

GUSTAV-HERTZ-PREIS

Trifft ein Myon ein Proton ...

„To understand hydrogen is to understand all of physics“ (Victor Weisskopf)

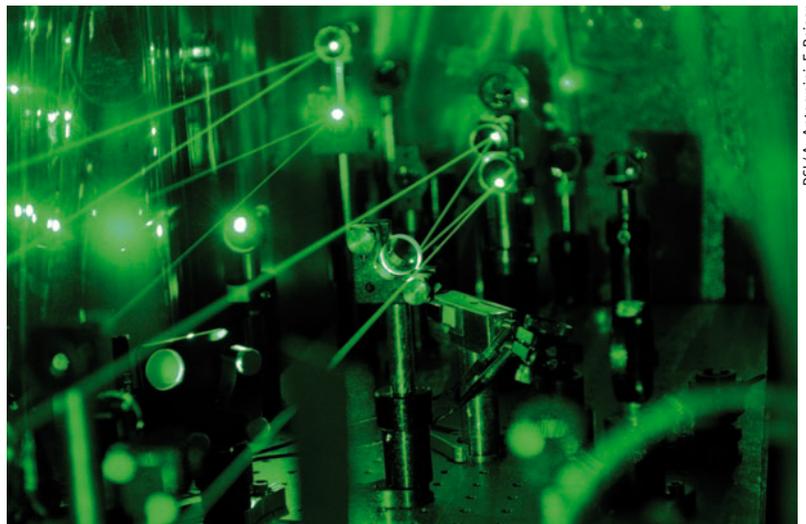
Aldo Antognini und Randolph Pohl

Wie misst man den Radius eines Protons? Vielleicht liegt es nicht auf der Hand, aber die Laserspektroskopie ist inzwischen so präzise, dass sich aus dem Vergleich von gemessener und berechneter 2S-2P-Aufspaltung in Wasserstoff der Protonenradius ableiten lässt. Noch viel genauer sollte dies möglich sein, wenn ein Myon den Platz des Elektrons einnimmt. Doch siehe da: Zwischen beiden Messwerten klafft eine Lücke, die sieben experimentellen Fehlerbalken entspricht. Noch zeichnet sich keine Lösung für dieses „proton radius puzzle“ ab.

Der Wunsch, das Anregungsspektrum des Wasserstoffatoms (H) zu verstehen, war schon immer eine der treibenden Kräfte der Physik [1]. Dies liegt vor allem an seiner wunderbaren Einfachheit: Da es nur aus Proton und Elektron besteht, sind sehr präzise theoretische Vorhersagen möglich, wobei Diskrepanzen zwischen Theorie und Experiment auf bisher unverstandene Effekte hinweisen können. So war die Vermessung der Emissionslinien im sichtbaren Licht (Balmer-Serie) essenziell für die Entwicklung des Bohrschen Atommodells und der Quantenmechanik. Präzisere Experimente zeigten jedoch bereits 1891 eine Dublettstruktur der ersten Balmer-Linie: die Aufspaltung des 2P-Zustands in $2P_{1/2}$ und $2P_{3/2}$. Diese lässt sich mit dem Spin des Elektrons verstehen und beschreiben, der sich zwangsläufig aus der Dirac-Gleichung ergibt, der relativistischen Erweiterung der Quantenmechanik. Im Jahre 1947 zeigten jedoch Willis Lamb und Robert Retherford, dass die Wasserstoff-Niveaus $2S_{1/2}$ und $2P_{1/2}$ entgegen der Vorhersage der Dirac-Theorie nicht entartet sind. Diese Lamb-Verschiebung beträgt etwa 1 GHz. Hans Bethe erklärte diese Messung kurz darauf durch Effekte der Quantenelektrodynamik (QED).

In den letzten 40 Jahren hat es die Laserspektroskopie erlaubt, die Übergangsenergien zwischen verschiedenen Niveaus immer genauer zu messen. So ist heute die Übergangsenergie zwischen dem 1S-Grundzustand und dem metastabilen 2S-Zustand mit einer Genauigkeit von $4 \cdot 10^{-15}$ bekannt [2]; bei anderen Übergängen, wie $2S \rightarrow 8S$, $2S \rightarrow 8D$ usw., beträgt die Unsicherheit ca. 10^{-11} [3]. Gleichzeitig wurden die Rechnungen immer genauer [4], sodass sich die QED präziser testen lässt.

Ende der 1990er-Jahre schließlich war die Genauigkeit so hoch, dass die Größe des Protons den Vergleich von Theorie und Experiment limitierte. Dies liegt da-



PSI / A. Antognini, F. Reiser

Zu den für die Laserspektroskopie von myonischem Wasserstoff notwendigen optischen Komponenten gehören auch

zwei Frequenzverdoppler, die Infrarotstrahlung bei 1030 nm in den grünen Spektralbereich (515 nm) konvertieren.

ran, dass sich ein Elektron im S-Zustand mit endlicher Wahrscheinlichkeit im Inneren des Protons aufhält. Dort spürt das Elektron eine reduzierte Protonenladung, sodass S-Zustände umso schwächer gebunden sind, je größer das Proton ist. Für den 1S-Grundzustand führt dies beispielsweise zu einer Verschiebung um etwa 1,3 MHz in der 1S-2S-Übergangsfrequenz oder einer relativen Änderung von $4 \cdot 10^{-10}$.

Bereits das Experiment von Otto Stern und Walther Gerlach im Jahr 1933 zeigte, dass das Proton eine Substruktur haben muss, denn das gemessene magnetische Moment stimmte nicht mit der Erwartung für ein

KOMPAKT

- In die 2S-2P-Aufspaltung in Wasserstoff (Lamb-Verschiebung) geht die Größe des Protons ein, da das Elektron im 2S-Zustand auch das Innere des Protons sondiert.
- Ersetzt man im Wasserstoffatom das Elektron durch das 200-mal schwerere Myon, erhöht sich die Aufenthaltswahrscheinlichkeit im Protoneninneren enorm. Entsprechend hängt die Lamb-Verschiebung in myonischem Wasserstoff (μp) viel stärker vom Protonenradius r_p ab.
- Die Laserspektroskopie des 2S-2P-Übergangs in μp ergibt einen Wert für r_p , der um vier Prozent von dem in Wasserstoff gemessenen Wert abweicht – ohne, dass die Gründe dafür bekannt wären.

Dr. Aldo Antognini, Institute for Particle Physics (IPP), ETH Zürich, Schafmattstrasse 20, CH-8093 Zürich; **Dr. Randolph Pohl**, MPI für Quantenoptik, Hans-Kopfermann-Str. 1, 85748 Garching – Preisträgerartikel anlässlich der Verleihung des Gustav-Hertz-Preises 2012 auf der DPG-Frühjahrstagung in Stuttgart.

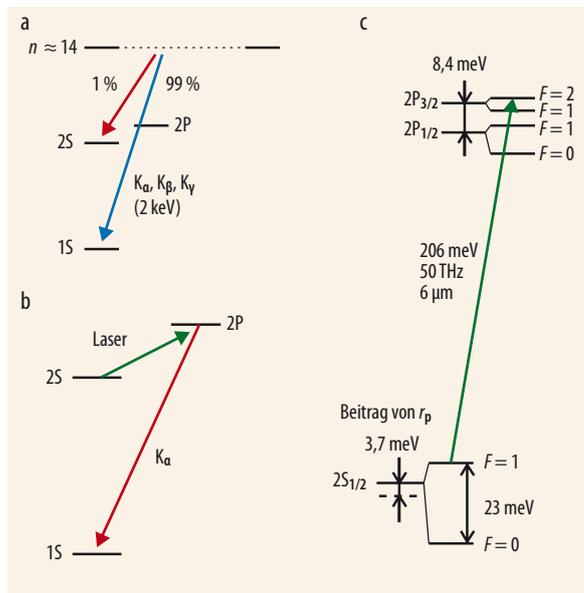


Abb. 1 Myonischer Wasserstoff wird in hoch angeregten Zuständen gebildet und relaxiert dann primär unter Aussendung von Röntgenquanten ($K_{\alpha,\beta,\gamma}$) in den 1S-Grundzustand (a). Die laserinduzierte Anregung des 2S-2P-Übergangs passiert etwa 1 μ s nach der prompten Kaskade aus a) und lässt sich über den Nachweis der K_{α} -Photonen detektieren, die beim 2P-1S-Übergang entstehen (b). Zur gemessenen Lamb-Verschiebung des 2S-2P-Übergangs in μ p trägt der endliche Protonenradius 3,7 meV bei (c).

punktförmiges Teilchen überein. 1955 zeigte Robert Hofstadter, dass sich die Winkelverteilung von Elektronen, die elastisch an Protonen gestreut werden, nicht durch die Streuung an einer Punktladung beschreiben lässt; vielmehr erhielt er für den Ladungsradius des Protons $r_p \approx 1$ fm [5]. Ende der 1990er-Jahre ergaben solche Streuexperimente den Wert $r_p = 0,90(2)$ fm. Da diese Unsicherheit von 2 % die Präzision von Tests der QED beschränkt, schlugen wir 1997 vor, den Protonenradius über die Lamb-Verschiebung im myonischen Wasserstoff (μ p) zu messen. Dieses Experiment am schweizerischen Paul-Scherrer-Institut (PSI) gelang schließlich 2009 [6, 7].

In μ p umkreist ein negatives Myon (μ^-) das Proton. Myonen sind punktförmige Elementarteilchen wie Elektronen, allerdings mit der ca. 200-fachen Masse. Daher ist der mittlere Abstand des Myons zum Proton im μ p etwa 200-mal kleiner als der des Elektrons in H, und die Wahrscheinlichkeit, dass sich das Myon im Inneren des Protons aufhält, ist um einen Faktor $200^3 \approx 10^7$ größer. Myonischer Wasserstoff ist also eine wesentlich sensiblere Sonde zur Messung von r_p .

Im Rahmen der QED ergibt sich die Lamb-Verschiebung in μ p (Abb. 1) zu

$$\Delta E_{2S-2P} = (209,9779(49) - 5,2262 r_p^2 + 0,0347 r_p^3) \text{ meV}, \quad (1)$$

wobei r_p den Ladungsradius des Protons in fm bezeichnet. Da $r_p \approx 1$ fm, sieht man sofort, dass der „finite size effect“ in μ p etwa 2 % der Lamb-Verschiebung beträgt. Daher führt bereits eine moderate Genauigkeit von 10^{-5} bei der laserspektroskopischen Messung von

ΔE_{2S-2P} zu einer Genauigkeit besser als 10^{-3} von r_p . Dies ist eine Größenordnung genauer als die Werte aus der Elektron-Proton-Streuung.

Der erste Term in Gl. (1) beinhaltet alle QED-Terme, radiative, relativistische und Rückstoßkorrekturen, aber auch einen Beitrag von 0,015(4) meV aufgrund der Polarisierbarkeit des Protons. Diese kommt von virtuellen Anregungen des Protons durch das schwere Myon und liefert den dominanten Beitrag zur Unsicherheit des von uns extrahierten Wertes für r_p . Die beiden anderen Terme repräsentieren die „unproblematischeren“ Beiträge der ausgedehnten Ladungsverteilung des Protons.

Zur Messung der Lamb-Verschiebung in μ p stoppen wir niederenergetische Myonen in molekularem Wasserstoff (H_2) bei einem Druck von nur 1 mbar. Die Myonen bremsen durch Ionisation des H_2 -Gases ab und werden schließlich von einem Molekül eingefangen, welches seine Elektronen verliert und aufbricht. Dabei entsteht ein μ p-Atom mit einer Hauptquantenzahl $n \approx 14$. Am Ende einer kaskadenartigen Abregung, zu der verschiedene Prozesse beitragen, befinden sich 99 % der Myonen im 1S-Grundzustand und nur 1 % in dem gewünschten metastabilen 2S-Zustand (Abb. 1a). Dieser Zustand hat bei 1 mbar H_2 -Gasdruck eine Lebensdauer von 1 μ s und wird bei höherem Druck zügig durch Kollisionen entvölkert [8].

Bevor das Myon in das Gastarget eintritt, wird es von einem Detektor registriert, der das Startsignal für das Lasersystem liefert (Abb. 2). Ein gepulster Yb:YAG-Scheibenlaser pumpt einen Ti:Saphir-Laser der Wellenlänge 708 nm. In einer Raman-Zelle werden diese Pulse dreifach Stokes-verschoben, um das für die Spektroskopie nötige Licht bei $\lambda \approx 6,0 \mu$ m (entsprechend der Lamb-Verschiebung von ca. 206 meV) zu erhalten. Der Laserpuls erreicht das Gastarget etwa 1 μ s nach der Detektion des Myons. Befindet sich der Laser auf Resonanz, findet der Übergang 2S \rightarrow 2P statt, sofort gefolgt von der Abregung 2P \rightarrow 1S unter Aussendung eines K_{α} -Röntgenquants mit 1,9 keV (Abb. 1b), welches zwanzig großflächige Lawinen-Photodioden detektieren. Die Zahl der detektierten Röntgenquanten als Funktion der Laserwellenfrequenz ergibt eine Resonanzkurve (Abb. 3). In deren Maximum registrieren wir etwa sechs Ereignisse pro Stunde, bei einer mittleren Laserpulsrate von etwa 250 Hz. Der geringe Untergrund von einem Ereignis pro Stunde ist hier ein Schlüssel zum Erfolg.

Ein weiter Weg

Bis zur Messung der Resonanz war es jedoch ein weiter Weg. Nach der Bewilligung des Experiments durch das PSI im Frühjahr 1999 suchten wir in einer ersten Messkampagne 2003 mehrere Wochen lang die Linie ohne Erfolg. Heute wissen wir, dass wir schlicht an der falschen Stelle gesucht hatten, da das Proton 4 % kleiner ist als ursprünglich angenommen. Damals jedoch machten wir unser Lasersystem [9] für den Misserfolg verantwortlich. Daher entwickelten wir gemeinsam mit

der Universität Stuttgart einen Scheibenlaser [10] als stark verbesserte erste Laserstufe, was wesentlich mehr Ereignisse ermöglichte. Im Sommer 2009 gelang es uns innerhalb mehrerer Monate Strahlzeit am PSI endlich, erstmals die Lamb-Verschiebung in myonischem Wasserstoff zu messen [6].

Die von uns bestimmte Übergangsfrequenz zwischen den Niveaus $2S_{1/2}^{F=1}$ und $2P_{3/2}^{F=2}$ in μp beträgt $49881,88(76)$ GHz bzw. $\Delta E_{2S-2P} = 206,2949(32)$ meV. Daraus ergibt sich ein Ladungsradius des Protons von $r_p = 0,84184(36)(56)$ fm [6]. Der erste, kleinere Fehler kommt vor allem aus der statistischen Unsicherheit unseres Experiments sowie einem kleinen Beitrag aus der Unsicherheit der Laserfrequenz. Der zweite, größere Fehler stammt aus der Unsicherheit im ersten Term von Gl. (1), d. h. von der Polarisierbarkeit des Protons.

Unser neuer Wert $r_p = 0,8418(7)$ fm ist zehnmal genauer als die bisherigen Werte $0,895(18)$ fm aus der Elektron-Streuung bzw. $0,877(7)$ fm aus der Präzisionspektroskopie von Wasserstoff [4]. Allerdings ist unser Ergebnis 4 % kleiner als der aus diesen beiden Werten gemittelte international akzeptierte Wert des Committee on Data for Science and Technology (CODATA) für r_p . Diese Diskrepanz von fünf Standardabweichungen (5σ), inzwischen bekannt als „proton radius puzzle“, wurde kurz nach unserer Publikation noch verschärft durch eine neue Messung am Mainzer Elektronenbeschleuniger, die $r_p = 0,879(9)$ fm ergab [11], in exzellenter Übereinstimmung mit dem CODATA-Wert [4]. Diese Messung vergrößert die Diskrepanz auf nun nahezu 7σ .

Auch zwei Jahre nach unserer Publikation ist das Rätsel noch nicht gelöst. Der Vergleich von ΔE_{2S-2P} aus dem CODATA-Wert für r_p mittels Gl. (1) und dem von uns gemessenen Wert ist groß:

$$\Delta E_{2S-2P}^{\text{theo.}}(r_p^{\text{CODATA}}) - \Delta E_{2S-2P}^{\text{exp.}} = \begin{cases} 75 \text{ GHz} \\ 0,31 \text{ meV.} \\ 0,15 \% \end{cases} \quad (2)$$

Was kommt als Ursache dafür in Frage? Die Hauptlinien der Diskussion werden im Folgenden skizziert.

Mögliche Erklärungen

Zunächst stellt sich natürlich die Frage nach der Richtigkeit unserer Messung. Die Diskrepanz von 75 GHz entspricht 100 unserer experimentellen Fehlerbalken! Außerdem sind das vier Linienbreiten, ein Fehler im Fit der Linie ist also ausgeschlossen. Die Laserfrequenz bei $6\mu\text{m}$ wurde mittels Spektroskopie mehrerer Wasserabsorptionslinien bestimmt, die auf wenige MHz genau bekannt sind. Außerdem haben wir die Laserfrequenz bei 708 nm mit zwei unabhängigen Wavemetern und Jod-Spektroskopie kalibriert, was zusammen mit der gut bekannten Raman-Verschiebung von 708 nm auf $6\mu\text{m}$ die Resonanzposition unabhängig bestätigt. Die üblichen systematischen Effekte wie Druck-, Stark- oder Zeeman-Verschiebung sind mit max. wenigen MHz typischerweise mehr als drei Größenordnungen kleiner als die Diskrepanz, denn die starken internen

Felder des winzigen μp -Atoms werden durch externe Felder nicht relevant gestört. Der Idee, wir hätten statt eines μp -Atoms ein $\mu\text{p}e^-$ -Ion spektroskopiert [12], widersprechen experimentelle Befunde und neue Dreikörper-Rechnungen: Zwischen einem $\mu\text{p}(2S)$ -Atom und einem weiteren Elektron gibt es schlicht keinen gebundenen Zustand. Schließlich bestätigt die Messung einer zweiten Übergangsfrequenz (zwischen anderen Hyperfeinniveaus in μp) bei $\lambda \approx 5,5\mu\text{m}$, die wir bald veröffentlichen werden, unseren Wert für r_p .

Die Rechnungen, die zur Gl. (1) führen und damit eine Extraktion von r_p aus der gemessenen Übergangsenergie ΔE_{2S-2P} ermöglichen, wurden in den letzten zwei Jahren selbstverständlich kritisch begutachtet, im Großen und Ganzen jedoch bestätigt [12, 13]. Die von uns beobachtete Diskrepanz entspricht $1,5 \cdot 10^{-3}$ der gesamten Lamb-Verschiebung! Von den insgesamt 27 Einzelbeiträgen zum ersten Term in Gl. (1) sind nur drei größer als dieser Wert: Ein- und Zwei-Schleifen-Vakuumpolarisation und Selbstenergie des Myons. Die schwierigeren Korrekturen höherer Ordnung, Rückstoßterme usw. sind mindestens eine Größenordnung kleiner.

Eine der letzten umkämpften Bastionen ist die Polarisierbarkeit des Protons: Das Myon regt das Proton virtuell an, „polarisiert“ es. Diesen Einfluss auf die Lage der S-Zustände haben wir konservativ mit $0,015(4)$ meV angenommen. Dieser Term ist für den größten Teil der Unsicherheit des ersten Terms in Gl. (1) verantwortlich. Man müsste den Polarisierbarkeitsterm aber um über 75σ , auf sein 20-Faches, vergrößern, um die Diskrepanz erklären zu können. Zwei Gruppen bemerkten jedoch, dass bei der Berechnung des Polarisierungseffektes Terme auftauchen, die sich

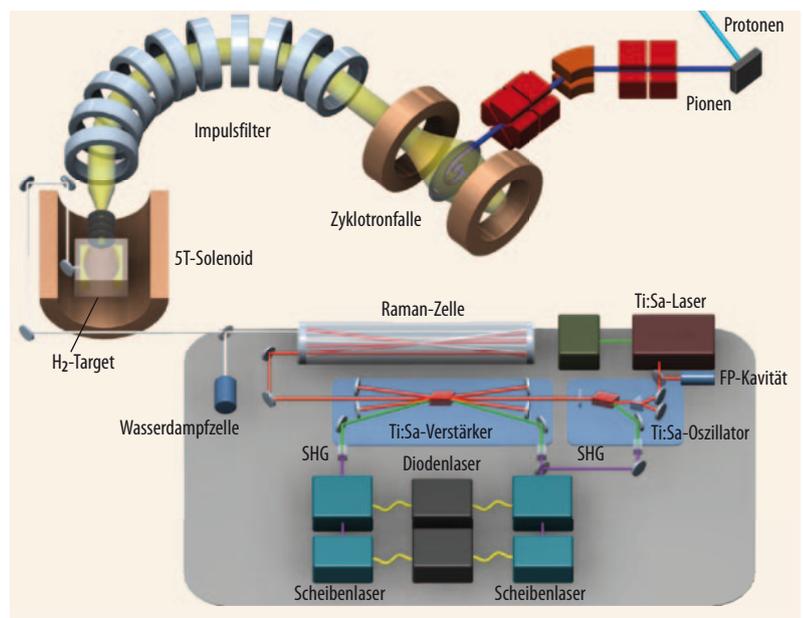


Abb. 2 Der Protonenstrahl am PSI erzeugt Pionen, die in der Zyklotronfalle [14] in Myonen zerfallen. Der Impulsfilter selektiert niederenergetische Myonen, die im 1 mbar H_2 -Gastarget (im Solenoid) gestoppt werden. Zuvor löst jedes Myon

den Laserpuls aus: Ein Yb:YAG-Scheibenlaser pumpt einen Ti:Sa-Laser ($\lambda = 708\text{ nm}$), dessen Pulse eine Raman-Zelle nach $\lambda = 6,0\mu\text{m}$ verschiebt. Zur Frequenzkalibration dienen u. a. Absorptionslinien in Wasserdampf.

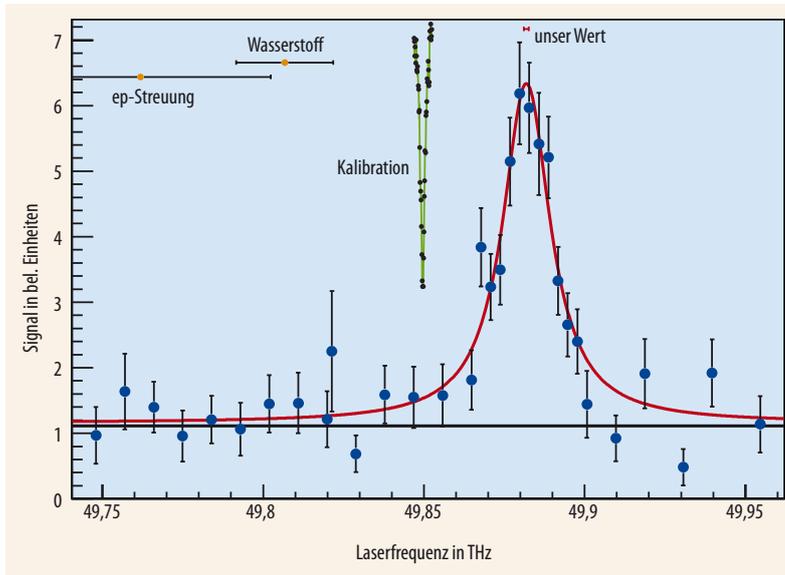


Abb. 3 Die Resonanz des Übergangs zwischen den Niveaus $2S_{1/2}^{F=1}$ und $2P_{3/2}^{F=2}$ ergibt sich aus der Anzahl der detektierten K_α -Photonen als Funktion der Frequenz des Laserlichtes. Verglichen mit der erwarteten Position der Linie für die Protonenradien aus der elastischen ep-Streuung bzw. den Messungen an Wasserstoff beträgt die Diskrepanz zu unserem Wert etwa 75 GHz. Die Position der Wasser-Kalibrationslinie des Laserlichtes ist auf einige MHz genau bekannt.

nicht aus der virtuellen Compton-Streuung am Proton ergeben. Eine Zeit lang schien also nichts gegen einen drastisch größeren Polarisierungsterm zu sprechen. Neuere Rechnungen mittels chiraler Störungstheorie haben den von uns angenommenen Wert für die Polarisierbarkeit und somit auch unseren Wert für r_p jedoch bestätigt.

Das bringt uns zur Frage, ob der CODATA-Wert falsch sein könnte. Immerhin ist er zehnmals ungenauer als der myonische Wert. r_p^{CODATA} ergibt sich aus den Werten der Laserspektroskopie diverser Übergänge in H sowie der elastischen Elektron-Proton-Streuung. Diese stimmen gut miteinander überein, sodass nur systematische Verschiebungen in beiden Arten von Experimenten die Diskrepanz auflösen könnten.

Auch beim Wasserstoff extrahiert man r_p aus der Lamb-Verschiebung von S-Zuständen, unter der Annahme, die dazu nötigen QED-Rechnungen seien korrekt. Die erste Messung von r_p gelang auch hier über die „klassische“ Lamb-Verschiebung. Dabei muss man die Resonanzposition auf immerhin 10^{-4} der Linienbreite genau bestimmen und erhält daraus r_p mit einer Genauigkeit von 3 %. Die sich durch die kurze Lebensdauer des 2P-Zustands ergebenden Begrenzungen durchbricht man seit einiger Zeit, indem man aus der Messung zweier optischer Übergänge zwischen Zuständen verschiedener Hauptquantenzahl n gleichzeitig die Rydberg-Konstante R_∞ und die Lamb-Verschiebung extrahiert, und daraus r_p . Vereinfacht gesagt, skalieren die Energieniveaus der S-Zustände in H wie

$$E_{nS} \approx \frac{-R_\infty}{n^2} + \frac{L_{1S}}{n^3} \text{ mit } L_{1S} = \Delta E^{\text{QED}} + kr_p^2, \quad (3)$$

wobei L_{1S} die Lamb-Verschiebung des 1S-Grundzustandes ist, ΔE^{QED} die präzise berechneten QED-Kor-

rekturen sind und kr_p^2 der Einfluss des Ladungsradius auf die S-Niveaus in H ist, ähnlich wie in Gl. (1).

Typischerweise extrahiert man R_∞ und r_p aus den Übergängen $1S \rightarrow 2S$ sowie $2S \rightarrow 8S, 8D$ oder $12D$. Der $1S$ - $2S$ -Übergang hat eine Sonderstellung, da er einerseits aufgrund der langen Lebensdauer des $2S$ -Zustands mit einer relativen Genauigkeit von zurzeit $4 \cdot 10^{-15}$ der am besten vermessene Übergang in H überhaupt ist [2] und andererseits der $1S$ -Zustand mit seiner maximalen Lamb-Verschiebung am empfindlichsten auf r_p ist. Aus den Übergängen von $2S$ zu höheren Zuständen $n\ell$ in H ergibt sich hingegen die Rydberg-Konstante R_∞ [3]. Diese Messungen erreichten eine Genauigkeit von bis zu 1/1000 der natürlichen Linienbreite, was sie womöglich anfällig für subtile systematische Effekte gemacht haben könnte. Daher arbeiten derzeit weltweit fünf Gruppen an einer Neubestimmung der Rydberg-Konstante R_∞ . Auch die Rechnungen zu ΔE^{QED} in H könnten fehlerbehaftet sein, oder bisher nicht berechnete Terme höherer Ordnung könnten unerwartet groß sein. Eine Weiterführung der Theorie des Wasserstoffatoms ist also sehr wünschenswert.

Eine ähnlich große Aktivität gibt es bei den Streuexperimenten. Der elastische differentielle Streuquerschnitt ist im Wesentlichen gegeben durch

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right) \approx \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{Mott}} |F(Q^2)|^2, \quad (4)$$

wobei der erste Faktor durch den Wirkungsquerschnitt für die Mott-Streuung von Elektronen an einem punktförmigen Proton gegeben ist und der Formfaktor $F(Q^2)$ die Fourier-Transformierte der Ladungsverteilung $\rho(r)$ im Proton ist (Q^2 ist der Viererimpuls des ausgetauschten Photons). Der Ladungsradius r_p ergibt sich aus einer Taylor-Entwicklung von $F(Q^2)$ um $F(0) = 1$:

$$r_p^2 \equiv \int r^2 \rho(r) d^3r = -6 \left. \frac{dF(Q^2)}{dQ^2} \right|_{Q^2=0} \quad (5)$$

Diese Analyse erfordert immer eine Extrapolation der gemessenen Steigung von $F(Q^2)$ nach $Q^2 = 0$, also verschwindendem Impulsübertrag durch das (virtuelle) Photon. Die Modellabhängigkeit dieser Extrapolation sowie die mit ihr verbundene Unsicherheit könnten ein Schlüssel zur Lösung der Diskrepanz zwischen elastischer ep-Streuung und μp sein. In diesem Zusammenhang sei auch erwähnt, dass eine alternative, aber kontrovers diskutierte Analyse derselben ep-Streudaten einen Wert für r_p ergibt, der mit dem Wert aus dem myonischen Wasserstoff übereinstimmt [15].

Angesichts des anhaltenden Rätsels kann man geneigt sein, die Diskrepanz mit Physik jenseits des Standardmodells zu erklären, zumal auch das anomale magnetische Moment des Myons $(g-2)_\mu$ bislang nicht verstanden ist [12]. Allerdings würden sich die von „neuer Physik“ postulierten zusätzlichen Teilchen und Kräfte auch auf ganz andere Messungen auswirken, und dafür gibt es keine Hinweise. So stimmen die Röntgenlinien in myonischem ^{24}Mg und ^{28}Si beispielsweise auf 10^{-6} mit den QED-Vorhersagen überein. Daher sind der

Lösung des „proton radius puzzle“ durch „neue Physik“ äußerst enge Grenzen gesetzt.

Zusätzliche Einsichten verspricht ein kürzlich am PSI vorgeschlagenes Experiment zur elastischen Streuung von Myonen an Proton, das testen soll, ob Myonen und Elektronen tatsächlich unterschiedlich mit Protonen interagieren. Außerdem analysiert unsere Gruppe derzeit die Lamb-Verschiebung in myonischem Deuterium (μd), und ab nächstem Jahr jagen wir am PSI die Resonanzen in den H-ähnlichen Ionen $\mu^3\text{He}^+$ und $\mu^4\text{He}^+$.

Als Rabi von der Entdeckung des Myons erfuhr, rief er „Who ordered that?!“. Die Antwort bleiben auch wir schuldig, aber wir sind glücklich, dass es das Myon gibt.

Literatur

- [1] T. W. Hänsch, Rev. Mod. Phys. **78**, 1297 (2006)
- [2] C. G. Parthey et al., Phys. Rev. Lett. **107**, 203001 (2011), arXiv: 1107.3101 (atom-ph)
- [3] F. Biraben, Eur. Phys. J. Special Topics **172**, 109 (2009), arXiv: 0809.2985 (atom-ph)
- [4] P. J. Mohr, B. N. Taylor und D. B. Newell, Rev. Mod. Phys. **80**, 633 (2008)
- [5] R. Hofstadter, Nobel lecture (1961), www.nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/1961/hofstadter-lecture.html
- [6] R. Pohl, A. Antognini, F. Nez et al., Nature **466**, 213 (2010)
- [7] H. Merkel, Physik Journal, August/September 2010, S. 22
- [8] R. Pohl et al., Phys. Rev. Lett. **97**, 193402 (2006)
- [9] A. Antognini et al., Opt. Comm. **253**, 362 (2005)
- [10] A. Antognini et al., IEEE J. Quant. Electr. **45**, 993 (2009)
- [11] J. C. Bernauer et al., Phys. Rev. Lett. **105**, 242001 (2010)
- [12] U. D. Jentschura, Ann. Phys. **326**, 500 und 516 (2011), arXiv: 1011.5275 und 1011.5453 (hep-ph)
- [13] E. Borie, Ann. Phys. **327**, 733 (2012), arXiv: 1103.1772 (atom-ph)
- [14] L. M. Simons, Phys. Bl., April 1992, S. 216
- [15] I. T. Lorenz et al., arXiv: 1205.6628

DIE AUTOREN

Aldo Antognini (links) studierte Physik an der ETH Zürich und wechselte 2001 an das MPI für Quantenoptik, um das Lasersystem für die Spektroskopie von myonischem Wasserstoff aufzubauen. Nach seiner Promotion 2005 blieb er dem Projekt treu und entwickelte u. a. in Zusammenarbeit mit der Universität Stuttgart einen Scheibenlaser. Seit 2010 ist er an der ETH Zürich involviert in Projekte der Laserspektroskopie exotischer Atome, von Myonium bis zum myonischen Helium. Neben der Physik begeistert er sich für Philosophie, Holzspalten und Tennis.

Randolf Pohl (rechts) studierte Physik an der TU München und promovierte 2001 an der ETH Zürich über den langlebigen 2S -Zustand in myonischem Wasserstoff. Seither beschäftigt er sich am MPI für Quantenoptik und am Paul-Scherrer-Institut damit, Laserspektroskopie an ebendiesem Zustand zu betreiben. Ab nächstem Jahr wird er sich mit der CREMA-Kollaboration auf die Jagd nach der Lamb-Verschiebung in myonischen Heliumionen machen.



Uni Stuttgart / Grafik- und Fotolabor, Wolfgang Strohmaier