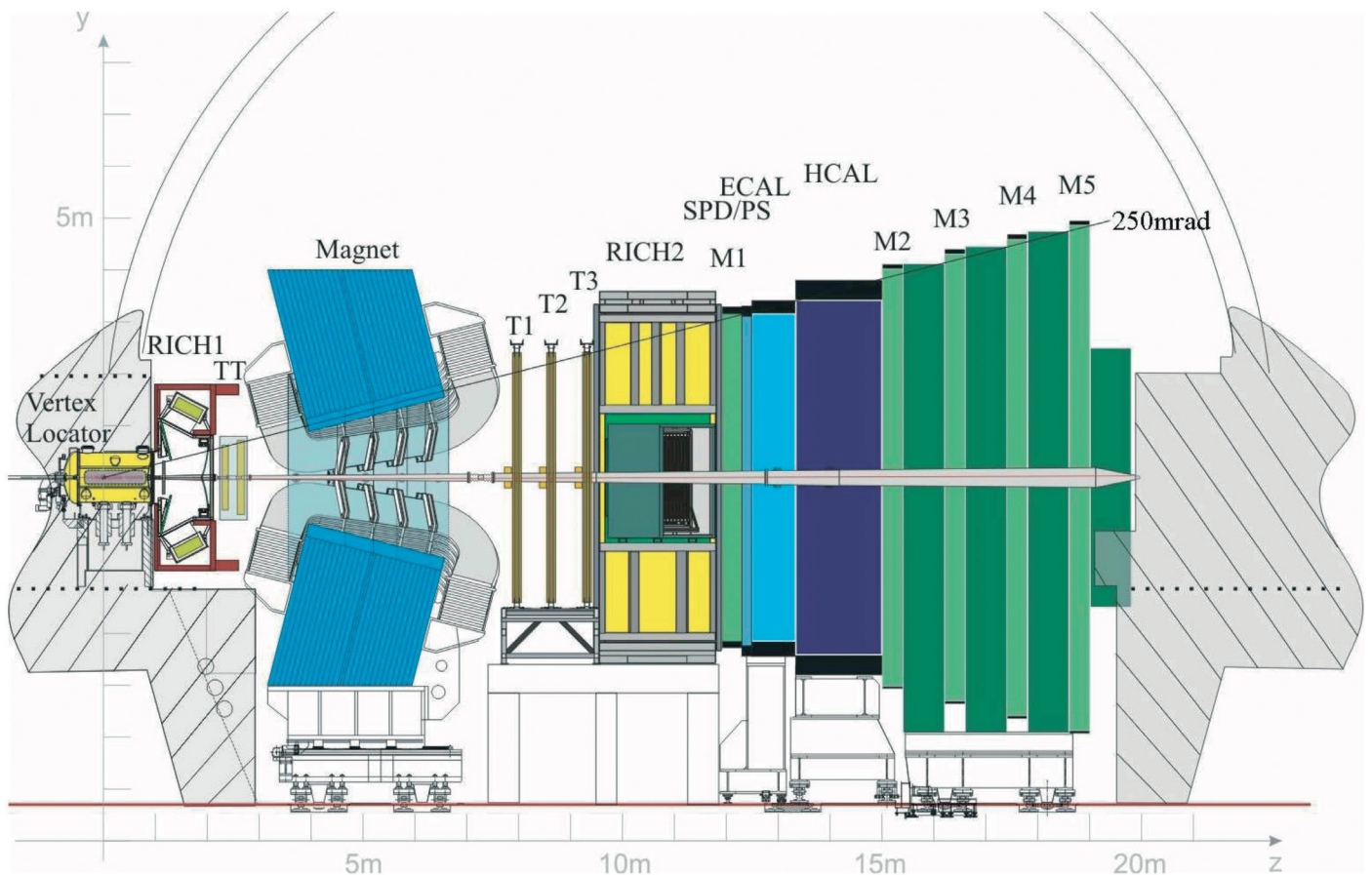


Bild 2: Schematische Darstellung des LHCb Detektor mit Vertex Detektor (VELO), Ring Imaging Cherenkov Detektors (RICH-1 und RICH-2), Tracking Detektoren (TT, T1, T2 und T3), Szintillator-Pad-Detektor (SPD), Preshower Detektor (PS), Elektromagnetisches Kalorimeter (ECAL), Hadronisches Kalorimeter (HCAL), Muon System (M1, M2, M3, M4 und M5)

Experimente kombiniert. Aus der Schweiz waren Teams der EPFL (zuvor an der Universität Lausanne) und der Universität Zürich Gründungsmitglieder des Experiments. T. Nakada, damals noch am PSI angestellt, war der erste Sprecher und Leiter der Kollaboration.

Der resultierende LHCb-Detektor sieht dem für ein Experiment mit einem Fixed-Target sehr ähnlich, da er b-Hadron-Paare nutzt, die vorwiegend in Vorwärtsrichtung (Strahlrichtung) der pp-Wechselwirkungen erzeugt werden (Bild 2). Die durchschnittlichen Impulse dieser b-Hadronen sind gross, so dass ihre Zerfallszeit mit einer hervorragenden Auflösung gemessen werden kann. Die Vorwärtsgeometrie ermöglicht auch einen sehr effizienten Trigger der ersten Stufe, der auf dem Transversalimpuls eines einzelnen Teilchens basiert. Noch während des Baus durchlief das Experiment eine umfassende Neuoptimierung des Detektors, wodurch das Materialbudget des Trackingsystems für eine effiziente Ereignisrekonstruktion reduziert und ein Software-Trigger mit hoher Rate eingeführt wurde, um die Fähigkeit des Experiments mit dem sich entwickelnden Status der Physik aufrechtzuerhalten. Letzteres erwies sich als besonders wichtig, da *Babar* und *Belle*, die Experimente der beiden B-Fabriken weit über das ursprünglich erwartete physikalische Ergebnis hinausgingen.

Bis Ende 2018 hat das LHCb-Experiment $\sim 9 \text{ fb}^{-1}$ an Daten gesammelt. Es hat bei vielen vorgeschlagenen physikalischen Prozessen Ergebnisse erzielt, wie z. B. die beste Messung des Winkels γ der CKM Matrix durch CP-Verletzungen von B-Meson-Zerfällen in die Endzustände mit D- und K-Mesonen [13]. Ferner die weltweit beste Grenze für CP-Verletzungen in den $B_s \rightarrow J/\psi KK$ -Zerfällen [14] und die erste Beobachtung von CP-Verletzung im D-Meson-System [15]. Die letzten beiden Prozesse sind daher besonders empfindlich für neue Physik jenseits des Standardmodells. Überraschend auch die zunächst nicht für möglich gehaltene Bestimmung von V_{ub} , dem kleinsten Element der CKM-Matrix [16], und das Studium der semileptonischen B-Mesonen Zerfälle mit Tau-Leptonen, um eine mögliche Verletzung der Lepton-Universalität zu studieren [17]. Dies ist zwar keine CP-Verletzung, ist aber ein überraschendes Ergebnis in der Spektroskopie und mit mehr Statistik in den kommenden Jahren könnte es neue Physik signalisieren. Das Experiment durchläuft derzeit ein umfangreiches Upgrade Program, welches das Sammeln von Daten mit höherer Luminosität mit einem effizienteren Full-Software-Trigger ermöglichen soll. Im Jahr 2021 soll mit der Datenaufnahme wieder begonnen werden.

Ausblick

CP-Verletzung ist eine notwendige Bedingung für die Baryogenese und muss die beobachtete Asymmetrie zwischen Materie und Antimaterie im Universum erklären. (Sakharow [18]). Obwohl die komplexe Phase in der CKM-Matrix phänomenologisch viele Beobachtungen beschreibt, greift sie bei der Materie-Antimaterie Asymmetrie im Universum um Grössenordnungen zu kurz.

Gemäss dem TCP-Theorem, der Erhaltung der TCP-Symmetrie, bedeutet eine CP-Verletzung auch eine Zeitumkehrverletzung (T-Verletzung). Ein elektrisches Dipol-

moment (edm) eines Elementarteilchens würde eine T-Verletzung signalisieren und es wird danach an mehreren Orten gesucht. Ein Beispiel ist die Suche nach einem endlichen edm des Neutrons am PSI. Im Standardmodell ist der beobachtbare Effekt zu klein. Eine endliche experimentelle Zahl würde somit einen neuen Ursprung der CP-Verletzung signalisieren.

Es gibt auch Hinweise, dass im Lepton Sektor das Äquivalent der CKM-Matrix, die sogenannte *Pontecorvo-Maki-Nakagawa-Sakata (PMNS) Matrix*, welche für die Neutrino Flavour Oszillationen verantwortlich ist, ebenfalls eine von Null verschiedene komplexe Phase besitzt. Das Neutrino Experiment Tokai-2-Kamioka (T2K) mit Beteiligung der Universität Genf hat die Phase $\delta_{CP} = -1.79_{-0.66}^{+0.91}$ bestimmt [19].

Referenzen

- [1] J. H. Christenson et al., Phys.Rev.Lett. **13** (1964) 138
- [2] M. Kobayashi and T. Maskawa, Prog. Theor. Phys. **49** (1973) 652
- [3] L. Wolfenstein, Nucl. Phys. B **246** (1984) 75
- [4] A. Apostolakis, et al., CPLEAR Collaboration, Phys. Lett. B **458** (1999) 545
- [5] A. Angelopoulos, et al., CPLEAR Collaboration, Phys. Lett. B **444** (1998) 43.
- [6] A. Carter and A. Sanda, Phys.Rev. D **23** (1981) 1567
- [7] I. Bigi and A. Sanda, Nucl. Phys. B **193** (1981) 85
- [8] R. Eichler, T. Nakada, K. Schubert, S. Weseler, K. Wille, SIN-PR-86-13 (1986)
- [9] PSI-Proposal PR-88-09, (1988)
- [10] P. Oddone, in Proceedings of the UCLA Workshop "Linear Collider BB Factory, Conceptual Design", D. Stork ed. World Scientific p. 243 (1987)
- [11] B. Aubert et al. (BABAR Collab.), Phys.Rev.Lett. **87** (2001) 091801
- [12] K. Abe et al. (Belle Collab.), Phys.Rev.Lett. **87** (2001) 091802
- [13] The LHCb collaboration, R. Aaij et al. J. High Energ. Phys. **08** (2018) 176.
- [14] The LHCb collaboration, R. Aaij et al. J. High Energ. Phys. **08** (2017) 037.
- [15] The LHCb collaboration, R. Aaij et al. arXiv:1903.08726, Submitted to PRL
- [16] The LHCb collaboration, R. Aaij et al. Nature Phys. **11** (2015) 743-747
- [17] The LHCb collaboration, R. Aaij et al. Phys. Rev. D **97**, 072013; The LHCb collaboration, R. Aaij et al. Phys. Rev. Lett. **115**, 111803
- [18] A. D. Sakharov, Pisma Zh.Eksp.Teor.Fiz. **5** (1967) 32, Sov.Phys.JETP Lett. **5** (1967) 24
- [19] T2K Collaboration, L. Haegel, PhD-thesis Universität Genf, 2018

Ralph Eichler (*1947) promovierte in Physik an der ETH. Forschungstätigkeiten in Stanford, Los Alamos, Hamburg, Zürich und am Paul Scherrer Institut (PSI). 1989 Professor für Physik an der ETH. Von 1995-1997 Forschungsleiter (Sprecher) der H1-Kollaboration am DESY in Hamburg und 2002-2007 Direktor des PSI und wissenschaftlicher Vertreter der Schweiz im CERN Council. Von 2007 bis Ende 2014 Präsident der ETH Zürich. Ab 2015 Stiftungsratspräsident von Schweizer Jugend Forscht.

Tatsuya Nakada (*1955) promovierte in Physik an der Universität Heidelberg. Forschungstätigkeiten in CERN und Paul Scherrer Institut (PSI). Von 1995-2008 erster Forschungsleiter (Sprecher) der LHCb-Kollaboration am CERN, 2011-2013 Wissenschaftlicher Sekretär für die europäische Strategiesitzung des CERN-Rates und Vorsitzender der Strategieguppe für die europäische Strategie für Teilchenphysik. Seit 2003 Professor für Elementarteilchenphysik an der EPFL. 2015 Ehrendoktor der Universität Zürich.