

Schnelle Ionen im Laserlicht

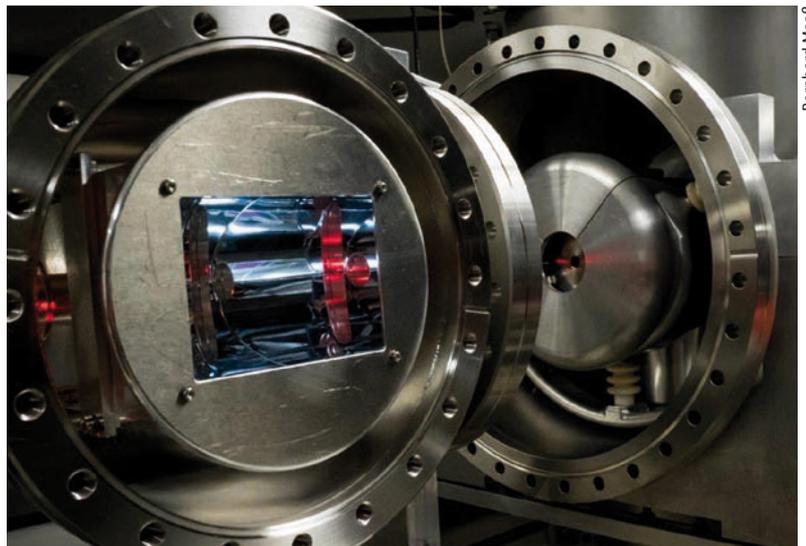
Die Laserspektroskopie exotischer Atomkerne liefert wichtige Beiträge zum Verständnis der Kernstruktur.

Wilfried Nörtershäuser

Aus der Hyperfeinstruktur atomarer optischer Spektren lassen sich die Ladungsradien und elektromagnetischen Momente der Atomkerne bestimmen. Laserspektroskopische Methoden sind auch für kurzlebige exotische Isotope mit sehr geringen Produktionsraten ausreichend empfindlich. Die Daten dienen als wichtige Richtgrößen für den Test und die Weiterentwicklung theoretischer Kernmodelle – und sind immer wieder für eine Überraschung gut.

Massen und Radien sind die fundamentalsten Eigenschaften der Atomkerne: Ein tiefes Verständnis der Kernstruktur erfordert daher, sie präzise bestimmen zu können. Ernest Rutherford und Ernest Marsden haben vor etwas mehr als hundert Jahren die Größe von Goldkernen mittels der Streuung von α -Teilchen gemessen. Die registrierten Zählraten waren bei großen Streuwinkeln und hohen Teilchenenergien geringer als vorhergesagt, weil bei sehr kleinen Abständen die starke Wechselwirkung einsetzt. Daraus ergaben sich Kernradien von einigen Femtometern. Deutlich genauer lässt sich die Ladungsverteilung des Kerns mit elektromagnetischen Sonden vermessen. Besonders geeignet sind die strukturlosen Elektronen und Myonen: Ab den 1950er-Jahren gelang es mit elastischer Elektronenstreuung, die Radien nahezu aller stabilen Kerne zu bestimmen. Zusätzliche Informationen lieferte die Spektroskopie von Röntgenübergängen in myonischen Atomen [1]. Als Funktion der Massenzahl verhält sich der Ladungsradius R_c wie $R_c = R_0 \sqrt[3]{A}$ mit der Konstanten $R_0 \approx 1,24$ fm, die je nach Messmethode leicht variiert. Das Kernvolumen ist demnach proportional zur Massenzahl $A = N + Z$, sodass die Materiedichte im Kerninneren als annähernd konstant gelten kann. Für kurzlebige Kerne eignen sich diese Methoden im Allgemeinen nicht, obwohl es erst jüngst in Japan gelungen ist, die elastische Elektronenstreuung für radioaktive Kerne in einem Speicherring einzusetzen [2]. Ähnliche Pläne gibt es auch für die im Bau befindliche Beschleunigeranlage FAIR am GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung in Darmstadt.

Bereits Anfang des letzten Jahrhunderts zeigte sich, dass die Eigenschaften des Atomkerns auch in den optischen Spektren der Atome Spuren hinterlassen und sich daraus sehr detaillierte Informationen über die Struktur, Größe und Form der Kerne ableiten



Das Herzstück einer Apparatur zur kollinearen Laserspektroskopie ist die Nachweiskammer für die Fluoreszenzphotonen.

lassen. Wolfgang Pauli schlug 1924 die Existenz eines Kernspins vor und schloss mit den Worten [3]: „Sollte sich [...] die hier vorgeschlagene Auffassung [...] als richtig herausstellen, so könnte man hoffen, [...] in Zukunft auf rein spektroskopischem Wege über den Bau der Kerne etwas zu erfahren.“ Diese Hoffnung hat sich rasch erfüllt: Ladungsradius, Spin, magnetisches Moment und Quadrupolmoment lassen sich so bestimmen (Abb. 1). Die verschiedenen Isotope eines Elementes besitzen geringfügig unterschiedliche Resonanzfrequenzen. Aus dieser Isotopieverschiebung folgt die Änderung des Ladungsradius R_c . Aus der Aufspaltung der Spektrallinien kann man auf den Kernspin I und das magnetische Dipolmoment μ schließen. Aus dem optischen Spektrum ergibt sich auch das spektroskopische elektrische Quadrupolmoment Q_s des

KOMPAKT

- Eigenschaften des Atomkerns, z. B. Ladungsradius und magnetisches Moment, beeinflussen die Hyperfeinstruktur der Atomhülle.
- Bei der kollinearen Laserspektroskopie beobachtet man die Resonanzen im Fluoreszenzlicht angeregter Ionen.
- Position, Anzahl und relative Intensität der Resonanzlinien erlauben Rückschlüsse auf die Kernstruktur.
- Mit den Ergebnissen lassen sich moderne Kernmodelle testen.

Prof. Dr. Wilfried Nörtershäuser, Institut für Kernphysik, TU Darmstadt, Schlossgartenstr. 9, 64289 Darmstadt

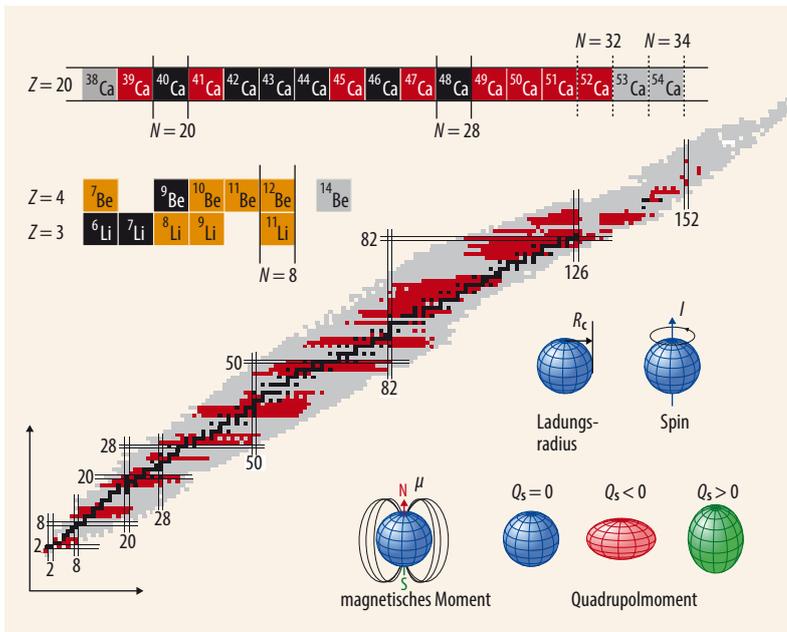


Abb. 1 Die Nuklidkarte mit den magischen Zahlen zeigt neben den stabilen (schwarz) und bekannten (grau) Isotopen alle Isotope, die laserspektroskopisch untersucht wurden (rot). Die

Calcium- und Beryllium-Isotope sind vergrößert dargestellt. Außerdem sind die Kerneigenschaften gezeigt, die der Laserspektroskopie zugänglich sind.

Kerns [4]: Für kugelförmige Kerne verschwindet es, für deformierte Kerne nimmt es positive (prolat, footballförmig) oder negative (oblat, diskusförmig) Werte an. Alle Einflüsse des Kerns auf die Elektronenhülle fasst man unter der Bezeichnung „Hyperfeinstruktur“ zusammen.

Aufbruch zur Terra Incognita

Erste optische Messungen fanden an stabilen und langlebigen radioaktiven Isotopen statt, die in Atomstrahlquellen überführt oder in Gaszellen verdampft werden konnten [6]. Die hochauflösende optische Spektroskopie kurzlebiger Isotope erlebte ihren Durchbruch mit der Entwicklung der kollinearen Laserspektroskopie am Forschungsreaktor TRIGA in Mainz und der darauf folgenden Installation am Isotopenseparator ISOLDE beim CERN in Genf [7]. Dort lieferte das COLLAPS-Experiment Daten langer Isotopenketten weitab vom Tal der Stabilität, sodass die Technik der kollinearen Spektroskopie nach und nach an mehreren Beschleunigereinrichtungen weltweit adaptiert wurde. Daneben etablierte sich die Laser-Resonanzionisation [9], die häufig eine höhere Sensitivität, aber eine geringere Auflösung besitzt. Daher kommt sie vor allem bei schwereren Elementen zum Einsatz, die eine große Hyperfeinstrukturaufspaltung aufweisen.

Die Laserspektroskopie an leistungsfähigen Isotopenseparatoren ermöglichte es, die Eigenschaften zahlreicher stabiler und kurzlebiger Isotope zu untersuchen [8]. Ein beachtlicher Teil der Nuklidkarte wurde bereits systematisch erforscht, doch es gibt weitere Gebiete, in denen die Laserspektroskopie noch keine An-

wendung fand (Abb. 1). Die entsprechenden Elemente sind meist spektroskopisch und produktionstechnisch schwer zugänglich.

Aus dem Vergleich der extrahierten Kerneigenschaften mit den Vorhersagen verschiedener Modelle lässt sich auf die Eigenschaften der Kernkraft, die Vielteilchendynamik des Kerns, die Bildung von Clustern, das Auftauchen und Verschwinden magischer Zahlen, die Entwicklung von Neutronenhäuten und die Polarisierbarkeit des Kerns schließen. Auch Isomere, also langlebige angeregte Zustände des Atomkerns, zeigen sich bei der Laserspektroskopie, falls ihre Lebensdauer ausreicht, um die Transportzeit zum Experiment zu überstehen. Die spektroskopischen Daten liefern auch wichtige Informationen für Präzisionsexperimente zum Test des Standardmodells der Teilchenphysik und über die Zustandsgleichung der Materie [10]. Ohne die Zustandsgleichung sind der Aufbau und die Radien von Neutronensternen nicht zu verstehen.

Großer Kern, starke Verschiebung

Die Isotopieverschiebung einer Spektrallinie ist definiert als Differenz der Resonanzfrequenzen $\delta\nu_{MS}^{A,A'} = \nu^{A'} - \nu^A$ zweier Isotope mit den Massenzahlen A und A' . Sie lässt sich auf den Masseneffekt und den Kernvolumeneffekt zurückführen (Abb. 2). Der Masseneffekt entsteht durch die Schwerpunktsbewegung des Atomkerns: Der Kern ruht nicht im Zentrum des Atoms, sondern vollführt eine Bewegung um dessen Schwerpunkt (Abb. 2b). In einem Einelektronensystem berücksichtigt die reduzierte Masse diesen Effekt. In Mehrelektronensystemen hängt die Stärke der Bewegung davon ab, wie sich die Elektronen relativ zueinander bewegen: Befinden sie sich bevorzugt auf der gleichen Seite des Kerns, fällt dessen Schwerpunktsbewegung besonders stark aus. Sind die Elektronen auf entgegengesetzten Seiten anzutreffen, bewegt sich der Schwerpunkt nur wenig. Die Massenabhängigkeit der Schwerpunktsbewegung lautet:

$$\delta\nu_{MS}^{A,A'} = K_{MS} \times (M_{A'} - M_A) / (M_{A'} M_A).$$

Allerdings ist der Proportionalitätsfaktor K_{MS} mit „ab initio“-Methoden derzeit nur für Systeme mit bis zu fünf Elektronen berechenbar. Aus dieser Abhängigkeit folgt, dass die Massenverschiebung bei den leichten Elementen sehr groß ist und mit steigender Massenzahl annähernd mit $1/M_A^2$ abfällt. Anschaulich ist dieses Verhalten zu verstehen, weil bei einem leichten Kern die relative Änderung der Kernmasse durch ein einzelnes Neutron wesentlich größer ist als am oberen Rand der Nuklidkarte.

Um die Kernstruktur zu untersuchen, ist aber der Kernvolumeneffekt von größerem Interesse. Das Coulomb-Potential eines Elektrons, das an einen Kern der Ladung Ze gebunden ist, unterscheidet sich als Funktion des Abstands r vom Kernmittelpunkt bei unterschiedlichen Kernladungsradien (Abb. 2c): Bei

gleicher Ladung ergeben verschiedene Radien andere Ladungsverteilungen. Entsprechend sehen die zugehörigen Potentialverläufe anders aus, weil sie ab dem jeweiligen Kernrand vom Coulomb-Potential einer Punktladung abweichen. Im Potentialverlauf sind die Energien ausgewählter elektronischer Zustände durch horizontale Linien angedeutet. Die nominelle Energie des Elektrons in einem s -Zustand für den punktförmigen Kern liegt deutlich unterhalb der Energie der Elektronen in den Atomen mit endlichem Radius. Während s -Elektronen aufgrund des nicht vorhandenen Bahndrehimpulses ($\ell = 0$) eine endliche Aufenthaltswahrscheinlichkeit im Atomkern besitzen, halten sich p -Elektronen fast ausschließlich außerhalb des Kerns auf. Daher beeinflusst die unterschiedliche Kerngröße ihre Energien kaum. Die Übergangsenergie zwischen s - und p -Zuständen hängt vom Isotop ab und ergibt den Beitrag des Kernvolumeneffektes $\delta\nu_{\text{FS}}^{A,A'}$ zur Isotopieverschiebung. Aus der ausführlichen mathematischen Behandlung folgt

$$\delta\nu_{\text{FS}}^{A,A'} = \frac{Ze^2}{6\epsilon_0\hbar} \Delta|\Psi(0)|^2 \times \delta\langle r^2 \rangle^{A,A'}$$

mit der Differenz des mittleren quadratischen Kernladungsradius $\delta\langle r^2 \rangle^{A,A'} = \langle r^2 \rangle^{A'} - \langle r^2 \rangle^A$ der beiden betrachteten Isotope A und A' . Die Differenz der Aufenthaltswahrscheinlichkeit des Elektrons am Kernort $\Delta|\Psi(0)|^2$ ist entscheidend für die Stärke des Effektes. Der Proportionalitätsfaktor steigt etwa mit Z^2 an, bei schwereren Elementen aufgrund relativistischer Effekte sogar etwas stärker.

Bei den leichten Elementen dominiert der Masseneffekt, während der Kernvolumeneffekt nur einen relativen Anteil von etwa 10^{-5} ausmacht. Bei schweren Elementen ist es umgekehrt. Dementsprechend erfordern Experimente zur Kernstruktur der leichten Elemente eine höhere Auflösung und Genauigkeit. Um Masseneffekt und Kernvolumeneffekt zu separieren, müssen die Massen der Isotope präzise bekannt sein. Die Proportionalitätskonstanten K_{MS} und $\Delta|\Psi(0)|^2$ ergeben

sich entweder mithilfe semi-empirischer Methoden aus experimentellen Daten stabiler Isotope oder aus theoretischen atomphysikalischen Berechnungen zur Struktur der Elektronenhülle.

Kollineare Laserspektroskopie

Bei der kollinearen Laserspektroskopie werden die zu untersuchenden Isotope zunächst aus einer Ionenquelle mithilfe eines elektrostatischen Potentials von typischerweise 30 bis 60 kV beschleunigt (Abb. 3). Danach wird dem Ionenstrahl ein Laserstrahl kollinear überlagert. Kurzlebige Isotope lassen sich also im Flug untersuchen: Die elektrostatische Beschleunigung reduziert die Doppler-Breite und führt zu einer sehr guten spektroskopischen Auflösung. In einer (optionalen) Ladungsaustauschzelle treffen die Ionen auf ein dünnes Gas von Alkaliatomen. Dabei entsteht ein schneller Strahl neutraler Atome. Die Wahl des Ladungszustandes erfolgt anhand zugänglicher Resonanzlinien im Spektralbereich von 205 bis 750 nm. In der einfachsten Form weist man die resonante Wechselwirkung der Ionen oder Atome mit dem Laserstrahl durch die Detektion des Fluoreszenzlichtes nach. Ein Spiegel- oder Linsensystem fokussiert das Licht möglichst effektiv auf Photomultiplier, die senkrecht zum Strahl ausgerichtet sind. Dann ist das Streulicht des Lasers der dominante Beitrag zum Untergrund. Dessen Rauschen limitiert die Nachweisgrenze. Abhängig von den Eigenschaften des beobachteten Übergangs müssen einige 10^4 bis 10^5 Atome pro Sekunde geliefert werden, um ein Isotop zu untersuchen.

Paketdienst für Ionen

Um den Streulicht-Untergrund zu reduzieren, ist es möglich, die Ionen in einer puffergasgefüllten segmentierten linearen Paul-Falle über einige 10 ms zu akkumulieren. Das Freisetzen der Ionen erfolgt als kurzes

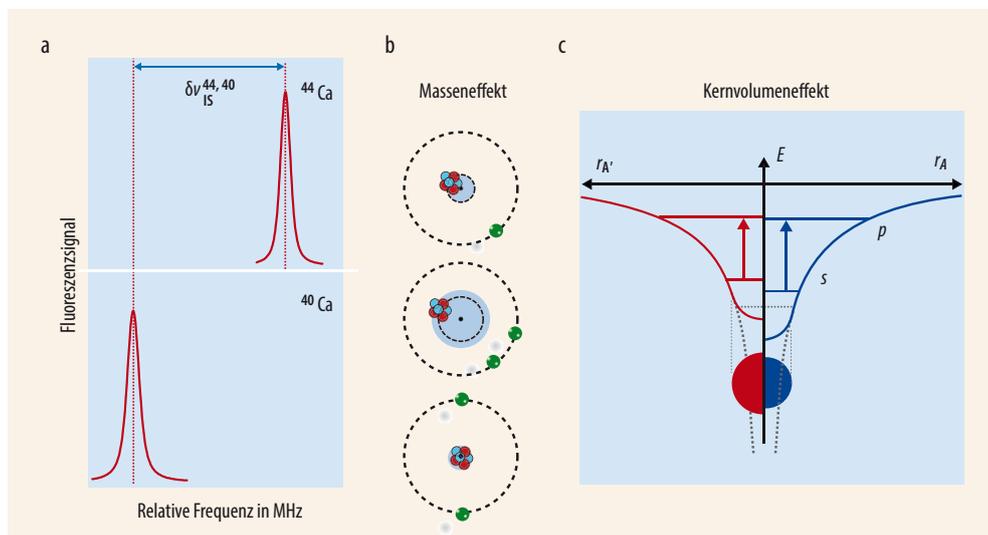


Abb. 2 Die Isotopieverschiebung $\delta\nu_{\text{FS}}^{A,A'}$ der Resonanzen unterschiedlicher Isotope (a) beruht auf dem Masseneffekt und dem Kernvolumeneffekt. Der Masseneffekt entsteht durch die Schwerpunktsbewegung des Kerns (b). Der Kernvolumeneffekt ist proportional zur Änderung des mittleren quadratischen Ladungsradius, der den Potentialverlauf im Kerninneren beeinflusst (c). Weitere Erläuterungen finden sich im Text.

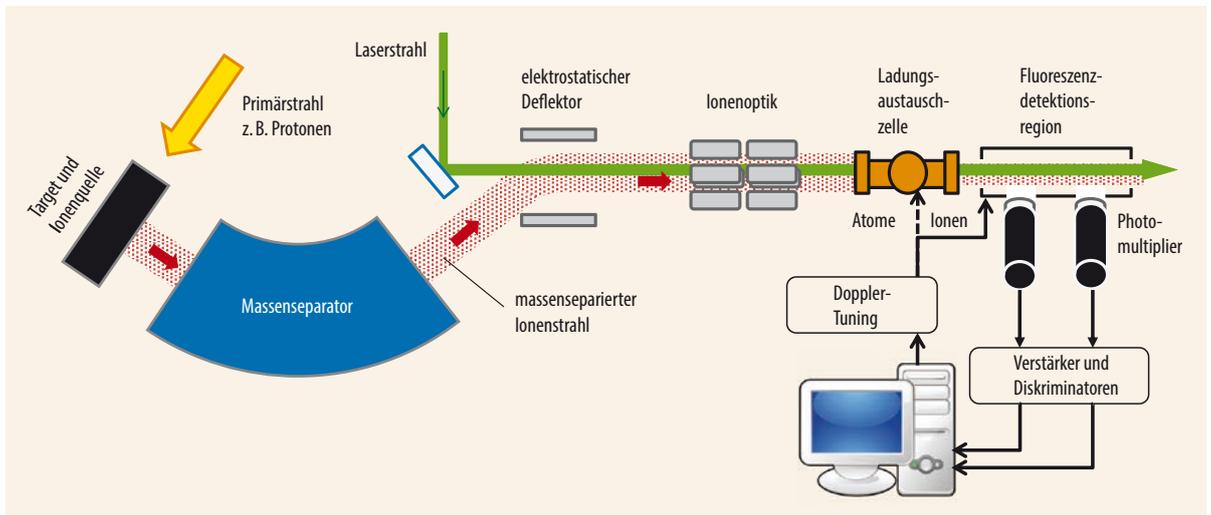


Abb. 3 Für die kollineare Laserspektroskopie werden im Target kurzlebige Isotope produziert, danach ionisiert, beschleunigt und massensepariert. Dieser Strahl wird mithilfe eines elektrostatischen Deflektors mit dem Laser überla-

gert und kann kollimiert werden. Neutrale Atome lassen sich mit einer mit Alkalimetaldampf gefüllten Ladungsaustauschzelle spektroskopieren. Die Nachbeschleunigung bringt die Teilchen durch Doppler-Verschiebung in Reso-

nanz mit dem Laser (Doppler-Tuning). Sie erfolgt für Atome an der Ladungsaustauschzelle und für Ionen beim Eintritt in die Fluoreszenzdetektionsregion. Hier registrieren Photomultiplier die Zahl der Fluoreszenzphotonen.

Ionenpaket von etwa $5 \mu\text{s}$ Dauer. Werden die Signale der Photomultiplier nur in diesem Zeitraum registriert, ist das Streulicht des Lasers um das Verhältnis von Akkumulationszeit und Durchflugzeit unterdrückt, typischerweise um einen Faktor 10^4 . Dies verbessert die Sensitivität für das Signal um etwa zwei Größenordnungen. Jüngst gelang es, das Isotop ^{52}Ca bei einer Produktionsrate von wenigen 100 Ionen/s zu detektieren und seinen Ladungsradius zu messen [5].

Nicht-optische Nachweismethoden steigern die Sensitivität weiter. Grundlegendes Prinzip ist dabei, dass sich eine atomare Eigenschaft durch die resonante Wechselwirkung mit Licht verändert. Ein Beispiel ist der Populationstransfer zwischen verschiedenen elektronischen Niveaus des Atoms oder Ions, die unterschiedliche Wirkungsquerschnitte für Ionisation oder Ladungsaustausch besitzen. Alternativ kann zirkular polarisiertes Laserlicht dazu dienen, die magnetischen Unterezustände eines Atoms umzubesetzen. Dabei orientiert sich der Kernspin in eine bestimmte Richtung, sodass die Richtungsabhängigkeit des β -Zerfalls kurzlebiger Isotope beim Nachweis genutzt werden kann. Einige dieser Techniken erlauben es, Resonanzsignale bei Produktionsraten von nur einem Atom pro Sekunde nachzuweisen.

Trends in den Ladungsradien

Falls Neutronen und Protonen im Kern gleichförmig mischen, wächst der Ladungsradius proportional zu $\sqrt[3]{A}$ an, was entlang einer Isotopenkette mit $\Delta A \ll A$ einem annähernd linearen Anstieg entspricht. Interessant sind die Regionen der Nuklidkarte, die von dieser Regel abweichen: Hier können spezielle Kernkonfigurationen vorliegen. Doppelt-magische Kerne, bei denen sowohl Protonen als auch Neutronen

abgeschlossene Schalen formen, sollten kompakte und kugelförmige Gebilde sein. Dann verläuft der Ladungsradius als Funktion der Neutronenzahl in der Nähe eines solchen Kerns flach oder weist ein lokales Minimum auf. Tatsächlich ändert sich bei den magischen Neutronenzahlen ($N = 2, 8, 20, 28, 50, 82, 128$) die Steigung, und in der Funktion treten Knicke auf. Umgekehrt kann ein Knick als Indiz für eine gefüllte Schale gelten, seine Ausprägung als Maß für die Stärke des Schalenabschlusses dienen. Sprunghafte Anstiege des Ladungsradius sind bei manchen schwereren Kernen mit teilweise gefüllten Protonen- und Neutronenschalen zu finden, weil kollektive Effekte die Kerne stark deformieren.

Einzigartiges Calcium

Calcium besitzt als einziges Element zwei natürlich vorkommende doppelt-magische Isotope: ^{40}Ca ($Z = 20, N = 20$) und ^{48}Ca ($Z = 20, N = 28$). Entlang der Isotopenkette weicht das Verhalten teilweise substanziell von den Erwartungen ab. So stellt der Ladungsradius des doppelt-magischen Isotops ^{48}Ca tatsächlich ein Minimum dar, entspricht aber fast dem Wert für das Isotop ^{40}Ca , obwohl acht Neutronen mehr vorliegen (Abb. 4). Entsprechend weisen die Ladungsradien zwischen diesen beiden Isotopen statt eines annähernd linearen Verlaufs einen parabolischen Verlauf mit einem ausgeprägten „odd-even staggering“ auf: Isotope mit ungerader Neutronenzahl sind kompakter als die mittlere Größe der beiden benachbarten Isotope mit gerader Neutronenzahl. Daher dienen die Calcium-Isotope seit langem als Prüfstein für Kernstrukturmodelle, die eine mikroskopische Beschreibung des parabolischen Verlaufs versuchen. Erst seit kurzem sind „ab initio“-Rechnungen mit Potentialen der chiralen effektiven

Feldtheorie möglich [11]. Diese Modelle sagen magische Calcium-Isotope mit $N = 32$ und $N = 34$ voraus. Experimentell bestimmte Massen und Eigenschaften angeregter Zustände unterstützen diese These. Calcium wäre dann das einzige Element mit vier bekannten doppelt-magischen Isotopen. Um die Ladungsradien jenseits von ^{48}Ca zu bestimmen, wurden die schwereren Calcium-Isotope an ISOLDE am CERN untersucht. Ein spezieller Kühler und Buncher erlaubte es erstmals, die Ladungsradien bis ^{52}Ca zu messen [5].

Die beobachteten Spektren der Isotope mit gerader Massenzahl besitzen nur eine Resonanzlinie, während die ungeraden Isotope ein Multiplett unterschiedlich starker Resonanzen aufweisen (Abb. 4a). Die Anzahl der Resonanzlinien und ihre Intensitätsverhältnisse hängen mit dem Kernspin I zusammen, und die Größe der Aufspaltung ist proportional zum magnetischen Dipolmoment des Kerns μ_I . Für Kerne mit $I > \frac{1}{2}$ folgt aus der Struktur des Multipletts das spektroskopische Quadrupolmoment Q_s des Kerns. Die Isotopieverschiebung eines solchen Multipletts ergibt sich aus dem Schwerpunkt des Spektrums. Die daraus extrahierten Ladungsradien steigen von ^{48}Ca bis ^{52}Ca dramatisch an. Ein Abflachen des Verlaufs vor ^{52}Ca – wie für einen doppelt-magischen Kern erwartet – tritt nicht auf (Abb. 4b). Die Ladungsradien aus „ab initio“-Rechnungen stimmen recht gut mit den experimentellen Werten überein, auch absolut. Allerdings fehlt der starke Anstieg für ^{48}Ca bis ^{52}Ca – hier sind weitere theoretische Entwicklungen notwendig. Aufschlussreich ist ein Vergleich mit den Ladungsradien der Eisen-Isotope (Abb. 4c), für die es keinen experimentellen Hinweis auf einen Schalenabschluss bei $N = 32$ gibt. Die Änderung des mittleren quadratischen Ladungsradius $\delta\langle r^2 \rangle$ relativ zum Isotop mit $N = 28$ verläuft in beiden Isotopenketten vollkommen analog. Eine starke Deformation kann nicht die Ursache für den deutlichen

Anstieg des Ladungsradius sein, weil die gemessenen Quadrupolmomente relativ klein sind und gut mit der theoretischen Vorhersage übereinstimmen.

Lithium – groß wie Blei

Unter den Lithium-Isotopen besitzt ^{11}Li faszinierende Eigenschaften: Schon seine Existenz überrascht, ist doch das leichtere Isotop ^{10}Li ungebunden. Lediglich die Paarungsenergie der beiden äußeren Neutronen stabilisiert ^{11}Li , ihre Bindungsenergie beträgt aber nur noch 370 keV. Sie ist damit um mehr als eine Größenordnung kleiner als der Mittelwert von 5 MeV pro Nukleon bei den meisten Kernen und vergleichbar mit der Bindungsenergie der inneren Elektronen schwerer Atome. Aus Kernreaktionen ergab sich für ^{11}Li ein sehr großer Materieradius im Vergleich zu ^9Li – in krasssem Widerspruch zu einem Anwachsen gemäß $R_c \propto \sqrt[3]{A}$. Die Impulsverteilung der Fragmente in Aufbruchreaktionen ist sehr schmal [12]. Das Modell des Halokerns beschreibt all diese Eigenschaften. Demnach besteht ^{11}Li aus einem ^9Li -Rumpfkern und den beiden schwach gebundenen Neutronen. Die geringe Bindungsenergie führt dazu, dass sich die Wellenfunktionen dieser Neutronen über einen Raumbereich erstrecken, der annähernd der Größe eines ^{208}Pb -Kerns entspricht. Obwohl die Neutronen dadurch die starke Wechselwirkung des Rumpfkerns großteils nicht spüren, führt der s -Wellenanteil zu einem ausreichend großen Überlapp mit dem Rumpfkern, um die Neutronen zu binden.

Die Neutronen tragen zwar nicht direkt zum Ladungsradius bei, beeinflussen ihn aber, weil sich durch sie der Rumpfkern um den Massenschwerpunkt bewegt. Für Elektronen, die in den Kern eintauchen, entspricht das einem Verschmieren der Kernladung über einen größeren Raumbereich, da sie nur die

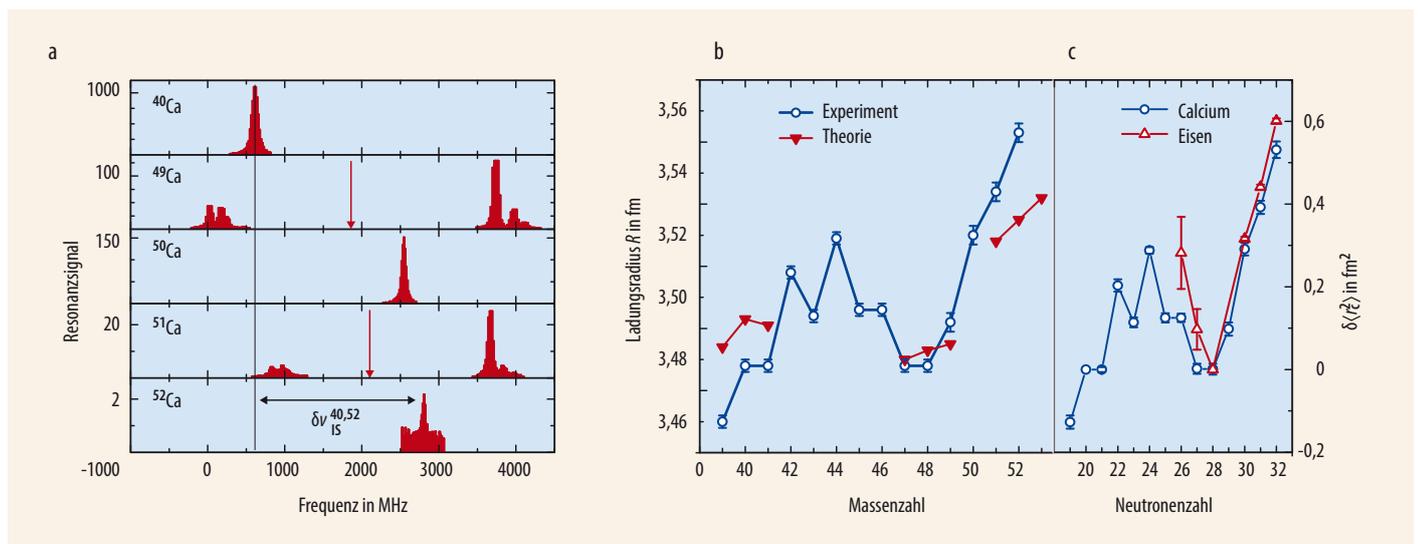
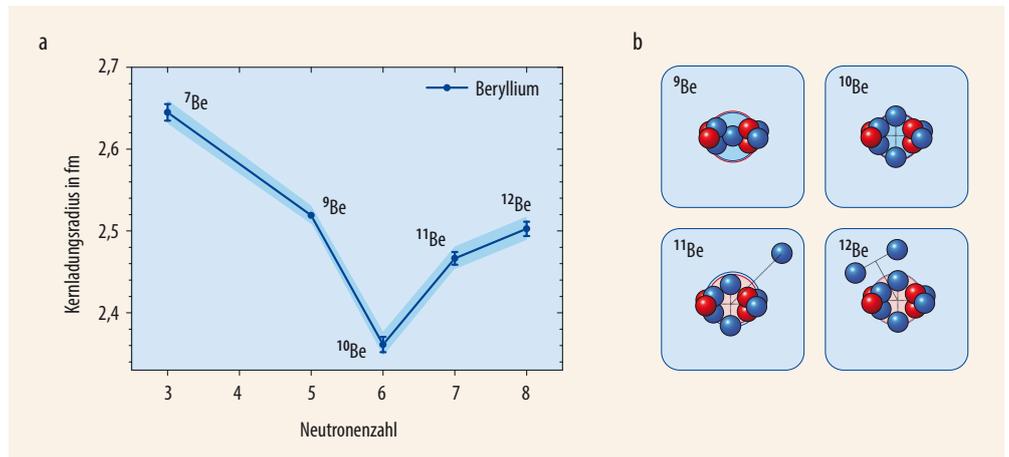


Abb. 4 Spektren neutronenreicher Calcium-Isotope und des stabilen, doppelt-magischen Isotops ^{40}Ca zeigen, dass Isotope mit ungerader Massenzahl einen Kernspin besitzen: Durch das resultierende magnetische Moment spaltet die

Resonanzlinie in mehrere Hyperfeinstrukturkomponenten auf. Für die Isotopieverschiebung ist der Schwerpunkt des entsprechenden Spektrums relevant (a, rote Pfeile). Die extrahierten Kernladungsradien der Calcium-Isotope (b,

blau) stimmen gut mit Vorhersagen eines „ab initio“-Kernmodells überein (rot). Der mittlere quadratische Ladungsradius der neutronenreichen Calcium-Isotope ändert sich analog zu den Eisen-Isotopen gleicher Neutronenzahl (c).

Abb. 5 Die Ladungsradien der Beryllium-Isotope (a) lassen sich in einem Clustermodell verstehen, wenn die Isotope als Konglomerat zweier α -Teilchen und weiterer Neutronen angesehen werden (b).



mittlere Ladungsverteilung spüren. Ein besonderes Beispiel dafür ist der Halokern ${}^{11}\text{Be}$, bei dem ein einzelnes Neutron schwach an den ${}^{10}\text{Be}$ -Rumpfkern gebunden ist.

Das Bestimmen der Ladungsradien von Halokernen benötigt eine extrem präzise und gleichzeitig ausreichend effiziente Technik, um die exotischen Isotope mit ihren geringen Produktionsraten nachzuweisen. Die Isotopieverschiebung der leichten Elemente ist mit einigen 10 GHz zwar sehr groß, beruht aber fast ausschließlich auf dem Masseneffekt. Dieser muss subtrahiert werden, um den nur wenige MHz großen Beitrag des Kernvolumeneffekts zu isolieren. Das erfordert „ab initio“-Berechnungen der Elektronenhülle mit einer relativen Genauigkeit von 10^{-5} bis 10^{-6} und entsprechend genaue Messungen. Solche atomphysikalischen Rechnungen sind für Drei-Elektronensysteme wie Li- und Be^+ -Ionen erst seit der Jahrtausendwende möglich. Die Ladungsradien der Halokerne ${}^6\text{He}$ und ${}^{11}\text{Li}$ ließen sich mittels Laserspektroskopie an kalten und thermischen Atomen bestimmen [13]. Für den Halokern ${}^{11}\text{Be}$ in der Beryllium-Kette kam eine optimierte Form der kollinearen Laserspektroskopie zum Einsatz.

Kollineare Spektroskopie leichter Kerne

Die ungenaue Kenntnis der tatsächlichen Ionen-geschwindigkeit und der daraus resultierenden Doppler-Verschiebung führten bei der kollinearen Laserspektroskopie von Isotopen mit $A < 20$ zu großen Unsicherheiten. Erst eine optimierte Methode erlaubte es, die Ladungsradien der Berylliumisotope ${}^7\text{Be}$ bis ${}^{12}\text{Be}$ zu bestimmen [14, 15]. Für diese nimmt der Ladungsradius bis zur Neutronenzahl $N = 6$ zunächst ab (Abb. 5a), wie für Kerne mit einer ausgeprägten Cluster-Struktur erwartet. Beispielsweise besteht der ${}^7\text{Be}$ -Kern aus einem α -Teilchen und einem ${}^3\text{He}$ -Kern, während die schwereren Beryllium-Isotope aus zwei α -Teilchen und einer entsprechenden Zahl von Neutronen zusammengesetzt sind. Der starke Anstieg des Ladungsradius von ${}^{11}\text{Be}$ im Vergleich zu ${}^{10}\text{Be}$ weist auf den Halocharakter von ${}^{11}\text{Be}$ hin: Das Haloneutron ruft eine Schwerpunktsbewegung des Rumpfkerns hervor

(Abb. 5b) und befindet sich in einem mittleren Abstand zum Rumpfkern von etwa 8 fm. Dagegen besitzt ${}^{12}\text{Be}$ keine Merkmale einer Halostruktur und ist mit acht Neutronen ein magischer Kern. Die erwartete Abnahme des Ladungsradius bleibt aber aus. Das entspricht den Vorhersagen theoretischer Rechnungen: dem Verschwinden des Schalenabschlusses bei Isotopen mit großem Neutronenüberschuss und großen Beimischungen von Orbitalen der nächsthöheren Schale zu den Wellenfunktionen der beiden Valenzneutronen in ${}^{12}\text{Be}$. Als Konsequenz halten sich die beiden Neutronen bevorzugt außerhalb der beiden α -Teilchen auf. Das reduziert deren Bindungsstärke: Die α -Teilchen rücken auseinander, und der Ladungsradius des Isotops ist deutlich vergrößert [15].

Perspektiven für die Zukunft

Die Laserspektroskopie wurde bereits in großen Bereichen der Nuklidkarte eingesetzt. Größere Lücken existieren nur noch bei den leichten, den schwerflüchtigen (refraktären) und den superschweren Elementen. Nobelium mit 102 Protonen war kürzlich das erste Element jenseits $Z = 100$, das laserspektroskopisch untersucht wurde [16]. Bei den leichten Isotopen hängen weitere Fortschritte auch von atomphysikalischen Berechnungen des Masseneffekts ab. Diese werden inzwischen für Fünf-Elektronensysteme erarbeitet und die zugehörigen Experimente mit ${}^8\text{B}$ am Argonne National Laboratory vorbereitet. Dieses Isotop könnte einen Protonenhalo besitzen.

Weitere Fortschritte zur Theorie der Atomhülle und bei den experimentellen Techniken sollten es in wenigen Jahren erlauben, die absoluten Kernladungsradien der leichtesten Elemente direkt aus den Übergangsfrequenzen der optischen Spektren zu ermitteln. Um sehr neutronenreiche Kerne zu untersuchen, müssen bei der kollinearen Spektroskopie teilchensensitive Techniken den Fluoreszenznachweis ergänzen. In der Vergangenheit gelangen dadurch bereits laserspektroskopische Untersuchungen bei einer Produktionsrate von nur einem Atom pro Sekunde. Komplementär dazu werden die Resonanz-Ionisationsspektroskopie und

ihre Kombination mit der kollinearen Spektroskopie entlegenere Regionen der Nuklidkarte erschließen.

Die Mehrzahl der Laserspektroskopischen Untersuchungen erfolgte bislang an Anlagen wie ISOLDE am CERN, TRIUMF in Vancouver und IGISOL in Jyväskylä (Finnland). Während dort die erfolgreichen Programme weitergehen, eröffnen die Beschleunigeranlagen der kommenden Generation neue Perspektiven: Die im Aufbau befindlichen Schwerionenbeschleuniger FAIR in Darmstadt und FRIB in East Lansing (Michigan, USA) werden Zugang zu Elementen bieten, die derzeit aufgrund ihres chemischen Verhaltens oder unzureichender Produktionsraten nicht für die Laserspektroskopie zur Verfügung stehen. Kürzlich wurden erstmals Ionen aus einer In-flight-Produktion in Gaszellen abgestoppt und mit kollinearer Laserspektroskopie untersucht [17]. In Kombination mit den aktuellen Entwicklungen neuer Laser und zugehöriger Nachweismethoden sollten dieser Technik langfristig auch die derzeit noch unerforschten Bereiche der Nuklidkarte zugänglich werden.

*

Die beschriebenen Experimente sind in einer fruchtbaren Zusammenarbeit mit vielen geschätzten Kolleginnen und Kollegen, weiblichen und männlichen Studenten, Doktoranden und Postdoktoranden aus dem In- und Ausland entstanden. An dieser Stelle sei ihnen allen sowie unseren Geldgebern, insbesondere dem BMBF und der DFG, herzlich gedankt.

Literatur

- [1] G. Fricke und K. Heilig, Nuclear Charge Radii, Springer Berlin Heidelberg (2004)
- [2] K. Tsukada et al., Phys. Rev. Lett. **118**, 262501 (2017)
- [3] W. Pauli, Naturwissenschaften **12**, 741 (1924)
- [4] H. Schüler und T. Schmidt, Z. Phys. A **94**, 457 (1935)
- [5] R. Garcia-Ruiz et al., Nat. Phys. **12**, 594 (2017)
- [6] H. H. Stroke, Hyperfine Interact. **171**, 3 (2006)
- [7] M. Borge und B. Jonson, J. Phys. G **44**, 079501 (2017)
- [8] R. Neugart et al., J. Phys. G **44**, 064002 (2017)
- [9] V. N. Fedosseev et al., Phys. Scr. **85**, 058104 (2012)
- [10] K. Blaum et al., Phys. Scr. **T152**, 014017 (2013)
- [11] H.-W. Hammer et al., Rev. Mod. Phys. **85**, 197 (2013)
- [12] A. Richter und B. Jonson, Physikalische Blätter, Dezember 1998, S. 1121
- [13] Z.-T. Lu et al., Rev. Mod. Phys. **85**, 1383 (2013)
- [14] W. Nörtershäuser et al., Phys. Rev. Lett. **102**, 062503 (2009)
- [15] A. Krieger et al., Phys. Rev. Lett. **108**, 142501 (2012)
- [16] M. Laatiaoui et al., Nature **238**, 495 (2017)
- [17] K. Minamisono et al., Phys. Rev. Lett. **117**, 252501 (2016)

DER AUTOR

Wilfried Nörtershäuser (FV Atomphysik und FV Hadronen und Kerne) studierte Physik an der Universität Mainz und promovierte dort 1999. Nach Postdoc-Stationen am Pacific Northwest National Laboratory (Richland, USA) und in Tübingen, von wo aus er zur GSI abgeordnet wurde, kehrte er 2005 mit einer Helmholtz-Nachwuchsgruppe an die Universität Mainz zurück und wurde dort 2008 Juniorprofessor. Seit 2012 ist er Professor am Institut für Kernphysik der TU Darmstadt. Sein Arbeitsgebiet ist die Laserspektroskopie kurzlebiger Isotope und hochgeladener Ionen zur Bestimmung von Kerneigenschaften und dem Test fundamentaler Wechselwirkungen.

