

GUSTAV-HERTZ-PREIS

Kühler Scharfblick mit Neutronen

Kalte und ultrakalte Neutronen ermöglichen die Suche nach Physik jenseits des Standardmodells und testen die Gravitation bei Mikrometerabständen.

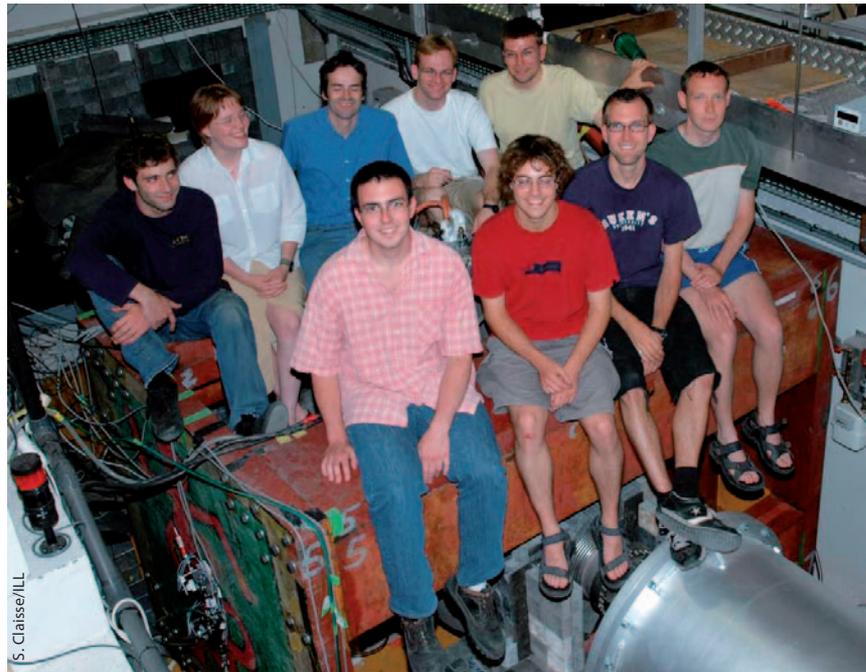
Hartmut Abele

Das Standardmodell der Elementarteilchenphysik lässt sich nicht nur bei den hohen Energien der riesigen Beschleunigeranlagen auf den Prüfstand stellen. Gerade Fragen der Teilchenphysik bei höchsten Energien und der Kosmologie werden inzwischen durch Experimente auf dem anderen, niederenergetischen Ende der Energieskala beantwortet und zwar mit kalten und ultrakalten Neutronen.

Für die Zeit kurz nach dem Urknall, als das Universum sich noch in einem extrem heißen und dichten Zustand befand, gerät das Standardmodell der Teilchenphysik an seine Grenzen und zeigt sich als unvollständig. Als alternative Beschreibungen werden die Supersymmetrie, Stringtheorien oder andere große Vereinheitlichungstheorien diskutiert. Es ist ein Glücksfall, dass viele präzise messbare Größen der Neutronenphysik mit diesen Theorien „hinter dem Standardmodell“ verknüpft sind (Tab. 1). So ist das elektrische Dipolmoment des Neutrons im Rahmen des Standardmodells praktisch Null, die Supersymmetrie sagt aber eine Größe in einem inzwischen durch Experimente eingeschränkten Bereich vorher. Die Lebensdauer des Neutrons legt z. B. die Neutronendichte etwa eine Sekunde nach dem Urknall fest, die für die frühe Synthese der ersten Elemente zur Verfügung stand und zu dem beobachteten Heliumanteil von 25 % in unserem Universum führt. Die für die Rechnungen benötigten Wirkungsquerschnitte der schwachen Wechselwirkung, wie z. B. die Neutrino-Querschnitte, werden nicht direkt gemessen, sondern aus den Neutronendaten berechnet.

Von besonderem Interesse ist die Tatsache, dass das freie Neutron innerhalb von ca. 885 Sekunden in ein Proton, ein Elektron und ein Elektronantineutrino zerfällt, wobei eine Zerfallsenergie von 782 keV frei wird. Die Messgrößen dieses Dreikörperzerfalls wie Impulse, Spins und Winkelverteilungen der neu entstandenen Teilchen enthalten ebenfalls Parameter des Standardmodells, die für Prozesse in der Astro- und Teilchenphysik sowie der Kosmologie benötigt werden. Präzisionstests des Standardmodells werden insbesondere dadurch möglich, dass die Standardmodellbeschreibung des Neutrons wegen der wenigen freien Parameter durch die Vielzahl der genannten Messgrößen überbestimmt ist.

Dem Standardmodell zufolge besteht Materie aus zwei verschiedenen Sorten von Fermionen: Quarks und



Leptonen. Die Quarks kennt man in verschiedenen Ausprägungen oder „flavours“ und bezeichnet sie entsprechend mit up (u), down (d), charm (c), strange (s), top (t) und bottom (b). Die starke Wechselwirkung fügt die Quarks zu Hadronen zusammen und betrachtet sie als quantenmechanische Masseneigenzustände.

In Zerfallsprozessen der schwachen Wechselwirkung wird generell ein Quark mit Ladung $2/3$ (u, c, t) in ein Quark mit Ladung $-1/3$ (d, s, b) umgewandelt und umgekehrt. Dabei sind nicht reine Masseneigenzustände beteiligt, sondern es tritt eine Mischung auf, die durch die Cabibbo-Kobayashi-Maskawa-Matrix

Das Team des Heidelberger Neutronenspektrometers Perkeo II am Institut Laue-Langevin (ILL). Der Autor sitzt in der Mitte der 2. Reihe.

KOMPAKT

- Die Vermessung der so genannten β -Asymmetrie beim Zerfall kalter polarisierter Neutronen zusammen mit der Neutronenlebensdauer ermöglicht einen stringenten Test der Unitarität der Cabibbo-Kobayashi-Maskawa-Matrix der Quarkmischung.
- Mit ultrakalten Neutronen gelang es zum ersten Mal, gequantelte Gravitationszustände mit Energieunterschieden im peV-Bereich nachzuweisen.
- Die hierbei erhaltenen Messdaten erlauben es weiterhin, im Bereich der Mikrometerskala genauere Grenzen auf große Extradimensionen in Stringtheorien zu setzen.

Prof. Dr. Hartmut Abele, Physikalisches Institut, Universität Heidelberg, Albert-Überle-Str. 3-5, 69120 Heidelberg – Preisträgerartikel anlässlich der Verleihung des Gustav-Hertz-Preises 2006 auf der 70. Jahrestagung der DPG

V (CKM-Matrix) beschrieben wird, wobei diese Quarkmischungsmatrix auf die d, s und b-Quarks angewandt wird.

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} \quad (1)$$

Beim Neutronzerfall findet ein d-u-Quarkübergang statt, denn das Neutron besteht aus zwei d-Quarks und einem u-Quark und das Proton aus zwei u-Quarks und einem d-Quark. Dabei ist das beim Zerfall beteiligte d'-Quark eine Linearkombination aus d-, s-, und b-Massenzuständen. Die Matrixelemente werden durch Zerfälle der relevanten Quarks bestimmt.

Das Standardmodell geht davon aus, dass dem gemischten Quark alle Anteile, die ihm am reinen Quark seiner Familie fehlen, durch Anteile an den Quarks der anderen Generationen ersetzt werden. Mathematisch gesprochen ist die Quarkmischungsmatrix unitär, d. h. die Quadrate der Matrixelemente müssen zeilen- oder spaltenweise eins ergeben, z. B.

$$|V_{ud}|^2 + |V_{us}|^2 + |V_{ub}|^2 = 1. \quad (2)$$

Seit einiger Zeit deuten die Experimente auf eine Abweichung Δ vom Wert eins der Unitaritätsbedingung hin. Dies könnte ein Zeichen dafür sein, dass das Standardmodell für die Beschreibung der Elementarteilchenphysik nicht ausreicht und Konzepte außerhalb des Standardmodells gefunden werden müssten. Man findet die Abweichung bei β -Zerfallsmessungen sowohl in der Kernphysik [1] als auch in den Daten der Neutronenphysik [2] sowie im Pionzerfall [3] (Abb. 1):

Das Defizit Δ beträgt bei Kern- β -Zerfallsmessungen $2,3 \sigma$, jedoch wird das Ergebnis von Korrekturen zur Kernstruktur dominiert, die schwer zu berechnen sind und in der Vergangenheit umstritten waren. Auch im Neutron- β -Zerfall findet sich die Abweichung, sie beträgt 3σ . Das Neutron ist jedoch ein einfacheres System als ein Atomkern. Daher kommen die Neutronzerfallsmessungen im Wesentlichen ohne störende Korrekturen aus und sind deshalb sehr zuverlässig. Dass alle drei Messungen (Kerne, Neutronen, Pionen) ein positives Δ liefern, deutet darauf

hin, dass sich vermutlich in dieser Unitaritätsabweichung nicht „Neue Physik“ verbirgt, sondern viel eher eine Verschiebung der „Unitaritätslinie“ ($\Delta = 0$) das Problem lösen könnte: Da $|V_{ub}|^2$ nur $2 \cdot 10^{-5}$ beträgt und daher vernachlässigt werden kann, verweist ein Teil des Problems auf $|V_{us}|$. Der Wert für $|V_{us}|$ in Gleichung (2) basiert derzeit auf den Daten der Particle-Data-Group¹⁾ von 2004. Ein korrigierter $|V_{us}|$ -Wert würde die Unitarität der CKM-Matrix wieder herstellen. In der Tat lassen Neumessungen von $|V_{us}|$ eine deutliche Verschiebung in die richtige Richtung, d. h. zu größeren Werten, erkennen [4].

Um das erste Element V_{ud} der Quarkmischungsmatrix zu bestimmen, bieten sich Experimente mit Neutronen an, da die theoretische Unsicherheiten bei ihrem Zerfall wie erwähnt klein sind. Man benötigt dazu nur zwei Messungen, eine Winkelkorrelationsmessung (s. Tabelle) und eine Messung der Neutronenlebensdauer τ . Das Standardmodell beschreibt den Neutronzerfall durch so genannte semileptonische Vektor- und Axialvektorströme. Dabei treten drei Parameter auf: die aus dem Myonzerfall gut bekannte und nach Fermi benannte Kopplungsstärke G_F , das V_{ud} -Matrixelement zur Quarkmischung und $\lambda = g_A/g_V$, das Verhältnis der Stromkopplungsstärken des Axialvektor- und des Vektoranteils.

Die Größe λ ist selbst eine wichtige Größe bei der Berechnung semileptonischer Prozesse und verdient deshalb gesondert betrachtet zu werden. Aus der Größe λ werden nämlich die zur Bestimmung des Neutrinoflusses benötigten schwachen Wirkungsquerschnitte berechnet, auch kann λ bei der Neutronensternbildung und bei der Nukleosynthese in den Urknallrechnungen herangezogen werden. λ erhält man direkt durch eine Messung der β -Asymmetrie A , auf die im Folgenden eingegangen wird. λ kann man im Prinzip auch aus Gittereichtheorierechnungen der Quantenchromodynamik berechnen. Die Rechnungen haben noch Ungenauigkeiten von ca. 30 % und weichen auch um diese Größenordnung vom Wert aus der Neutronenphysik ab.

Die β -Asymmetrie wird durch den Winkelkoeffizienten A beschrieben und gibt die Wahrscheinlichkeit an, dass ein Elektron mit Geschwindigkeit

1) Die Particle Data Group (PDG, <http://pdg.lbl.gov/>) ist eine internationale Kollaboration, die Überblicksberichte zur Teilchenphysik und verwandten Gebieten der Astrophysik erstellt sowie Daten von Teilcheneigenschaften zusammenstellt und analysiert.

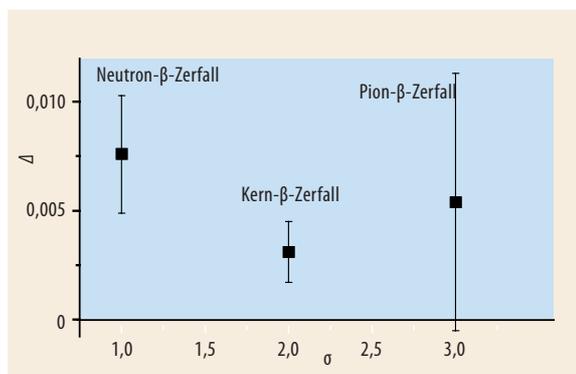


Abb. 1 Bei Messungen von Neutron- β -, Kern- und Pion- β -Zerfällen wurden Abweichungen Δ von der Unitaritätsbedingung der Quarkmischungsmatrix gefunden.

Tabelle 1: Teilcheneigenschaften des Neutrons (nach [5])	
Messgrößen	Physikalische Fragestellungen
Masse	Quantenzustände im Gravitationsfeld, Grenzen für gravitationsähnliche Kräfte bei großen Zusatzdimensionen
Ladung	Ladungsquantisierung, Große Vereinheitlichung (GUT), Superstrings
Magnetisches Dipolmoment	Quarkmodelle
Elektrisches Dipolmoment	Zeitumkehrinvarianzverletzung, GUT, Baryonenasymmetrie im Universum
Elektrische Polarisierbarkeit	Quark-Confinement
Lebensdauer	Unitarität CKM-Matrix, Nukleosynthese

keit v zur Neutronspinpolarisation P mit dem Winkel ϑ_A emittiert wird:

$$W(\vartheta) = 1 + \frac{v}{c} PA \cos(\vartheta_A).$$

c ist die Lichtgeschwindigkeit. Die Größe A ist von der Größenordnung 0,12 und negativ, das heißt, dass paritätsverletzend mehr Elektronen in den Halbraum, zu dem der Neutronspin antiparallel steht, emittiert werden als umgekehrt.

Entsprechend lassen sich weitere Asymmetrien angeben, wie etwa die Neutrino-Asymmetrie B , die Proton-Asymmetrie C , die Korrelation a zwischen Elektron- und Neutrinoimpuls, oder eine Tripelkorrelation D zwischen Neutronspin, Elektron- und Neutrinoimpuls (Tab. 2, Abb. 2, vgl. dazu [5]). Von der Heidelberg-ILL-Kollaboration, der PERKEO-Kollaboration wurden die Koeffizienten A , B und C vermessen. Die Korrelationskoeffizienten sind mit unterschiedlicher Genauigkeit bekannt, wobei die Protonasymmetrie C von der PERKEO-Kollaboration das erste Mal vermessen wurde. Sie sind alle Funktionen von λ , wobei die Messung von A den genauen Wert für λ ergibt. C erhält man aus einer Kombination von A und B . Hier wird die Annahme gemacht, dass die Zeitumkehrinvarianz erfüllt ist und λ damit eine reelle Zahl ist. Die Messungen von D sind mit Null verträglich. Ein nichtverschwindender D -Wert wäre zeitumkehrinvarianzverletzend mit einem Phasenwinkel Φ zwischen Vektor- und Axialvektorströmen.

Das Zerfallsspektrometer PERKEO II

Der Korrelationskoeffizient A konnte mit dem Heidelberger Zerfallsspektrometer PERKEO II mit einer prinzipiell einfachen, aber im Detail äußerst trickreichen Messmethode bestimmt werden, die auf dem raumwinkelintegrierenden Effekt eines starken Magnetfeldes beruht. Damit ist die verlustfreie Messung der Zerfallselektronen als Funktion der Energie in 4π ermöglicht. PERKEO II ist eine Weiterentwicklung des Instruments PERKEO, das von Dirk Dubbers und Mitarbeitern zur Messung der Korrelationskoeffizienten

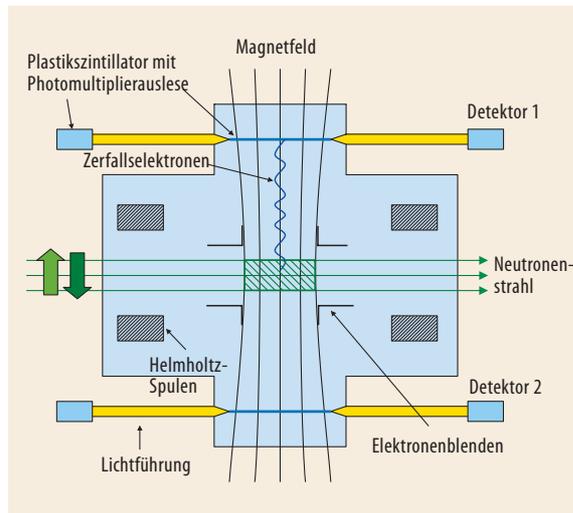


Abb. 3 Im Neutronenspektrometer Perkeo II werden die Elektronenzählraten beim Neutronenzerfall für die beiden Spinrichtungen des Neutrons gemessen, um die β -Asymmetrie A zu bestimmen.

im Neutronzerfall und zur Bestimmung der Neutronenlebensdauer eingesetzt wurde [11].

Der intensive Strahl kalter Neutronen (vgl. Infokasten „Neutronen – von heiß zu kalt“) durchquert zunächst zwei Polarisatoren und einen Spinflipper, bevor er in das Zerfallsvolumen gelangt. In PERKEO II wird das Magnetfeld mit einem großvolumigen supraleitenden Helmholtz-Spulenpaar sowie einer 16 Tonnen schweren Stahl-Magnetfeldrückführung erzeugt (Abb. 3).

PERKEO II lässt sich wahlweise mit Elektron- oder mit Elektron-Protonendetektoren ausstatten. Plastikszintillationszählern weisen die Elektronen nach, während die Protonen elektrostatisch nachbeschleunigt und über dünne Kohlenstoff-Folien in Elektronen konvertiert werden. Diese Sekundärelektronen werden anschließend ebenfalls in den Plastikszintillatoren nachgewiesen. In jedem Halbraum²⁾ befindet sich einer dieser Detektoren. Aus dem Vergleich der Elektronenzählraten bei einer Richtungsumkehr des Neutronspins erhält man die β -Asymmetrie A für beide Detektoren als Funktion der Elektronenergie. Falls ein Elektron aus dem Detektor zurückgestreut wird, folgt es wieder den Feldlinien, bis es den anderen Detektor erreicht. Um die Gesamtenergie des Elektrons zu bestimmen, wird also die Energiesumme aus beiden Detektoren gebildet. Für die Messung

2) Der Halbraum wird über die Ebene definiert, zu der der Neutronspin die Normale darstellt.

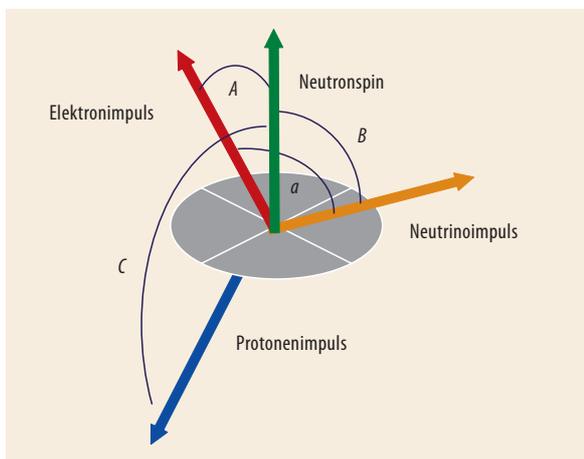


Abb. 2 Winkelkorrelationskoeffizienten im Neutronzerfall

Tabelle 2: Korrelationskoeffizienten im Neutronenzerfall			
Korrelation	Koeffizient im Standardmodell	Wert (PDG 2006)	Physik. Fragestellung
β - v -Korrelation	$\alpha = \frac{1-\lambda^2}{1+3\lambda^2}$	$-0,103 \pm 0,004$	Unitarität CKM-Matrix, Nukleosynthese, solare Neutrinos
β -Asymmetrie	$A = \frac{2\lambda(\lambda+1)}{1+3\lambda^2}$	$-0,1173 \pm 0,0013$	Unitarität CKM-Matrix, Nukleosynthese, solare Neutrinos, rechtshändige Beiträge zur schwachen Wechselwirkung, schwacher Magnetismus
Neutrino-Asymmetrie	$B = 2 \frac{\lambda(\lambda-1)}{1+3\lambda^2}$	$0,981 \pm 0,004$	Neutrinochiralität, rechtshändige Beiträge
Protonen-Asymmetrie	$C = 0,275 \frac{4\lambda}{1+3\lambda^2}$	nicht gelistet	Unitarität CKM-Matrix
Tripel-Koeffizient	$D = 2 \frac{ \lambda \sin\phi}{1+3\lambda^2}$	$(-4 \pm 6) \times 10^{-4}$	Zeitumkehrverletzung, rechtshändige Beiträge, Leptoquarkmodelle

der Neutrinkorrelation B im Neutronzerfall werden die unbeobachteten Neutrinos aus dem Proton- und Elektronsignal rekonstruiert. Zur Messung der Protonasymmetrie C werden die Protonen in den beiden Halbräumen zur jeweiligen Neutronspinstellung in Koinzidenz zum Elektronsignal gezählt. Die Neutrinoasymmetrie B ist empfindlich bezüglich der Neutrinohelizität, und aus der Protonenasymmetrie C kann ebenfalls V_{ud} bestimmt werden, was einen von der Korrelationsmessung A unabhängigen Test der Unitarität ermöglicht. Jedoch ist die bisher hier erreichte Genauigkeit noch deutlich geringer als die der β -Asymmetriemessung.

In den letzten Jahren gelang es, mit dem PERKEO II-Experiment deutliche Fortschritte zu erzielen. Bei der Messung der β -Korrelation A wurden die bis 1997 üblichen Korrekturen von bis zu 30 % um einen Faktor 90 und die Messfehler um einen Faktor 5 reduziert, weshalb die Ergebnisse heute wesentlich zuverlässiger geworden sind (Abb. 4). Der neueste Wert der PERKEO-Kollaboration für die β -Asymmetrie ist $A = -0,1194 \pm 0,0004$ [10]. Die größte Korrektur von 0,3 % in diesem Experiment liegt in der Bestimmung des Polarisationsgrades der Neutronen. Der neue A -Wert bestätigt unsere früheren Messungen, und der Messfehler kann halbiert werden. Andere Messungen ergaben signifikant kleinere Werte für die β -Asymmetrie A [6-8, 11]. Diese Entwicklung ist ebenfalls in Abb. 4 gezeigt. Zur Berechnung eines neuen λ -Wertes mitteln wir nur über Ergebnisse, die kleine Korrekturen aufweisen. Die Mittelung ergibt als (noch vorläufigen) neuen Wert für das Verhältnis der Vektor- zur Axialvektorstärke

$$\lambda = -1,2739 \pm 0,0009. \quad (3)$$

Aus der Kombination von λ mit der Neutronenlebensdauer τ lässt sich nun V_{ud} aus der Zerfallswahrscheinlichkeit des Neutrons berechnen:

$$|V_{ud}| = \frac{(4908,7 \pm 1,9)s}{\tau(1 + 3\lambda^2)} \quad (4)$$

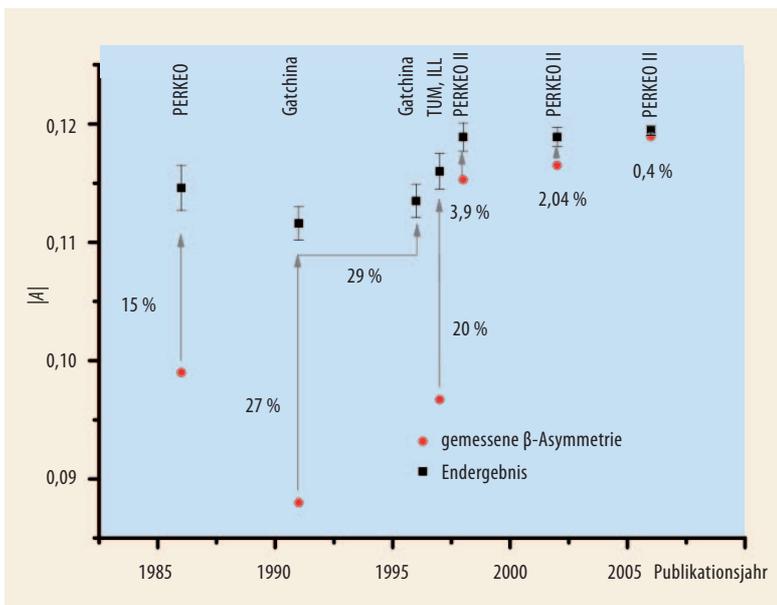


Abb. 4 Gemessene β -Asymmetriewerte und Endergebnis nach [2, 6-10]. In früheren Experimenten sind große Korrekturen notwendig.

Die Particle Data Group gibt als Weltmittelwert für die Neutronenlebensdauer $\tau = 885,7 \pm 0,8$ s an. Der Beitrag der Unsicherheit in dieser Neutronenlebensdauer zum Gesamtfehler in V_{ud} ist kleiner als der der β -Asymmetrie-Messung. Seit 2005 kann jedoch der Particle Data Group-Wert für die Neutronenlebensdauer nicht mehr bedenkenlos verwendet werden, da bei der Mittelung eine Messung von Serebrov und Mitarbeitern mit $\tau = 878,5 \pm 0,8$ s nicht berücksichtigt wird. Dieser Wert weicht $6,5 \sigma$ vom Particle Data Group-Wert ab, und eine so große Verschiebung in der Lebensdauer ändert auch V_{ud} signifikant. Um die Neutronenlebensdauer zuverlässiger neu zu vermessen, werden neue Messungen unter anderem an der TU München vorbereitet. Da man bis dahin nicht weiß, ob der hohe oder der niedere Neutronenlebensdauerwert zu bevorzugen ist, geben wir zwei Werte für V_{ud} an. Man erhält

$$V_{ud} = 0,9711 \pm 0,0007 \text{ bzw. } V_{ud} = 0,9751 \pm 0,0007. \quad (5)$$

Der Fehler setzt sich zusammen aus der Unsicherheit in der Neutronenlebensdauer, der β -Asymmetrie und außerdem aus den inneren und äußeren Strahlungskorrekturen, die zusammen mit Naturkonstanten in der Zahl 4908,7 enthalten sind. Der Fehler in den inneren Strahlungskorrekturen konnte im letzten Jahr von Marciano und Sirlin halbiert werden.

Zum Unitaritätstest nach Gleichung (2) gehört neben V_{ud} auch V_{us} aus der zweiten Teilchengeneration. Neue Messwerte zum Zerfall von Kaonen der Experimente E865, KTeV, NA48, ISTRA+ und KLOE, die semileptonische Verzweigungsverhältnisse, Formfaktoren oder die K_L Lebensdauer neu bestimmt haben, weichen deutlich von den bisherigen Angaben aus der Particle Data Group ab. Auch ein Formfaktor, der eine für die V_{us} -Bestimmung nötige Extrapolation des Impulstransfers vornimmt, ist inzwischen umstritten. Je nach Formfaktor erhält man entweder einen neuen Wert $|V_{us}| = 0,2261 \pm 0,0021$ oder einen Wert $|V_{us}| = 0,2208 \pm 0,0027$, der mit der alten Angabe im Wesentlichen übereinstimmt.

In der Neutronenphysik gehören zu den Fortschritten die Halbierung der Fehler in der β -Asymmetrie und bei den Strahlungskorrekturen zum β -Zerfall. Im Blickpunkt bleiben die inkonsistenten Werte der Neutronenlebensdauer und die Formfaktorberechnungen der K-Physik.

Die neuen Ergebnisse zeigen noch nicht, dass die Unitaritätsbedingung des Standardmodells gut erfüllt ist. Was die experimentelle Neutronenphysik angeht, so verpflichten sie zu weiteren Experimenten zur Korrelation A und zur Lebensdauer τ , bis der Fehler in V_{ud} allein durch theoretische Unsicherheiten in den Strahlungskorrekturen dominiert ist.³⁾ Wenn man eine Genauigkeit von unter 10^{-3} anstrebt, kann das oben genannte Ziel erreicht werden. Eines dieser Projekte ist das Spektrometer *a*SPECT, eine Entwicklung der Universität Mainz in Kollaboration mit der Technischen Universität München, mit dem die Korrelation a neu vermessen wird.

Um die Präzision der Neutronzerfallsergebnisse in sowohl systematischer als auch statistischer Hinsicht weiter entscheidend zu verbessern, wird in Heidelberg ein neues Instrument gebaut, das die Hauptfehlerquellen (strahlbehafteter Untergrund und kleine, magnetfeldabhängige Effekte) bisheriger Neutronenkorrelationsmessungen eliminieren soll. Die instrumentelle Anordnung besteht aus einem drei Meter langen Solenoid und weiteren Spulen zur Trennung des geladenen Zerfallsteilchenstrahls aus Elektronen bzw. Protonen vom Neutronstrahl. Mit diesem Instrument PERKEO III wird es gelingen, alle Elektronen und Protonen aus dem Neutronzerfall über mehrere Meter Strahllänge einzusammeln, was zu einer deutlich höheren Intensität führen wird. Dabei streben wir eine vollständig untergrundfreie Messung an, die es erlaubt, durch einen gepulsten Neutronenstrahl eine hochdichte freie Neutronenwolke im Flug zu betrachten. Das Messprogramm umfasst zunächst die Messung der Korrelationskoeffizienten im Neutronzerfall zur Bestimmung des ersten Elements der CKM-Matrix. Davon abgesehen gibt es eine Reihe von Zerfallsparametern, wie etwa den schwachen Magnetismusformfaktor, die bisher im Neutronzerfall nicht bestimmt wurden.

In den USA sind eine ganze Reihe von Arbeitsgruppen neu in das Gebiet Grundlagenphysik mit Neutronen eingestiegen, und über 30 Gruppen engagieren sich mit Instrumentneubauten, die insbesondere an der neuen Neutronenspallationsquelle SNS zum Einsatz kommen werden. Dieser Strahl weist zwar einen etwas geringeren gemittelten Neutronenfluss im Vergleich zum ILL auf, aber die dort vertretenen Arbeitsgruppen sind finanziell sehr gut ausgestattet, sodass es auf Seiten der europäischen Arbeitsgruppen, die am ILL oder in München ihre Experimente durchführen, großer Anstrengungen bedarf, um nicht ihre führende Stellung zu verlieren.

Große Zusatzdimensionen

Das Standardmodell beschreibt als Quantenfeldtheorie sehr erfolgreich die Phänomene der Kern- und Teilchenphysik, ohne die Gravitation zu berücksichtigen, da sie viele Größenordnungen schwächer ist als die anderen Wechselwirkungen. Supersymmetrie oder Stringtheorie gelten als viel versprechend, um die Gravitation mit einzubeziehen. Stringtheorien nehmen einen über die drei Raumdimensionen hinausgehenden höherdimensionalen Raum an.

Normalerweise spürt man nichts von diesen Zusatz- oder Extradimensionen, da man voraussetzt, dass sie kompaktifiziert sind, d. h. sie weisen die Topologie eines Kreises oder eines Torus auf mit einem Kompaktifizierungsradius von der Größenordnung der Planck-Skala (10^{-35} m). Neueren Theorien zufolge könnte die Kompaktifizierung einiger dieser Extradimensionen auf Längen stattfinden, die weit über die Planck-Länge hinausgehen, sogar bis hin zu einem Millimeter. Die neueren Entwicklungen sind relevant für Gravitationsexperimente mit Neutronen, da sie gravitationsähn-

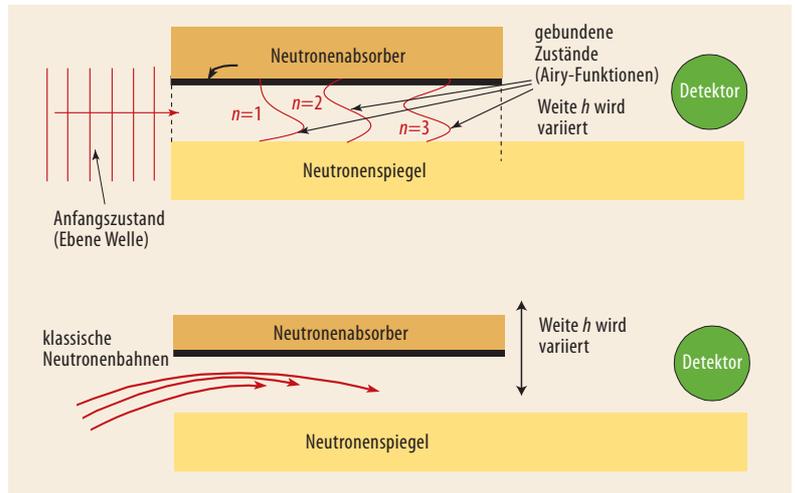


Abb. 5 Anordnung des Neutronenexperiments zur Gravitation aus klassischer (unten) und quantenmechanischer (oben) Sicht (vgl. Text) [12].

liche, kurzreichweitige Kräfte erwarten lassen, die, falls es sie gäbe, milliardenfach stärker als die Gravitation wären. Dann sollte man auch Abweichungen von Newtons Gravitationsgesetz bei kleinen Abständen, etwa bei 1–10 μm , finden, und zwar unabhängig von der Anzahl der Zusatzdimensionen.

Unter der Annahme, dass sich die Nicht-Newton-Anteile wie ein Yukawa-Potential verhalten, lässt sich für die Massen m_1 und m_2 das modifizierte Newton-Potential $V(r) = -G \frac{m_1 m_2}{r^2} (1 + \alpha e^{-r/\lambda})$ angeben, wobei λ die Yukawa-Reichweite und α als Proportionalitätsfaktor die Stärke der neuen Beiträge im Vergleich zum Newton-Potential bezeichnen.

Das Experiment zur Untersuchung der Gravitation bei kleinen Abständen im Bereich zwischen 10^{-9} m und 10^{-3} m verwendet ultrakalte Neutronen mit einer Energie von nur 1,4 peV ($v_{\perp} \sim 2$ cm/s), die eine 18 Größenordnungen geringere Energie aufweisen als die Spalt-

3) Ein Workshop zur CKM-Matrix in Heidelberg befasste sich mit der theoretischen wie experimentellen Klärung dieser Situation. Internationale Kollaborationen stellten zehn geplante Experimente zur Vermessung der Korrelationen a oder A sowie zur Lebensdauer τ vor. Die Proceedings (arXiv: hep-ph/0312124) des Workshops sind im Heidelberger Mattes-Verlag erschienen.

NEUTRONEN – VON HEISS ZU KALT

Spaltneutronen: Neutronen aus der Kernspaltung mit einer breiten Energieverteilung.

Thermische Neutronen erhält man durch Moderation im Reaktorbecken. In einem Wasserbad stoßen die schnellen Spaltneutronen mit den Wassermolekülen, die ihre Temperaturverteilung auf die Neutronen übertragen, wobei die Energie der Spaltneutronen um ca. sieben Größenordnungen abnimmt. Thermischen Neutronen werden sehr effektiv in Experimenten aus der Biologie, Chemie, Geologie, Medizin, Physik oder Technik eingesetzt.

Kalte Neutronen entstehen innerhalb einer zweiten Moderatorstufe, der „kalten Quelle“, die eine Temperatur

von 20 K hat und aus schwerem Wasserstoff besteht. Kalte Neutronen lassen sich praktisch zu 100 % polarisieren und können effizient durch sog. Neutronenleiter zu den Instrumenten geführt werden.

Ultrakalte Neutronen: Neutronen mit einer Geschwindigkeit von ca. 5 m/s und darunter. Sie reflektieren an Oberflächen unter allen Auftreffwinkeln. Allerdings ist der Anteil an brauchbaren Neutronen aus der kalten Quelle sehr gering, da von 10 Millionen Neutronen gerade ein Neutron langsam genug ist. Man erhält sie durch die beschriebenen Kühlprozesse in der kalten Quelle und einer weiteren Selektion.

	Spalt-Neutronen	Thermische Neutronen	Kalte Neutronen	Ultrakalte Neutronen
Energie	2 MeV	25 meV	3 meV	100 neV
Temperatur	10^{10} K	300 K	40 K	1 mK
Geschwindigkeit	–	2200 m/s	800 m/s	5 m/s

neutronen (Abb. 5): Die ultrakalten Neutronen werden über einen horizontalen Spiegel im Gravitationsfeld der Erde zu einem Detektor geführt, der die ankommenden Neutronen zählt. Diese haben zunächst für dieses Experiment immer noch eine um einen Faktor 100000 zu hohe Energie in transversaler Richtung. Die unerwünschten Neutronen werden in einem Absorber, der auf einer variablen Höhe horizontal über dem Spiegel angebracht ist, beseitigt. Die Neutronen befinden sich in Quantenzuständen und diejenigen, die eine zu hohe Aufenthaltswahrscheinlichkeit im Absorber besitzen, werden herausgestreut.

Im Unterschied zu Licht nehmen die Neutronen nur ganz bestimmte Energiewerte an, die sich nur durch das Zusammenspiel von Gravitation und Quantenmechanik hervorgerufen sein können: Für den ersten erlaubten Zustand, den Grundzustand, sind es genau 1,4 peV, für den nächsten Zustand dann 2,4 peV, was viele Zehnerpotenzen kleiner ist als die Energie des im Wasserstoffatom elektromagnetisch gebundenen Elektrons. Diese Energiewerte entsprechen einer klassischen Steighöhe von 13 μm bzw. 24 μm für Neutronen im Gravitationsfeld der Erde. Misst man die Transmission in Abhängigkeit von der Höhe des Absorbers, ergibt sich qualitativ eine Stufenfunktion. Die Experimente führen wir im Wesentlichen in Zusammenarbeit mit dem Institut Laue-Langevin (Grenoble), der Universität Mainz, PNPI (Petersburg) und SISSA (Trieste) durch [13, 14].

Dieses Gravitationsexperiment reagiert empfindlich auf Abweichungen vom Newtonschen Gesetz durch Extradimensionen. Die Grenzwerte für α liegen wie bei den Casimir-Kraftmessungen 10 bis 15 Größenordnungen oberhalb der Newton-Stärke. Hypothetische Abweichungen vom Newton-Potential können durch verschiedene Mechanismen hervorgerufen werden. Man unterscheidet dabei folgende Kategorien: Skalar Kräfte im Submillimeterbereich und abstoßende Kräfte durch Eichfelder bei der Annahme großer Extradimensionen. diese Kräfte könnten milliarden- bis billionenfach [15] stärker als die Gravitation sein – was genau im Messbereich unseres Experiments liegen würde. Gravitationszusatzkräfte dieser Stärke würden, falls vorhanden, das Energieniveau des Neutronzustands ändern. Desweiteren ändert sich aber auch die räumliche Aufenthaltswahrscheinlichkeit über dem Spiegel. Zur direkten Vermessung der Neutronendichteverteilung der Quantenzustände werden in unserem Institut hochauflösende Spurendetektoren entwickelt.

Mehr Neutronen für neue Experimente

Für das Forschungsgebiet stehen am ILL für die Grundlagenphysik seit etwa vier Jahren mehr Neutronen zur Verfügung als jemals zuvor. An der amerikanischen Spallationsneutronenquelle werden inzwischen die ersten Neutronen erzeugt, und der Strahlplatz für „Fundamental Physics“ geht in naher Zukunft in Betrieb. Die Forschungsneutronenquelle Heinz Maier-Leibnitz in München stellt bereits heute Neutronen bereit. Wir

stehen am Beginn neuer Neutronenexperimente zur schwachen Wechselwirkung und zur Gravitation. Sie treffen Aussagen über Bereiche der Physik, die zeitlich am Beginn der Entwicklung unseres Universums liegen und die der direkten Beobachtung in Beschleunigerexperimenten nur schwer zugänglich sind. Eine Steigerung der Quellenstärke ermöglicht es auch, in stärkerem Maße Zählrate gegen Qualität einzutauschen, wie wir es bei den Winkelkorrelationsmessungen bereits getan haben. Die Messungen zu den Quantenzuständen im Gravitationsfeld beginnen, Grenzen für Stringtheorien zu setzen und entsprechende Theorien einzuschränken. Die Experimente zur schwachen Wechselwirkung haben bei der Bestimmung des Quarkmischungselements V_{ud} über die β -Asymmetrie A ein unerwartetes Ergebnis gezeigt, und weitere präzise Experimente zur Struktur der schwachen Wechselwirkung sind im Gange.

Literatur

- [1] I. S. Towner und J. Hardy, in: Symmetries and Fundamental Interactions in Nuclei, hrsg. von W. C. Haxton und E. M. Henley, World Scientific, Singapore (1995), S. 183
- [2] H. Abele et al., Phys. Rev. Lett. **88**, 211801 (2002); hep-ex/0208048
- [3] D. Pocanic et al., Phys. Rev. Lett. **93**, 181803 (2004)
- [4] E. Blucher et al., arXiv:hep-ph/0512039
- [5] D. Dubbers, Fundamental Interactions, Nucl. Phys. A **654**, 297c (1999)
- [6] B. G. Erokolimsky et al., Phys. Lett. B **263**, 33 (1991)
- [7] K. Schreckenbach et al., Phys. Lett. B **349**, 427 (1995)
- [8] B. G. Yerozolimsky et al. Phys. Lett. B **412**, 240 (1997)
- [9] H. Abele et al. Phys. Lett. B **407**, 212 (1997)
- [10] D. Mund, Dissertation, Univ. Heidelberg (2006)
- [11] P. Bopp et al., Nucl. Instr. and Meth. A **267**, 436 (1988)
- [12] A. Westphal, Diplomarbeit, Univ. Heidelberg (2001)
- [13] V. Nesvizhevsky et al., Nature **415**, 299 (2002)
- [14] H. Rauch, Physik Journal, März 2002, S. 21
- [15] N. Arkani-Hamed et al., Phys. Rev. D **59**, 086004 (1999)

DER AUTOR

Hartmut Abele (rechts, mit DPG-Präsident Knut Urban) hat sich mit seinen äußerst präzisen Experimenten mit kalten und ultrakalten Neutronen große internationale Anerkennung erworben. Er studierte an der Uni Heidelberg Physik, wo er 1993 bei Dirk Dubbers promovierte und sich 1998 habilitierte. 1994/1995 forschte er an der Yale University als Feodor-Lynen-Forschungsstipendiat und 1995 bis 1997 als Long Term Visitor am Institut Laue-Langevin (ILL) in Grenoble. Derzeit ist er Leiter der PERKEO II-Arbeitsgruppe und außerplanmäßiger Professor in Heidelberg. Hartmut Abeles Liebe zu Neutronen begann schon 1987 während eines Praktikums am ILL und hat ihn bis heute nicht verlassen, obwohl er seine experimentellen Methoden auch auf anderen Gebieten eingesetzt hat.



F. M. Schmidt