

KERNPHYSIK

In die Falle gegangen

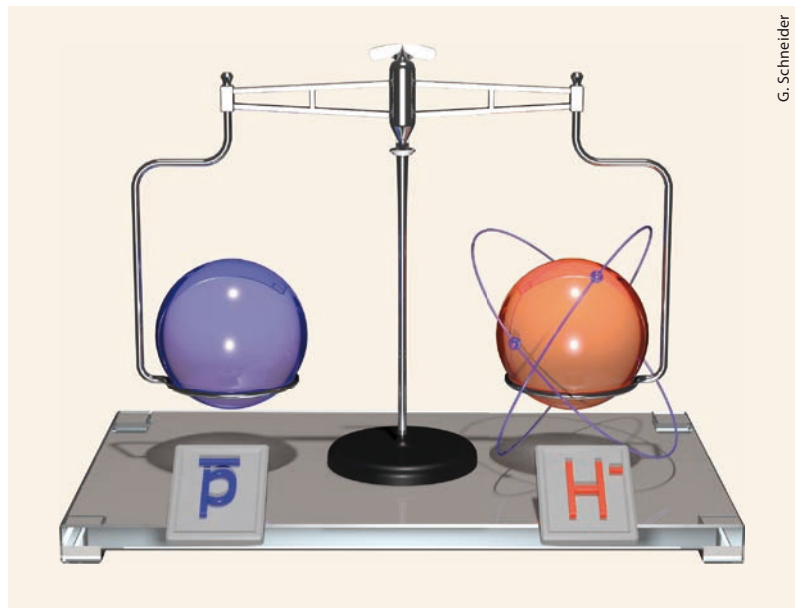
Hochpräzise Experimente mit Penning-Fallen tragen dazu bei, das Standardmodell der Teilchenphysik besser zu verstehen.

Klaus Blaum, Sven Sturm und Stefan Ulmer

Experimente mit Penning-Fallen ermöglichen es, die Eigenschaften einzelner Teilchen mit höchster Präzision zu bestimmen. So tragen sie wesentlich zu unserem Verständnis fundamentaler physikalischer Prozesse bei. Mit Penning-Fallen lassen sich die Eigenschaften von Protonen und Antiprotonen vergleichen, die Massen stabiler und instabiler Isotope messen und der Wert von Fundamentalkonstanten bestimmen.

Zwei grundsätzlich unterschiedliche Ansätze erlauben es, die Vorhersagen des Standardmodells der Teilchenphysik zu überprüfen und mögliche Abweichungen zu entdecken: Experimente bei hohen Energien und hoher Luminosität und – im Gegensatz dazu – Experimente bei niedrigsten Energien und höchster Präzision. Beide Ansätze basieren auf der Struktur relativistischer Quantenfeldtheorien: Jede fundamentale Wechselwirkung, ob bereits im Standardmodell enthalten oder nicht, entsteht durch den Austausch von Wechselwirkungsquanten, die mit effektiven Konstanten an die Interaktionspartner koppeln. Der Hochenergieansatz nutzt die direkte Produktion und den Nachweis dieser Austauschquanten. Die Philosophie des Niedrigenergieansatzes besteht darin, innerhalb des Standardmodells extrem genau verstandene Systeme mit höchster Präzision zu vermessen. Abweichungen der experimentellen Resultate von den Vorhersagen des Standardmodells ließen sich bisher nicht direkt entdeckten Quantenfeldern und ihren Austauschquanten zuschreiben, wobei die Stärke der Kopplung zu bestimmen ist. Während der Hochenergieansatz klare Fakten liefert, arbeitet der Niedrigenergieansatz indirekt. Aber je nach Kopplung ist er potenziell empfindlicher auf Austauschquanten mit Ruhmassen, die weit oberhalb der Energieskalen liegen, die heutige Beschleuniger erreichen, sodass beide Ansätze komplementär sind.

In den letzten Jahren stellten sich Experimente an einzelnen gespeicherten geladenen Teilchen als besonders attraktiv heraus, um den Niedrigenergieansatz zu verfolgen: Fundamentalkonstanten wie die Elektronenmasse m_e und die Feinstrukturkonstante α_{em} werden ermittelt, und die CPT-Invarianz lässt sich durch den Vergleich der Eigenschaften von Teilchen und Antiteilchen testen. Wie exakt dafür die Massen der Teilchen zu bestimmen sind, hängt von den Fragestellungen aus Kern-, Atom-, Astro-, Neutrino- und



G. Schneider

Mit den Massen von Antiprotonen und H^- -Ionen lässt sich die Gültigkeit der CPT-Invarianz untersuchen. Penning-Fallen sind höchst präzise Waagen.

Teilchenphysik ab. Die Genauigkeiten reichen von $\delta m/m \approx 10^{-7}$ für Radionuklide und das Überprüfen von Kernmodellen bis hin zu 10^{-11} und besser zur Bestimmung von Fundamentalkonstanten.

Um die Massen von elektrisch geladenen Teilchen wie Atomen, Molekülen oder Elementarteilchen zu ermitteln, bedient man sich des Zusammenhangs ihres Ladungs-zu-Masse-Verhältnisses q/m und der Zyklotronfrequenz ν_c dieser Spezies in einem starken homogenen Magnetfeld B : $\nu_c = qB / 2\pi m$. Die Zyklotronfrequenz einer bekannten Referenzmasse, idealerweise von ^{12}C , dient dazu, das Magnetfeld zu kalibrieren.

KOMPAKT

- In einer Penning-Falle halten magnetische und elektrische Felder einzelne geladene Teilchen auf einer komplizierten Trajektorie gefangen.
- Die Masse der Teilchen ergibt sich aus der Zyklotronfrequenz ihrer Bewegung in der Penning-Falle.
- Um magnetische Momente zu bestimmen, wird in Doppel-Penning-Fallen zusätzlich die Larmor-Frequenz gemessen.
- Vergleiche der hochpräzisen experimentellen Ergebnisse mit theoretischen Vorhersagen ergeben stringente Tests des Standardmodells der Teilchenphysik.

Prof. Dr. Klaus Blaum und Dr. Sven Sturm, Max-Planck-Institut für Kernphysik, Saupfercheckweg 1, 69117 Heidelberg, Dr. Stefan Ulmer, RIKEN, 2-1 Hirosawa, Wako, Saitama 351-0198, Japan

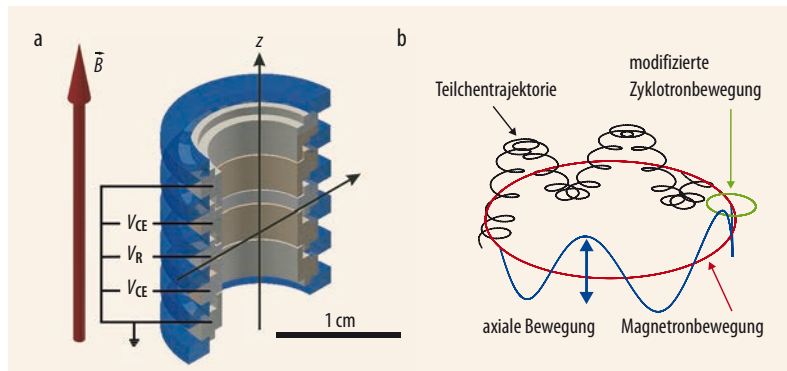


Abb. 1 In einer Penning-Falle zwingt ein homogenes Magnetfeld B in Richtung der Fallachse einzelne Ionen auf eine stabile Trajektorie (a). Ein elektrostatisches Quadrupol-Potential – erzeugt

von den Spannungen V_{CE} und V_R an den fünf zylindrischen Elektroden – fängt das Ion in axialer Richtung ein. Das Ion führt eine Überlagerung aus drei Bewegungen aus (b).

Weil das Magnetfeld die geladenen Teilchen nur radial einfängt, erfolgt ihre Speicherung in axialer Richtung durch das Überlagern eines elektrostatischen Potentials. Diese Konfiguration heißt Penning-Falle (Abb. 1a). Die Trajektorie eines einzelnen gespeicherten Teilchens setzt sich aus drei entkoppelten harmonischen Oszillationsbewegungen zusammen, zwei in radialer Richtung und eine in axialer Richtung (Abb. 1b). Das magnetische Feld übt auf das Teilchen eine Lorentz-Kraft aus, die zu einer modifizierten Zyklotronbewegung mit der Frequenz ν_+ führt. Sie ergibt sich aus der freien Zyklotronfrequenz und dem elektrostatischen Potential der Falle. Die zweite radiale Mode, die Magnetronbewegung mit der Frequenz ν_- , entspricht einer typischen Driftbewegung in gekreuzten statischen elektrischen und magnetischen Feldern. Die axiale Bewegung bei der Frequenz ν_z resultiert aus dem elektrostatischen Speicherpotential der Falle: Das Teilchen oszilliert entlang der magnetischen Feldlinien.

Die Penning-Falle ist eines der führenden Messinstrumente der Präzisionsphysik, weil zwei Kombinationen dieser Eigenfrequenzen die freie Zyklotronfrequenz ν_c und damit die Masse der Teilchen ergeben: die Seitenbandrelation $\nu_c = \nu_+ + \nu_-$ und das Invarianztheorem $\nu_c^2 = \nu_+^2 + \nu_-^2 + \nu_z^2$ [1]. Insbesondere das Invarianztheorem ist ausgesprochen robust gegenüber apparativer Systematik und erlaubt es mit weiteren Korrekturen, die Zyklotronfrequenz mit Genauigkeiten von $\delta\nu_c/\nu_c < 10^{-10}$ zu messen. Aus ν_c und der Spin-

Präzessionsfrequenz bzw. Larmor-Frequenz ν_L ergeben sich die magnetischen Momente bzw. g-Faktoren von Elektronen und Protonen gemäß

$$\frac{g}{2} = \frac{\nu_L}{\nu_c}. \quad (1)$$

Ionen der Masse m und Ladung Q , die ein gebundenes Elektron besitzen, bedürfen einer Korrektur durch das Verhältnis $(Q/m)/(e_0/m_e)$ mit der Elementarladung e_0 und der Masse des Elektrons m_e .

Frequenzen aus der Doppelfalle

Die Bewegungsfrequenzen einzelner gespeicherter Ionen lassen sich mit destruktiven und nicht-destruktiven Nachweismethoden bestimmen. Im ersten Fall wird das Teilchen geeignet angeregt und aus der Falle in Richtung eines Detektors geschossen. Aus der Flugzeit leitet sich die Frequenz ab. Im zweiten Fall nutzt man zur Frequenzmessung den Spiegelstrom, den das Teilchen beim Oszillieren in der Falle in deren Elektroden induziert. Um die Spinpräzession des Ions zu detektieren, muss die Spinflipresonanz abgetastet werden: für gebundene Elektronen mittels Millimeterwellen, für Protonen oder andere Kernspins mit Radiofrequenzen. Der von Hans Dehmelt erstmals demonstrierte kontinuierliche Stern-Gerlach-Effekt ermöglicht eine nicht-destruktive Messung. Dabei wird dem homogenen Magnetfeld der Penning-Falle eine magnetische Flasche $B(z) = B_0 + B_2 \cdot z^2$ überlagert, sodass das Ion der Masse m im nun inhomogenen Feld durch sein magnetisches Moment μ eine zusätzliche Kraft spürt, die von der Ausrichtung seines Spins abhängt. Diese Kraft führt zu einer messbaren, spinabhängigen Frequenzverschiebung $\Delta\nu_{z,SF}$ der Axialfrequenz ν_z des Ions

$$\Delta\nu_{z,SF} \approx \frac{\mu B_2}{m \nu_z}, \quad (2)$$

aus der sich der Spinzustand des Ions ergibt. Weil die magnetische Inhomogenität eine hochpräzise Messung der Bewegungsfrequenzen verhindert, teilt sich die Messung auf zwei räumlich getrennte Fallen auf (Abb. 2): Während in der Analysefalle mittels der magnetischen Flasche die Ausrichtung des Spins festgestellt wird, liefert das homogene Magnetfeld der Präzisionsfalle die Frequenzen mit höchster Genauigkeit. Ein Messzyklus in der Doppelfalle besteht aus der Identifikation des Spinzustands in der Analysefalle und der Messung der Zyklotronfrequenz in der Präzisionsfalle. Dort führt gleichzeitig ein eingestrahltes Feld mit Radiofrequenzen (RF) oder Mikrowellen (MW) zum Umklappen des Spins, dessen Zustand danach erneut in der Analysefalle identifiziert wird. Durch Wiederholen dieses Schemas bei verschiedenen Frequenzen des RF- bzw. MW-Feldes wird die Resonanz abgetastet, und man erhält das magnetische Moment oder den g-Faktor nach Gl. (1).

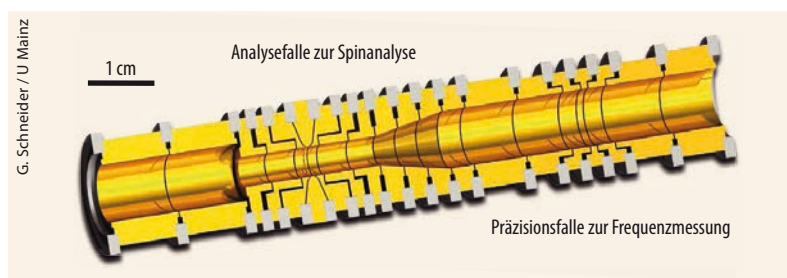


Abb. 2 Eine Doppelfalle besteht aus einer Analysefalle und einer Präzisionsfalle, die über Transportelektroden verbunden sind. Aus der Axialfrequenz des Teilchens in der Analysefalle mit inho-

mogenem Magnetfeld ergibt sich der Spin. Das homogene Magnetfeld in der Präzisionsfalle liefert die Zyklotronfrequenz. Als Kombination der Werte resultiert das magnetische Moment.

Kernmassen für die Astrophysik

Die Massen von Atomen und ihren Kernen sowie ihre atomaren und nuklearen Bindungsenergien helfen dabei, viele Fragen in der Physik zu beantworten. Dazu gehört die Entstehung der Elemente (Nukleosynthese) und die daraus resultierende Elementhäufigkeit unseres Universums sowie die Bestimmung der Neutrinomasse.

Im Inneren von Sternen oder bei deren Explosion entstehen die Elemente jenseits von Wasserstoff und Helium. Zur Bildung dieser schweren Elemente tragen auch Nukleosyntheseprozesse bei, die in explosiven Szenarien wie Novae und Supernovae oder Röntgenausbrüchen ablaufen (**Abb. 3**). Dabei werden kurzlebige Isotope fernab von den stabilen Atomkernen erzeugt. Beispielsweise entsteht die Hälfte der beobachteten Elementhäufigkeiten durch eine Folge schneller Neutroneneinfänge, dem *r*-Prozess, der beim Verschmelzen zweier Neutronensterne auftreten kann. Diese kompakten Objekte besitzen bei einem Durchmesser von nur zehn Kilometern ein Gewicht von bis zu zwei Sonnenmassen. Um die Vorgänge beim Verschmelzen zu modellieren, ist es nötig, die Eigenschaften von Neutronensternen zu verstehen. Dazu trägt auch die Kernphysik mit der präzisen Bestimmung von Kerneigenschaften wie den Massen bei.

Bei den enormen Dichten in Neutronensternen ist die Materie auch aus extrem neutronenreichen radioaktiven Kernen aufgebaut. Die präzise Massenspektrometrie in Penning-Fallen erlaubt es durch ihre hohe Sensitivität, die Massen exotischer Kerne mit Lebensdauern von nur wenigen zehn Millisekunden bei Produktionsraten von einigen Teilchen pro Sekunde mit einer relativen Genauigkeit von 10^{-8} zu bestimmen. Experimentelle Aufbauten gibt es beispielsweise am GSI Helmholtzzentrum in Darmstadt oder an ISOLDE am CERN, wo es mit der ISOLTRAP-Penning-Falle jüngst gelang, die Massen von neutronenreichen exotischen Zinkisotopen zu bestimmen. Gemeinsam mit Kernstrukturrechnungen tragen diese Werte zu einem besseren Verständnis der äußeren Schale eines Neutronensterns bei [2, 3].

Während der Nukleosynthese ist die Separationsenergie von Neutronen eine wichtige Kenngröße. Sie ergibt sich über Einsteins Energie-Masse-Beziehung $E = mc^2$ aus der Massendifferenz von benachbarten Isotopen des gleichen Elements. Die Separationsenergien bestimmen, in welchem Bereich der Nuklidkarte der Nukleosynthesepfad verläuft (**Abb. 3**). Aus Experimenten mit Penning-Fallen sind sie mit Unsicherheiten von nur einem keV und besser bekannt und schränken daher die Elementhäufigkeiten ein, die beispielsweise im r -Prozess erzeugt werden.

Trotz dieser Erfolge gelingt es der theoretischen Astrophysik gegenwärtig nicht zufriedenstellend, den Ablauf einer Supernova-Explosion oder Neutronensterne vollständig zu beschreiben. Dazu wäre es notwendig, die Kerneigenschaften von extrem neutronreichen Kernen und die Abhängigkeit der Ener-

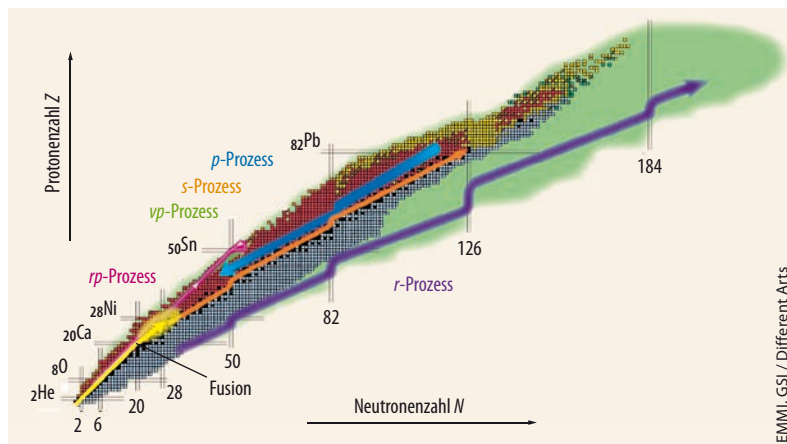


Abb. 3 Die Produktionspfade verschiedener Prozesse der Nukleosynthese lassen sich in der Nuklidkarte illustrieren. Während stellarer Brennphasen entstehen Elemente bis Eisen durch Fusion oder schwerere Elemente durch lang-

samen Neutroneneinfang (*s*-Prozess). In explosiven Szenarien werden exotische Kerne erreicht, z. B. durch schnellen Neutroneneinfang (*r*-Prozess), schnellen Protoneneinfang (*rp*- und *vp*-Prozess) oder Photodesintegration (*p*-Prozess).

giedichte von Temperatur und Dichte – die Zustandsgleichung von Kernmaterie – für solche extremen Bedingungen zu kennen. Außerdem ist nicht klar, welche Rolle die Neutrinos spielen, die in Neutronensternen in großen Mengen entstehen. Experimente an noch exotischeren Kernen könnten helfen, die Struktur eines Neutronensterns besser zu verstehen. Dazu bedarf es neuer Anlagen wie dem Beschleunigerzentrum FAIR, das in Darmstadt entsteht.

Neutrinos auf der Waage

Auch in der Teilchenphysik spielt Präzisionsmassenspektrometrie eine wichtige Rolle bei der Frage nach der Masse von Neutrinos. Um diesen Wert weiter einzugrenzen, untersuchen Forscher in zahlreichen Experimenten radioaktive Zerfälle, bei denen Neutrinos emittiert werden. Besonders eignet sich der Zerfall von Tritium zu ^3He unter Aussendung eines Anti-Elektron-neutrinos oder der Elektroneneinfang von ^{163}Ho , das unter Emission eines Elektroneneutrinos in das stabile Isotop ^{163}Dy übergeht. In zahlreichen Experimenten wie KATRIN am KIT [4] und ECHo an der Universität Heidelberg [5] geht es darum, mit Hilfe einer hochpräzisen Messung des Energiespektrums der Zerfälle die Neutrinomasse zu bestimmen. Die Massendifferenz von Mutter- und Tochterkern, auch Q-Wert des Zerfalls genannt, entspricht der höchsten Energie des Zerfallsspektrums. Systematische Fehler zeigen sich, wenn der Q-Wert mit Ergebnissen einer unabhängigen direkten Messung in einer Penning-Falle verglichen wird. Für den Q-Wert des Zerfalls von Tritium zu ^3He liegt eine relative Genauigkeit von wenigen 10^{-11} vor [6]. Beim Zerfall von ^{163}Ho zu ^{163}Dy gelang es 2015, einen Wert von wenigen 10^{-10} zu erreichen und den genauen Wert der Zerfallsenergie zu bestimmen [7]. Der erstmalig direkt in Penning-Fallen bestimmte Q-Wert stimmt mit den jüngeren mikrokalorimetrischen Messungen

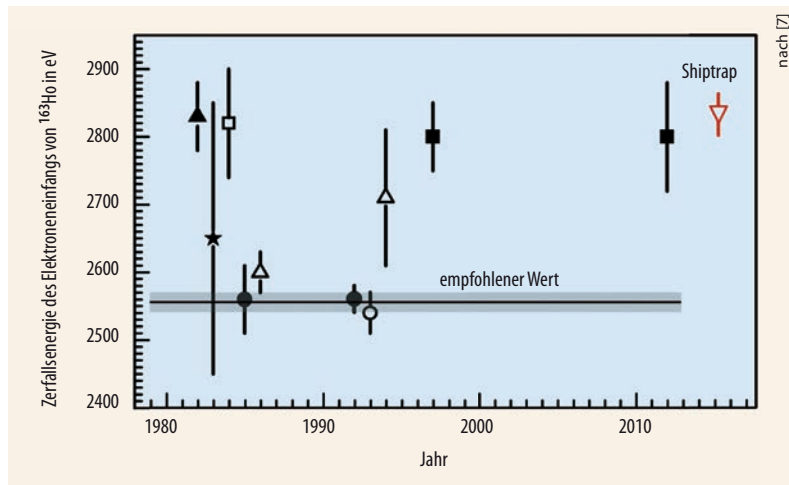


Abb. 4 Verschiedene Messmethoden (Symbole) ergaben für die Zerfallsenergie von ^{163}Ho signifikant andere Ergebnisse. Die Messung mit einer Penning-Falle (rot) bestätigte den Wert mikrokalorimetrischer Experimente.

überein und belegt, dass ältere Messungen der Zerfallsenergie falsch sind (Abb. 4).

Spiegelsymmetrische Antimaterie?

Ausgehend vom Urknall-Szenario und unserem gegenwärtigen Verständnis des Standardmodells stellt sich die Frage, warum überhaupt Materie in unserem Universum existiert. Aus den relativistischen Quantenfeldtheorien des Standardmodells folgt die CPT-Invarianz, eine diskrete Symmetrietransformation, die Teilchen mit ihren Antiteilchen austauscht (C), den Raum invertiert (P) und die Zeit umkehrt (T). Sie besagt, dass Materieteilchen und ihre „gespiegelten“ Antimaterie-Abbilder – auch Konjugierte genannt – bis auf Vorzeichen exakt identische Eigenschaften besitzen sollten. Als weitere Konsequenz der CPT-Invarianz sollten Materieteilchen und ihre Konjugierte in jeder Reaktion des Standardmodells in exakt identischen Anteilen entstehen und in den Umkehrreaktionen genauso exakt annihilieren. Das gilt auch für das Urknall-Szenario und steht somit im Widerspruch zur kosmologischen Beobachtung, dass in unserem Universum Materie dominiert. Daher stellt sich die Frage, wo die Antimaterie verblieben ist. Abgesehen von einem geringen Materieüberschuss aus der CP-Verletzung konnten Hochenergiephysiker in den Laboren bisher in keiner Reaktion ein Ungleichgewicht beobachten. Experimente mit Penning-Fallen könnten helfen, die fundamentalen Eigenschaften von Protonen und Antiprotonen wie die Ladungs-zu-Masse-Verhältnisse und die magnetischen Momente zu vergleichen, um die Frage zu beantworten: Verhalten sich Materie und Antimaterie wirklich so exakt spiegelsymmetrisch, wie vom Standardmodell vorausgesagt?

Dazu werden Antiprotonen in den Vorbeschleunigern des CERN erzeugt, am Antiproton Decelerator (AD) auf kinetische Energien von 5,3 MeV abgebremst und zum BASE-Experiment geführt. Dort reduzieren dünne Degrader-Folien die Energie weiter, sodass eine

Penning-Falle die Antiprotonen einfangen kann [8]. Die Folien verschließen gleichzeitig die Vakuumkammern der Penning-Falle, sodass dort eine Temperatur von 4 K und ein Druck von $5 \cdot 10^{-19}$ mbar herrschen. Diese extrem guten Vakuumbedingungen sind für die Präzisionsstudien an Antimaterie unumgänglich, weil die Teilchen sonst annihilieren würden. Die Ladungs-zu-Masse-Verhältnisse von Proton und Antiproton ergeben sich aus den Zyklotronfrequenzen, die nicht-destruktiv durch den Nachweis von Spiegelströmen bestimmt werden. Um systematische Effekte zu reduzieren, vergleicht man die Werte für Antiprotonen und negativ geladene Wasserstoffionen (Abb. 5).

Die Teilchenmassen und Bindungsenergien sind hinreichend genau bekannt, um mit Genauigkeiten von $2 \cdot 10^{-13}$ vom negativen Wasserstoffion auf das freie Proton zu schließen. Bis zu diesem Wert limitiert die experimentelle Unsicherheit die Genauigkeit des Vergleichs. Die TRAP-Kollaboration entwickelte Ende der 1990er-Jahre die Grundidee der Messung. Allerdings benötigte man damals für Frequenzvergleiche Teilchenaustauschzeiten von Stunden und musste über die Drift der Magnetfelder im Präparationszeitraum extrapolieren. Beim BASE-Experiment kommt es dagegen zum schnellen Austausch der Teilchen, sodass sich die Messzeit für ein Verhältnis der Zyklotronfrequenzen um einen Faktor 50 auf vier Minuten reduziert. So ließen sich in knapp vierzig Tagen Messzeit 6500 Frequenzverhältnisse akkumulieren (Abb. 5) [9]. Der Unterschied der Ladungs-zu-Masse-Verhältnisse von Antiprotonen und Protonen beträgt demnach

$$\frac{(q/m)_{\text{pbar}}}{(q/m)_{\text{p}}} - 1 = 0,000\,000\,000\,001(69).$$

Das Ergebnis ist konsistent mit CPT-Invarianz. Außerdem lässt es zu, einige exotische Theorien neu zu interpretieren, die ein anomales Verhalten von Antimaterie im Gravitationsfeld vorhersagen. Das Ergebnis limitiert die Stärke der „Antigravitations-Wechselwirkungen“: Gilt in den Theorien CPT-Invarianz, muss die Stärke so gewählt werden, dass der experimentelle Wert bestätigt wird. Die Zyklotronfrequenzen von Proton und Antiproton dürfen nicht mehr als $69 \cdot 10^{-12}$ voneinander abweichen.

Eine weitere Eigenschaft, die sich mit Penning-Fallen hochpräzise bestimmen lässt, ist das magnetische Moment des Antiprotons. Dazu werden Zyklotron- und Larmor-Frequenz in einer Doppelfalle bestimmt. Dieses Messprinzip diente bereits dazu, die magnetischen Momente von Elektron und Positron mit einer relativen Genauigkeit von 10^{-9} zu vergleichen. Um die Methode auf Proton und Antiproton anzuwenden, ist eine wesentlich höhere experimentelle Empfindlichkeit erforderlich, weil ihr Verhältnis (μ/m) aus Gl. (2) über eine Million mal kleiner ist. Um das magnetische Moment des Proton/Antiproton-Systems dennoch messen zu können, überlagert man der Penning-Falle eine Inhomogenität von $300\,000\text{ T/m}^2$. Bezogen auf etwa 1 MHz verursacht dann ein Spinflip eine gut messbare axiale Frequenzverschiebung

von 170 mHz. 2011 gelang es erstmals, Spinflips von Protonen zu detektieren [10]. Eine verbesserte Apparatur ermöglichte 2012 nicht nur die Messung einzelner Spinflips [11], sondern auch die bisher genaueste Messung des magnetischen Moments des Protons: $g_p/2 = 2,792\,847\,350(9)$ [12]. Dieser Wert ist konsistent mit MASER-basierten Messungen aus den 1970er-Jahren und etwa dreimal präziser. Außerdem lässt sich die Methode auch auf Antiprotonen anwenden, wie gegenwärtig am BASE-Experiment. Falls die Messung des magnetischen Moments des Antiprotons gelingt, verbessert sich die relative Genauigkeit um einen Faktor 1000. Das wäre der genaueste Test der CPT-Invarianz mit einer baryonischen Vektorgroße. Langfristiges Ziel ist es, die magnetischen Momente von Protonen und Antiprotonen mit Genauigkeiten von 10^{-12} zu messen.

Stärkste Felder im Visier

Das Standardmodell beschreibt die Eigenschaften von Atomen und Ionen sowie die Wechselwirkungen in gebundenen Systemen durch die Quantenelektrodynamik (QED). Weil sich die Eigenschaften des Grundzustands vieler Systeme präzise messen und von der Theorie gut beschreiben lassen, bietet sich hier ein weiterer Prüfstein an. Das magnetische Moment eines Elektrons, das allein an einen Atomkern gebunden ist, ermöglicht zurzeit den empfindlichsten Test der QED in starken Feldern.

Wenn ein einzelnes Elektron an einen vielfach geladenen Atomkern gebunden ist, entsteht ein hochgeladenes, wasserstoffähnliches Ion. Seine atomare Struktur ist mit Hilfe der QED außerordentlich genau berechenbar (Abb. 6). Das Elektron ist sehr eng an den Kern gebunden und erfährt daher extrem starke elektromagnetische Felder, deren Stärken bis zu 10^{16} V/cm erreichen können – das stärkste Feld, das im Labor einer Präzisionsmessung zugänglich ist. Das Produkt $Z\alpha_{\text{em}}$ beschreibt die Stärke der Wechselwirkung zwischen dem Elektron und dem Z -fach geladenen Kern. Bei großen Kernladungszahlen beträgt es annähernd 1, sodass die sonst übliche Reihenentwicklung der QED in Ordnungen von $(Z\alpha_{\text{em}})^n$ nicht mehr sinnvoll ist. Nichtlineare quantenelektrodynamische Effekte wie die Photon-Photon-Streuung dominieren dann die Wechselwirkungen – ob die QED unter diesen extremen Bedingungen gilt, ist fraglich. Daher wird das magnetische Moment in einer Doppel-Penning-Falle bestimmt und mit dem theoretischen Wert verglichen.

Um den g -Faktor zu berechnen, gilt es, das Verhältnis aus der Masse des Ions m und des Elektrons m_e zu berücksichtigen, das aus unabhängigen Experimenten bekannt sein sollte:

$$g = 2 \frac{v_L}{v_c} \frac{Q}{e} \frac{m_e}{m} = 2 \Gamma \frac{Q}{e} \frac{m_e}{m}. \quad (3)$$

Weil das magnetische Moment des gebundenen Elektrons wesentlich höher ist als das des Protons, tritt ein großer Frequenzsprung beim Spinflip auf. Aller-

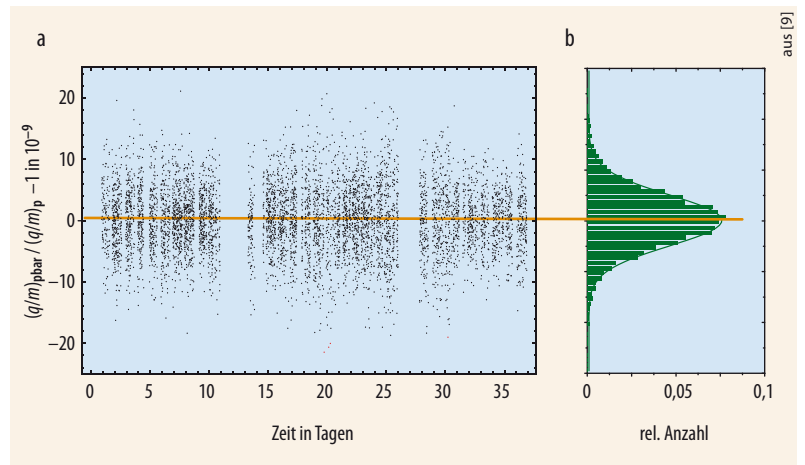


Abb. 5 In knapp vierzig Tagen gelangen 6500 Messungen, um die Ladungs-zu-Masse-Verhältnisse von Antiprotonen und Protonen zu vergleichen (a). Im Histogramm mit einer Säulenbreite von

$5 \cdot 10^{-9}$ – begründet durch Magnetfeldfluktuationen, die der Antiproton Decelerator induziert – ergibt sich für das Verhältnis beider Werte eine Genauigkeit von $69 \cdot 10^{-12}$ (b).

dings macht es die große Masse der hochgeladenen Ionen gemäß Gl. (2) schwieriger, den Spinzustand eindeutig zu detektieren. Trotzdem gelang es in Mainz mit dieser Technik, die g -Faktoren von leichten bis mittelschweren Ionen wie $^{12}\text{C}^{5+}$ [13], $^{16}\text{O}^{8+}$ [14], $^{28}\text{Si}^{13+}$ [15] und $^{40,48}\text{Ca}^{17+}$ [16] hochpräzise zu bestimmen. Die jüngste Entwicklung phasensensitiver Detektionsmethoden wie der Pulse-and-Amplify-Methode [17] hat zu einer signifikanten Steigerung der experimentell erreichbaren Genauigkeit geführt: Der g -Faktor von wasserstoffähnlichem $^{28}\text{Si}^{13+}$ ist mit einer Genauigkeit von 10^{-11} bekannt [18]. Auch die theoretischen Vorhersagen haben in den letzten Jahren eine beeindruckende Genauigkeit erreicht. Daher ist es möglich, die Gültigkeit des Standardmodells und speziell der QED in dem bisher nur wenig untersuchten Regime der starken Felder empfindlich zu testen.

Die experimentelle Methode ist aber nicht auf wasserstoffähnliche Systeme beschränkt. In einem lithiumähnlichen System mit drei Elektronen wechselwirkt das 2s-Elektron mit dem Magnetfeld und dem Kern sowie mit den beiden 1s-Elektronen. Damit handelt es sich um ein hervorragendes Laborsystem zur Untersuchung der relativistischen Drei-Teilchen-Dynamik [19]. Aus dem g -Faktor von lithiumähnlichem $^{28}\text{Si}^{11+}$ resultierte der genaueste Test dieser Wechselwirkungen, der ebenfalls die Berechnungen der QED bestätigte.

Höchstpräzise Zukunft

Um noch empfindlicher für Effekte jenseits des Standardmodells zu werden, ist es langfristig nötig, nicht nur die Präzision der Experimente zu verbessern, sondern vor allem die Messungen zu den schwersten hochgeladenen Ionen zu erweitern. Diese lassen sich aufgrund ihrer hohen Ionisierungsenergien, die über 100 keV betragen, nicht mehr in-situ produzieren, sondern müssen aus einer externen Quelle in die Falle gelangen. Deshalb wird zurzeit am Max-Planck-

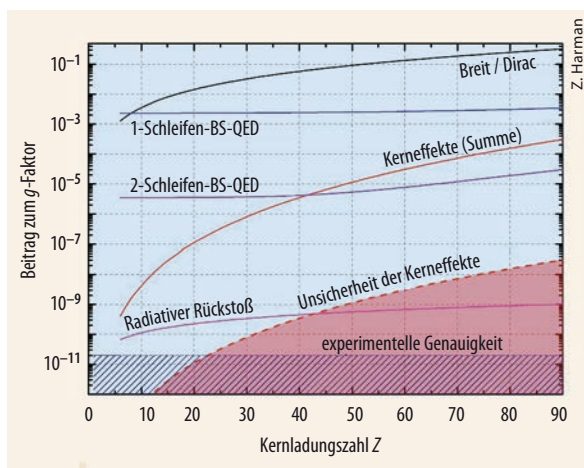


Abb. 6 Der g -Faktor wasserstoffähnlicher Ionen ergibt sich als Summe verschiedener Beiträge. Für höhere Kernladungszahlen lassen sie sich empfindlicher messen, weil sie anwachsen, während die experimentelle Genauigkeit konstant bleibt. Für hochpräzise Vergleiche muss die wachsende Unsicherheit beim Berechnen der Kerneffekte umgangen werden.

Institut für Kernphysik in Heidelberg das Experiment ALPHATRAP entwickelt und aufgebaut, das mindestens eine Genauigkeit von 10^{-11} erreichen soll. Die Heidelberger EBIT stellt dafür mittelschwere bis schwere hochgeladene Ionen zur Verfügung. Aus der ultrapräzisen Messung ergeben sich die erwünschten hochempfindlichen Tests der QED in extremen Feldern, wenn die theoretischen Vorhersagen mit ähnlicher Genauigkeit vorliegen. Dies ist aber begrenzt, weil die Kerneigenschaften und ihre Auswirkungen auf den g -Faktor nicht beliebig genau bekannt sind. Durch die Messung der g -Faktoren in mehreren elektronischen Zuständen beim gleichen Kern lässt sich aber eine Kombination finden, in der die Kerneffekte weitgehend herausfallen, sodass der Test dennoch möglich wird (Abb. 6).

Fundamentalkonstanten exakt bestimmen

Im Umkehrschluss kann man im Vertrauen auf die QED in schwachen Feldern aus dem Vergleich von Theorie und Experiment die Werte von Fundamentalkonstanten des Standardmodells bestimmen. Ein Beispiel steckt in Gl. (3): Ist das Frequenzverhältnis f gemessen und der g -Faktor aus der Theorie bekannt, lässt sich das Verhältnis von Elektronen- zu Ionenmasse bestimmen. Für das $^{12}\text{C}^{5+}$ -Ion mit einer relativ geringen Feldstärke im $1s$ -Zustand ist die Ionenmasse hervorragend genau bekannt, sodass es möglich wird, die atomare Masse des Elektrons mit ansonsten unerreichter Genauigkeit zu bestimmen. Die Genauigkeit ist mehr als eine Größenordnung besser als beim vorherigen Literaturwert, sodass das Ergebnis aus der Penning-Falle den heute empfohlenen Wert dominiert [20].

Analog ist es auch möglich, die Feinstrukturkonstante α_{em} mit sehr schweren oder sehr leichten Ionen zu bestimmen. Für die angestrebte Genauigkeit sind noch große Fortschritte sowohl auf theoretischer als

auch experimenteller Seite nötig. Vielversprechende Techniken wie beispielsweise sympathetische Laserkühlung der hochgeladenen Ionen werden derzeit entwickelt. Eine weitgehend unabhängige Bestimmung von α_{em} mit vergleichbarer oder besserer Genauigkeit als beim „Electron $g-2$ Experiment“ an der Harvard University scheint möglich zu werden – ein Meilenstein für den Test des Standardmodells.

*

Die zuvor beschriebenen Ergebnisse der Präzisionsexperimente mit Penning-Fallen sind aus exzellenten Zusammenarbeiten mit einer Vielzahl von Studenten, Doktoranden, Postdoktoranden und Kollegen aus dem In- und Ausland entstanden. An dieser Stelle sei ihnen allen sowie unseren Geldgebern, hier insbesondere der Max-Planck-Gesellschaft und dem japanischen Institut RIKEN, herzlich gedankt.

Literatur

- [1] L. Brown und G. Gabrielse, Rev. Mod. Phys. **58**, 233 (1986)
- [2] R. Wolf et al., Phys. Rev. Lett. **110**, 041101 (2013)
- [3] S. Kreim et al., Int. J. Mass Spectrom. **63**, 349 (2013)
- [4] L. Bornschein et al., Nucl. Phys. **A752**, 14c (2005)
- [5] L. Gastaldo et al., J. Low Temp. Phys. **176**, 876 (2014)
- [6] E. G. Myers et al., Phys. Rev. Lett. **114**, 013003 (2015)
- [7] S. Eliseev et al., Phys. Rev. Lett. **115**, 062501 (2015)
- [8] C. Smorra et al., Eur. Phys. J Special Topics **224**, 3055 (2015)
- [9] S. Ulmer et al., Nature **524**, 196 (2015)
- [10] S. Ulmer et al., Phys. Rev. Lett. **106**, 253001 (2011)
- [11] A. Mooser et al., Phys. Rev. Lett. **110**, 140405 (2013)
- [12] A. Mooser et al., Nature **509**, 596 (2014)
- [13] H. Häffner et al., Phys. Rev. Lett. **85**, 5308 (2000)
- [14] J. Verdú et al., Phys. Rev. Lett. **92**, 093002 (2004)
- [15] S. Sturm et al., Phys. Rev. Lett. **107**, 023002 (2011)
- [16] F. Köhler et al., Nature Comm. **7**, 10246 (2016)
- [17] S. Sturm et al., Phys. Rev. Lett. **107**, 143003 (2011)
- [18] S. Sturm et al., Phys. Rev. A **87**, 030501(R) (2013)
- [19] A. Wagner et al., Phys. Rev. Lett. **110**, 033003 (2013)
- [20] S. Sturm et al., Nature **506**, 467 (2014)

DIE AUTOREN

Klaus Blaum (FV Massenspektrometrie und FV Hadronen und Kerne) ist Direktor am Max-Planck-Institut für Kernphysik und Professor an der Uni Heidelberg. Seine Arbeiten zu Präzisionsexperimenten mit gekühlten und gespeicherten Ionen wurden mit zahlreichen Preisen geehrt, zuletzt mit dem G. N. Flerov Prize 2013 und dem Göteborger Lise-Meitner-Preis 2016.



Sven Sturm (FV Atomphysik und FV Massenspektrometrie) ist Gruppenleiter am Max-Planck-Institut für Kernphysik und am Institut für Physik der Uni Mainz. Für seine Arbeiten zu Präzisionstests der Quantenelektrodynamik mittels hochgeladener Ionen erhielt er 2012 den Helmholtz-Preis und die Otto-Hahn-Medaille.

Stefan Ulmer (FV Atomphysik und FV Massenspektrometrie) leitet am Japanischen Forschungsinstitut RIKEN die Arbeitsgruppe Ulmer Initiative Research Unit. Er ist Sprecher der BASE-Kollaboration am CERN und befasst sich als Mitglied der ASACUSA-Kollaboration mit der Spektroskopie von Antiwasserstoff. Er erhielt 2014 den IUPAP-Preis für Fundamental Metrology.

