

Exotische Kerne auf die Waage gestellt

Bei Präzisionsmassenmessungen an kurzlebigen Radionukliden sind Kohlenstoffcluster die ideale Massenreferenz

Klaus Blaum

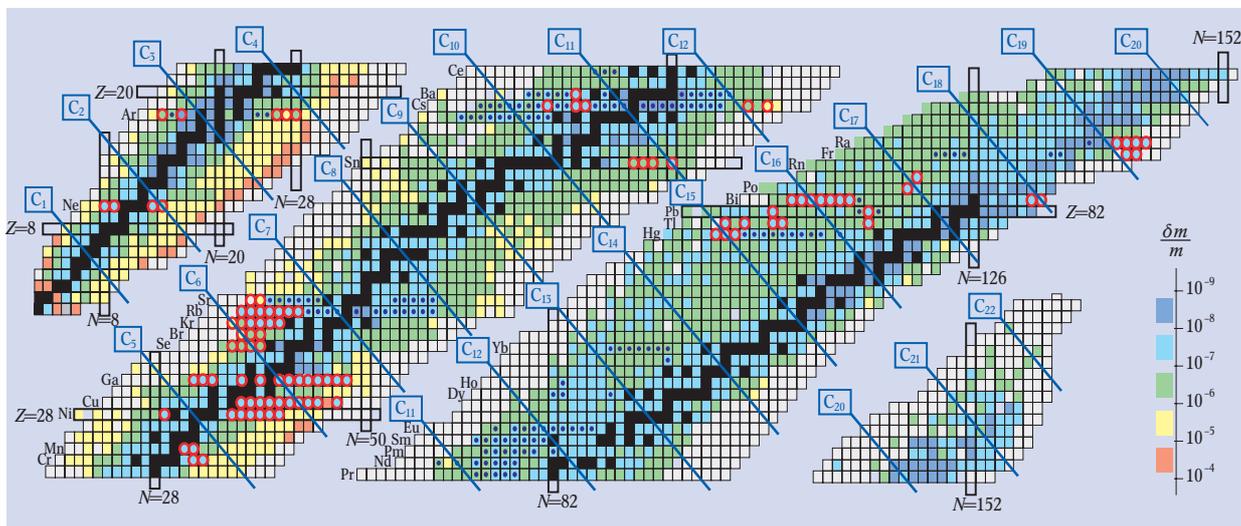
Die Masse eines Atoms bzw. Atomkerns ist einzigartig wie ein Fingerabdruck und daher eine der fundamentalsten Größen in der Atom- und Kernphysik. Präzisionsmassenmessungen an kurzlebigen Nukliden machen beispielsweise Kernstruktureffekte sichtbar, legen die Grenzen der Stabilität genauer fest und erlauben es, Kernmodelle zu testen und ihre Vorhersagekraft zu verbessern. Darüber hinaus erlauben sie es auch, das Standardmodell zu überprüfen oder die Nukleosynthese in der Astrophysik zu modellieren. Mit der Einführung von Kohlenstoffclustern als Referenzmassen ist es erstmalig möglich, absolute direkte Massenmessungen entlang der gesamten Nuklidkarte durchzuführen.

Alle bekannten Elemente sind im Periodensystem, nach ihrer Kernladung geordnet, aufgeführt. Eine feinere Aufteilung der einzelnen Elemente in Kerne unterschiedlicher Neutronenzahl findet in der Nuklidkarte statt, die alle bekannten Atomkerne in zweidimensionaler Darstellung nach der Anzahl der enthaltenen Neutronen N (waagrechte Achse) und Protonen Z (senkrechte Achse) zeigt. Leichte, stabile Kerne haben etwa die gleiche Anzahl an Protonen und Neutronen und bilden das so genannte „Stabilitätstal“ um die $N = Z$ -Linie. Kerne zu jeder Seite des Tals existieren nicht in der Natur, lassen sich jedoch auf unterschiedlichste Weisen künstlich erzeugen. Zumeist

werden dazu zwei stabile Kerne mit sehr hoher Energie aufeinander geschossen, sodass in den Bruchstücken der beiden Reaktionspartner auch sehr kurzlebige Nuklide enthalten sind. Sie leben eine gewisse Zeit, bevor sie zerfallen, häufig lange genug, um sie experimentell zu untersuchen.

Die Karlsruher Nuklidkarte enthält für alle 112 derzeit bekannten Elemente mehr als 3000 natürliche und künstliche Nuklide mit ihren Halbwertszeiten und Zerfallsarten sowie den Energien der wichtigsten emittierten Strahlungsarten. Nahezu alle existieren nur für eine kurze Zeit, sodass es nur weniger als 300 absolut stabile Nuklide gibt. Daran ist bereits das große Forschungspotenzial zu erkennen, das instabile Kerne bieten. Wie die spezielle Nuklidkarte in Abb. 1 verdeutlicht, ist von vielen Nukliden die Kernmasse – und damit die Bindungsenergie – zurzeit noch nicht oder nur relativ ungenau bekannt [1], sodass auf die Angabe von extrapolierten Werten mit Hilfe von Massenmodellen zurückgegriffen werden muss (siehe dazu den Übersichtsartikel [2]). Daher wurde am on-line Isotopenseparator

Abb. 1: Diese Nuklidkarte zeigt die relativen Massenunsicherheiten $\delta m/m$ für jedes bekannte Nuklid farbkodiert (s. Skala unten rechts; schwarz: stabil). Die Massen von grau unterlegten Nukliden wurden anhand von systematischen Trends abgeschätzt [1]. Rote Kreise (blaue Punkte) markieren Nuklide, deren Massen mit ISOLTRAP ab 2000 (bis 1999) bestimmt wurden. Die Isobarenlinien der Kohlenstoffcluster C_1 bis C_{22} verdeutlichen den großen Vorteil des „Clusterkamms“ als Massen- bzw. Frequenzreferenz.



Dr. Klaus Blaum, CERN, Physik Department, CH-1211 Genf 23, und Gesellschaft für Schwerionenforschung GSI, Abt. AP, Planckstr. 1, 64291 Darmstadt – Vortrag anlässlich der Verleihung des Gustav-Hertz-Preises 2004 auf der 68. Physikertagung in München.

ISOLDE¹⁾ im europäischen Kernforschungszentrum CERN²⁾ in Genf die ISOLTRAP-Apparatur³⁾ aufgebaut, die hochpräzise Massenmessungen an den kurzlebigen radioaktiven Nukliden ermöglicht [3, 4].

Die meisten der bis dato mit ISOLTRAP vermessenen Radionuklide (s. Abb. 1) dienen zur Beantwortung von kernphysikalischen Fragen hinsichtlich Kernbindungsenergie (siehe Infokasten „Beziehung zwischen Atommasse, Kernmasse und Kernbindungsenergie“) und Kernstruktur. Präzise Massenmessungen mit relativen Genauigkeiten im Bereich von $\delta m/m = 10^{-6}$ bis

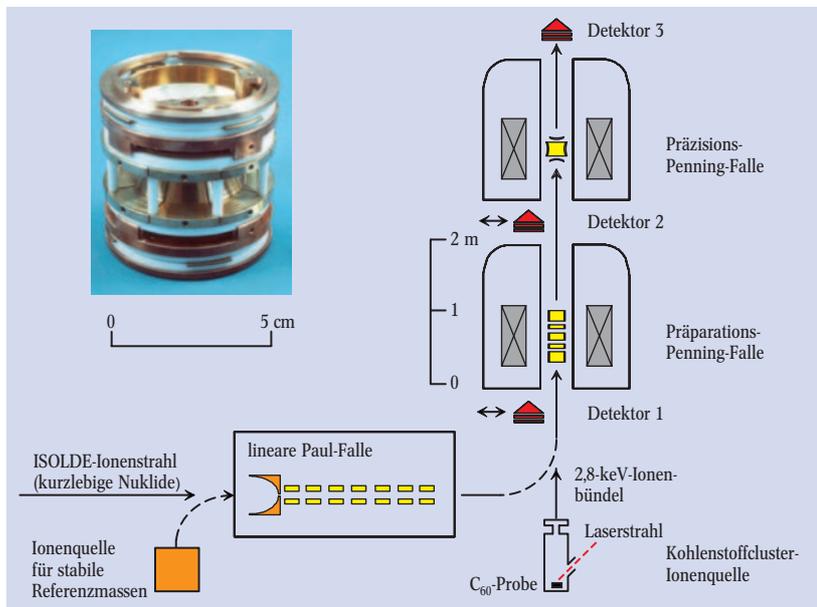


Abb. 2: Das Massenspektrometer ISOLTRAP erstreckt sich über drei Stockwerke mit einer Gesamthöhe von etwa 6 m. Neben der linearen Paul-Falle und den beiden Penning-Fallen sind die Ionenquelle für stabile Referenzmassen und die neue Kohlenstoffcluster-Referenzionenquelle dargestellt. Das Foto zeigt die Präzisions-Penning-Falle.

10^{-7} entlang einer Isotopenkette⁴⁾ erlauben es z. B., Änderungen in der Kernstruktur sichtbar zu machen. In der Astrophysik ist die Masse von Radionukliden einer der wichtigsten und kritischsten Eingabeparameter für zuverlässige Berechnungen zur Elemententstehung (Nukleosynthese). Für bestimmte Radionuklide werden hier relative Messgenauigkeiten von $\delta m/m \leq 10^{-7}$ benötigt. Wie im Laufe des Beitrages noch erläutert wird, ermöglichen Genauigkeiten von $\delta m/m = 10^{-8}$ für ausgewählte exotische Kerne Tests der schwachen Wechselwirkung und des Standardmodells der Teilchenphysik.

Das ISOLTRAP-Experiment

Die Radionuklide werden an ISOLDE erzeugt, indem ein Target alle 1,2 s mit einem 1,4-GeV-Protonenstrahl beschossen wird. Die Reaktionsprodukte diffundieren aus dem geheizten Target in die Ionenquelle. Die Atome werden ionisiert, auf 60 keV beschleunigt und anschließend mit einem Dipolmagneten massensepariert. Der isotonen-, aber nicht isobareseparierte, nahezu kontinuierliche Ionenstrahl wird dann den verschiedenen Experimenten, z. B. ISOLTRAP, zugeführt.

Kernstücke des Penning-Fallen-Massenspektrometers ISOLTRAP sind drei unterschiedliche Ionenfallen (Abb. 2): eine segmentierte lineare Paul-Falle sowie eine zylindrische und eine hyperbolische (ideale) Pen-

ning-Falle. Bei der linearen Paul-Falle wird ähnlich wie bei einem Quadrupol-Massenfilter eine Wechselspannung an die Elektroden angelegt, um eine radiale Speicherung der Ionen zu erzielen. Ein zusätzliches positives Potential fängt an den Fallensegmenten die negativen Ionen in axialer Richtung ein, sodass sie in allen drei Dimensionen gespeichert werden. Die lineare mit Helium-Puffergas gefüllte Paul-Falle dient in erster Linie dazu, die Ionen abzubremesen, zu stoppen, zu speichern und anschließend als ca. 1 μ s langer Ionenpuls mit einer Energie von 2,8 keV der Präparations-Penning-Falle zuzuführen.

Grundlage der Speicherung von Ionen in einer Penning-Falle ist die Überlagerung eines schwachen elektrischen Quadrupolfeldes mit einem starken Magnetfeld, in dem die Lorentz-Kraft die Ionen auf einer kreisförmigen Bahn hält. In der zylindrischen – aus vierfach geteilten Ringsegmenten aufgebauten – Penning-Falle werden die Ionen mittels Helium-Puffergas massenselektiv gekühlt, d. h. gewünschte Ionen werden in die Fallennitte zentriert, unerwünschte Ionen aus der Falle entfernt. Dabei wird ein Auflösungsvermögen von $R = m/\Delta m(\text{FWHM})^5 \approx 10^5$ erreicht, was ausreicht, um Isobare aufzulösen. Diese Präparationsfalle erlaubt es somit, gezielt eine Ionensorte aus einem Isobarenmisch zu selektieren und diese dann der Präzisions-Penning-Falle (s. Foto in Abb. 2 und Abb. 3a) zuzuführen. Diese besteht aus zwei hyperbolisch geformten Endkappen und einer vierfach geteilten hyperbolischen Ringelektrode und dient der eigentlichen Massenbestimmung. Das Magnetfeld wird bei beiden Penning-Fallen mit einem supraleitenden Magneten der Stärke 4,7 T (Präparationsfalle) bzw. 5,9 T (Präzisionsfalle) erzeugt. Das ist um ca. einen Faktor 10^5 stärker als das Erdmagnetfeld.

Werden die in einer Penning-Falle gefangenen geladenen Teilchen aus dem Potentialminimum ausgelenkt, so führen sie eine Überlagerung von drei Oszillations-Eigenbewegungen aus: eine harmonische Schwingung in axialer Richtung (Frequenz ν_z) sowie die radiale Magnetron- (ν_-) und die modifizierte Zyklotronbewegung (ν_+) (Abb. 3b, c). Für ein Ion mit der Masse 100 u sind die Frequenzen dieser Bewegungen in der Präzisionsfalle etwa $\nu_z = 44$ kHz, $\nu_- = 1$ kHz und $\nu_+ = 1$ MHz. Um eine Anregung der Bewegungsmoden zu ermöglichen, ist die Ringelektrode vierfach segmentiert.

Wie nun gezeigt wird, lässt sich durch gezielte Anregung dieser Bewegungsmoden die Masse der Teilchen bestimmen. Dazu wird zunächst die Magnetronbewegung resonant mit einem azimuthalen Dipolfeld der Frequenz ν_- angeregt. Dies führt in erster Näherung zu einer linearen Vergrößerung der entsprechenden Bewegungsradien und lässt sich daher auch ausnutzen, um unerwünschte Ionen massenselektiv aus der Falle zu entfernen. Anschließend werden die beiden radialen Bewegungen mit einem azimuthalen Quadrupolfeld angeregt. Für das weitere entscheidend ist die Tatsache, dass eine resonante Anregung mit der Summenfrequenz $\nu_c = \nu_+ + \nu_-$ diese Bewegungen koppelt. Die Summenfrequenz $\nu_c = qB/(2\pi m)$ ist die reine Zyklotronfrequenz, mit der sich ein Ion der Ladung q und Masse m in einem homogenen Magnetfeld B (ohne elektrisches Quadrupolfeld) auf einer Kreisbahn bewegt. Bei bekanntem Magnetfeld B wird durch Messen von ν_c im Prinzip das Masse-zu-Ladungsverhältnis m/q bestimmt.

Da die Radialenergie näherungsweise proportional zur Umlauffrequenz des Ions in der Falle ist, führt die

1) <http://isolde.web.cern.ch/isolde/>

2) www.chern.ch

3) <http://isoltrap.web.cern.ch/isoltrap/>

4) Als Isotope bezeichnet man Nuklide mit gleicher Ordnungszahl (Protonenzahl) aber verschiedener Neutronenzahl und damit unterschiedlicher Masse. Nuklide mit gleicher Nukleonenzahl (Summe der Protonen und Neutronen im Atomkern) und verschiedener Ordnungszahl bezeichnet man als Isobare.

5) FWHM (Full Width Half Maximum) gibt die volle Resonanzlinienbreite bei halber Höhe der Maximalintensität an.

resonante Kopplung von Magnetron- und modifizierter Zyklotronbewegung zu einem Anwachsen der radialen kinetischen Energie ($v_+ \gg v_-$) und damit auch zu einer Erhöhung des zur Zyklotronbewegung gehörenden magnetischen Moments. Wird nun das Potential der oberen Fallenendkappe erniedrigt, so beschleunigt der magnetische Feldgradient im inhomogenen Feldbereich oberhalb der Falle die Ionen in Richtung des Nachweisdetektors (Detektor 3 in Abb. 2). Die Kraft ist dabei proportional zum magnetischen Moment und somit zur radialen Energie, sodass diejenigen Ionen, für die die Kopplung zwischen Magnetron- und Zyklotronbewegung am effizientesten war, als erste am Detektor auftreten. Misst man die Flugzeit als Funktion der angelegten Anregungsfrequenz ν_{rf} des Wechselfeldes, so erhält man mit dieser sog. Flugzeitresonanzmethode eine charakteristische Resonanzkurve, deren Minimum bei $\nu_{rf} = \nu_c$ liegt. Für die Bestimmung der Flugzeit dient der Ausschuss der Ionen aus der Falle als Startsignal und das Eintreffen der Ionen auf dem Detektor als Stoppsignal.

Abb. 4a zeigt eine typische Resonanzkurve für das stabile Ion Rubidium-85, Abb. 4b das Analogon für das extrem kurzlebige Radionuklid Rubidium-74 mit einer Halbwertszeit von nur 65 ms. Eine Anpassung der theoretisch zu erwartenden Linienform an die Datenpunkte liefert für $^{85}\text{Rb}^+$ die Resonanzfrequenz mit einer Unsicherheit von wenigen 10^{-8} innerhalb weniger Minuten. Das erreichbare Auflösungsvermögen entspricht näherungsweise dem Produkt aus Zyklotronfrequenz und Anregungsdauer. Für eine Anregungsdauer von 10 s und Ionen der Massenzahl 100 lässt sich daher ein extrem hohes Auflösungsvermögen von zehn Millionen mit ISOLTRAP erreichen. Die Resonanzkurve für ^{74}Rb wurde mit 1100 nachgewiesenen Ionen innerhalb von drei Stunden Messzeit aufgenommen.

In der Praxis wird das Magnetfeld mit einem Referenz-Ion kalibriert, wobei sich im Ergebnis auch die Ladung – sofern die Ionen gleichgeladen sind – herauskürzt⁶⁾: $m = m_{\text{ref}} \cdot \nu_{c,\text{ref}} / \nu_c$. Die Referenzmasse muss sehr genau bekannt sein und sollte möglichst in der Nähe der zu messenden Masse liegen, da viele systematische Unsicherheiten mit dem Abstand der Massen skalieren. Der Wahl der Referenzionen kommt daher eine große Bedeutung zu. In der Vergangenheit wurden an ISOLTRAP die sehr genau bekannten Massen von ^{39}K , ^{85}Rb und ^{133}Cs mit einer relativen Unsicherheit $\delta m/m$ von kleiner 10^{-9} benutzt. Insbesondere bei Messungen von hohen Massen (siehe Nuklidkarte Abb. 1) musste häufig eine große Massendifferenz zwischen Referenzion und zu untersuchendem Ion in Kauf genommen werden.

Kohlenstoffcluster als Referenzmassen

Eine im Jahre 2001/2002 vorgenommene Weiterentwicklung hat die Genauigkeit der Messergebnisse entscheidend verbessert und kann daher als Durchbruch in der Präzisionsmassenspektrometrie von kurzlebigen Radionukliden bezeichnet werden: die Einführung von Kohlenstoffclustern C_n als absolute Massenreferenz [5]. Diese haben mehrere Vorteile: So basiert die atomare Masseneinheit u auf dem Kohlenstoffisotop ^{12}C , sodass mit Kohlenstoffclustern Referenzionen zur Verfügung stehen, die selbst praktisch keinerlei Ungenauigkeit in ihrer eigenen Masse aufweisen.⁷⁾ Damit wird erstmals die absolute Massenbestimmung kurzlebiger Radionu-

klide möglich. Es gibt einen weiteren Vorteil: Wie an den blauen Isobarenlinien („Clusterkamm“) in Abb. 1 zu erkennen ist, wird mit den Kohlenstoffclustern C_n^+ zwischen $n = 1$ und 22 das gesamte Massenspektrum der Nuklidkarte mit Referenzionen abgedeckt, wobei der maximale Abstand zwischen Referenzmasse und zu bestimmender Masse höchstens sechs Masseneinheiten beträgt. Schließlich bieten Cluster die Möglichkeit zur gezielten Suche nach systematischen Fehlern. Das Massenverhältnis von Clustern verschiedener Größe, d. h. unterschiedlicher Atomzahl (C_n und C_m mit $n \neq m$) ist eine wohldefinierte bekannte Größe. Bei Messungen von solchen Verhältnissen werden also systematische Abweichungen zu Tage treten. Um ISOLTRAP auf diese Effekte zu testen, wurde eine Kohlenstoffcluster-Ionenquelle aufgebaut und eine Vielzahl von Messungen an Kohlenstoffclustern der unterschiedlichsten Größen durchgeführt [5].

Zur Erzeugung der Cluster wird eine Fullerenprobe mit einem frequenzverdoppelten Nd:YAG-Laser beschossen (Wellenlänge $\lambda = 532$ nm). Dabei lösen sich die C_{60} -Teilchen von der Oberfläche und werden teilweise auch ionisiert. Bei entsprechender Laserintensität (etwa 10 J/cm^2) kommt es zusätzlich zur Fragmentierung in kleinere Clusterbruchstücke. In Folge der unterschiedlichen massenabhängigen Geschwindigkeiten der Einzelkomponenten bei Beschleunigung in einem elektrischen Feld werden sie in einem Flugzeitspektrum getrennt. Das in Abb. 5a dargestellte Spektrum zeigt eine typische Häufigkeitsverteilung von C_n -Clustern ($n = 1, 2, 3, \dots, 60$). Wie schon seit längerem bekannt

6) Diese Bedingung ist bei Massenmessungen an ISOLTRAP immer erfüllt, da ausschließlich einfach positiv geladene Ionen untersucht werden.

7) Wie man leicht über-schlagen kann, fallen bei den hier betrachteten Genauigkeiten von $\delta m/m = 10^{-8}$ die Unsicherheiten in den atomaren Bindungsenergien, d. h. die Bindungsenergien zwischen den Atomen des Clusters, in der Größenordnung eV (noch!) nicht ins Gewicht.

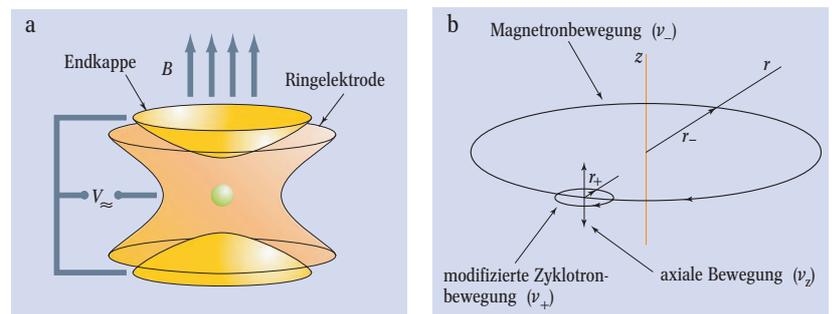


Abb. 3: Geladene Teilchen in einer Penning-Falle (a) führen eine Überlagerung von drei Oszillations-Eigenbewegungen aus: eine axiale Mode sowie in radialer Richtung die Magnetron- und modifizierte Zyklotronmoden (b). Die Amplituden der Gesamtionenbewegung (c) liegt unter einem Millimeter.

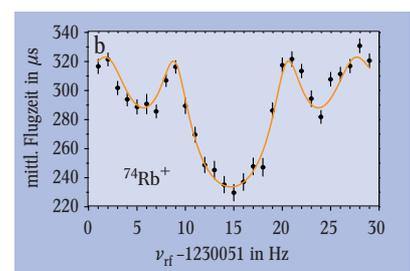
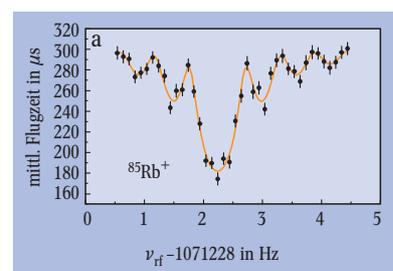
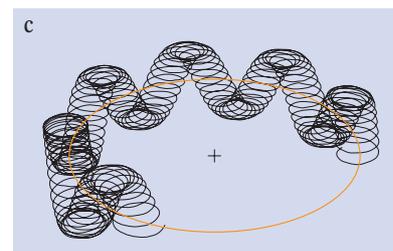


Abb. 4: Flugzeitresonanzkurve eines stabilen $^{85}\text{Rb}^+$ -Ions (a) und eines kurzlebigen $^{74}\text{Rb}^+$ -Ions mit einer extrem kleinen Halbwertszeit von nur 65 ms (b). Die

Anpassung der theoretisch erwarteten Linienform an die Datenpunkte dient zur Bestimmung der Resonanzfrequenz ν_c .

ist, handelt es sich bei den größeren, nur geradzahlig auftretenden Clustern um Bruchstücke fulleren-förmiger Systeme. Die kleineren Cluster haben lineare oder Ringstrukturen. Sie werden in allen Größen beobachtet und bieten damit ein ideales Reservoir an Referenz-Ionen für die Präzisionsmassenmessungen an Radionukliden. Die geeigneten Cluster werden in der ersten Penning-Falle über ihre Masse ausgewählt und anschließend ihre Zyklotronfrequenz in der Präzisionsfalle bestimmt. Abb. 5b zeigt eine Zyklotronresonanzkurve für C_{10}^+ mit einem Auflösungsvermögen von etwa einer Million. Der Aufbau erlaubt es sogar, die Zyklotronfrequenz von C_{60}^+ -Fullerenen zu bestimmen.

Mit Hilfe der Kohlenstoffcluster gelang es erstmalig, die Grenze der Genauigkeit von ISOLTRAP auszuloten [6]. Dazu wurden mehr als 300 Zyklotronresonanzkurven für „Kreuzreferenz-Messungen“ aufgenommen, d. h. die Masse von Kohlenstoffclustern C_m der Clustergröße m gegen die Masse von Kohlenstoffclustern C_n der Größe n (mit $n \neq m$) gemessen. Eine kleine systematische Abweichung, die mit der Massendifferenz skaliert, konnte so gefunden und korrigiert werden. Aus den zahlreichen Kreuzreferenz-Messungen ergibt sich als obere Grenze für die erreichbare Genauigkeit bei ISOLTRAP-Massenmessungen ein Wert von $\delta m/m = 8 \cdot 10^{-9}$, begrenzt lediglich durch Magnetfeldschwankungen im Labor aufgrund thermischer Drifts und Druckschwankungen im Heliumreservoir der supraleitenden Magneten [6]. Die erreichbare Genauigkeit ist damit um mehr als eine Größenordnung besser als bei früheren Messungen abgeschätzt, bei denen die Kohlenstoffcluster-Referenzen noch nicht zur Verfügung standen. Der von der Massendifferenz abhängige systematische Fehler beträgt bei der Verwendung von Kohlenstoffclustern im ungünstigsten Falle, d. h. bei einem maximalen Massenabstand von $6 u$, weniger als $1 \cdot 10^{-9}$ und kann zudem korrigiert werden.

Präzisionsmassenmessungen für fundamentale Studien

Mit ISOLTRAP wurden schon in der Vergangenheit neue oder verbesserte Massenwerte von etwa 170 verschiedenen Radionukliden erzielt (siehe Abb. 1) [7]. Kohlenstoffcluster und weitere zahlreichen Neuerungen [8] haben die Apparatur noch leistungsfähiger gemacht. Die nun einzigartige Anlage erlaubt es, die Massen von kurzlebigen Radionukliden, die nur in geringsten Mengen von 100 Ionen pro Sekunde produziert werden und nur eine Halbwertszeit von wenigen 10 ms haben, mit einer Genauigkeit von $\delta m/m \leq 1 \cdot 10^{-8}$ zu bestimmen. Das eröffnet neue Anwendungsfelder, die über den Test von Kernmodellen hinausreichen und eine Vielzahl weiterer Untersuchungen ermöglichen, wie z. B. die Überprüfung der Unitarität der Cabibbo-Kobayashi-Maskawa-Matrix, welche die Quark-Mischung in der schwachen Wechselwirkung beschreibt. Als Beispiel seien Präzisionsmassenmessungen an den neutronenarmen, kurzlebigen Nukliden Argon-32 und Rubidium-74 erwähnt, die mit Halbwertszeiten von 98 ms bzw. 65 ms die kurzlebigen Nuklide sind, die je in einer Penning-Falle untersucht wurden. Weitere kürzlich untersuchte Nuklide und die erreichten Genauigkeiten sind in Abb. 1 angegeben.

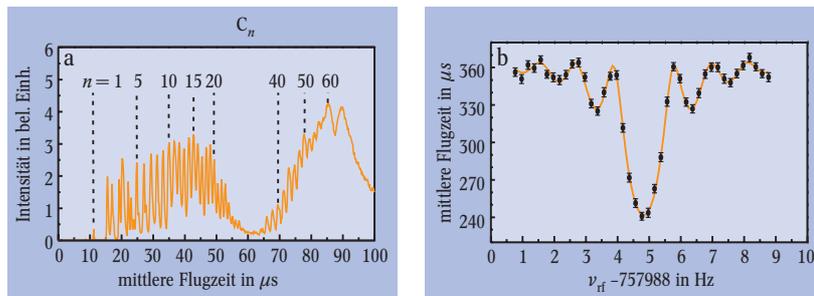


Abb. 5:
 ▶ a) Typisches Flugzeit-Massenspektrum der Kohlenstoffclusterionen nach Desorption, Fragmentation und Ionisation.
 ▶ b) Zyklotronresonanzkurven von C_{10}^+

mit einer Anpassung (durchgezogene Linie) der theoretisch erwarteten Linienform an die Datenpunkte. Die Anrengungsdauer betrug $T_{RF} = 0,9$ s.

Beziehung zwischen Atommasse, Kernmasse und Kernbindungsenergie

Die Beziehung zwischen Atommasse $m_{at}(N,Z)$ und Kernmasse $m(N,Z)$ ist gegeben durch

$$m_{at}(N,Z) = m(N,Z) + Zm_e - B_{el}(Z),$$

wobei m_e die Elektronenmasse und $B_{el}(Z)$ die Gesamtbindungsenergie der Elektronen ist. Atommassen werden in Masseneinheiten oder Energieeinheiten angegeben. Die atomare Masseneinheit u (für „unified atomic mass unit“) ist definiert als ein Zwölftel der Masse des neutralen ^{12}C -Atoms. Der jüngste CODATA-Wert ist $u = 1,660\,538\,86 \times 10^{-27}$ kg = 931,494 043 MeV/ c^2 mit einer experimentellen Unsicherheit von 0,08 ppm.

Das Interesse an Kernmassen liegt in der Tatsache, dass die Masse $m(N,Z)$ eines Kerns mit N Neutronen und Z Protonen deutlich geringer ist als die Summe der Massen seiner Konstituenten, d. h. der freien Nukleonen. Somit lässt sich die Kernbindungsenergie B direkt bestimmen:

$$B(N,Z) = [Nm_n + Zm_p - m(N,Z)]c^2.$$

$m_n = 1,008\,664\,915\,60(55)$ u bezeichnet dabei die Neutronenmasse, $m_p = 1,007\,276\,466\,88(13)$ u die Protonenmasse.

Bei der Bindungsenergie wird die berühmte

Einsteinsche Energie-Masse-Beziehung $E = mc^2$ direkt greifbar: Zur Veranschaulichung wird der Kern ^{56}Fe betrachtet. Er besteht aus $A = 56$ Nukleonen ($Z = 26$ und $N = 30$). Addiert man die Massen der einzelnen Bausteine, so ergibt sich als Gesamtmasse $Zm_p + Nm_n = 56,449\,135\,606(20)$ u. Genaue Massenmessungen ergaben jedoch, dass die Masse des ^{56}Fe -Kerns nur $m(^{56}Fe) = 55,934\,937\,5(7)$ u beträgt. Sie ist also um $0,514\,198\,1$ u oder etwa 1 % geringer als die Summe der Massen seiner Kernbausteine. Bei der Fusion der Protonen und Neutronen zu einem Kern wird demzufolge ein Teil ihrer Masse in Energie umgewandelt. Pro Nukleon handelt es sich um $0,009\,182$ u, d. h. die mittlere Bindungsenergie pro Nukleon beträgt gemäß Einsteins Formel: $E/A = \Delta mc^2/A = 8,55$ MeV = $1,37 \cdot 10^{-12}$ J. Anders ausgedrückt: Die Bindungsenergie eines einzigen solchen Kernes genügt um ein Ensemble von etwa sechs Milliarden Wassermolekülen von Zimmertemperatur auf 100 Grad Celsius zu erwärmen. Es sei angemerkt, dass ^{56}Fe das Nuklid mit der höchsten Bindungsenergie pro Nukleon ist. Die Größenordnung der mittleren Bindungsenergie ist aber für andere Kerne ähnlich.

Wenn ein Betazerfall stattfindet, wie z. B. beim Nuklid ^{32}Ar , werden das Positron und das Neutrino nicht isotrop emittiert, sondern unter einem bestimmten Winkel zueinander. Diese Winkelkorrelation, der „Beta-Neutrino-Korrelationskoeffizient“, wurde im β -verzögerten Protonenzerfall von ^{32}Ar an

ISOLDE 1999 sehr genau vermessen [9]. Sie liefert die zurzeit beste Grenze für einen möglichen skalaren Beitrag zur schwachen Wechselwirkung, welche im derzeit so erfolgreichen Standardmodell nicht enthalten ist. Ein solcher Beitrag würde bedeuten, dass die schwache Wechselwirkung nicht nur durch den Austausch der drei bekannten Vektorbosonen (Spin-1-Teilchen) W^+ , W^- und Z^0 zustande kommt, sondern dass darüber hinaus auch skalare Spin-0-Teilchen beitragen würden. Für diesen Test müssen allerdings die Massen von Mutter- und Tochterkern sehr genau bekannt sein. 1999 lagen für ^{32}Ar noch keine gemessenen Massenwerte vor, so dass Wigners Theorie (siehe Infokasten „Wigners Massengleichung für Isobarenmultipletts“) herangezogen wurde, um die ^{32}Ar -Masse theoretisch vorherzusagen. Sie besagt, dass die starke Wechselwirkung nahezu

unabhängig von der Ladung ist. Mit ISOLTRAP gelang es, die Masse von ^{32}Ar erstmals zu messen und die Genauigkeit des Wertes für ^{33}Ar ($T_{1/2} = 173\text{ ms}$) um nahezu einen Faktor 100 zu verbessern [10]. Dies erlaubte zum einen den zwingendsten Test für Wigners Theorie (Abb. 6), und zum anderen ließ sich die Grenze für einen skalaren Beitrag zur schwachen Wechselwirkung noch weiter verbessern [10].

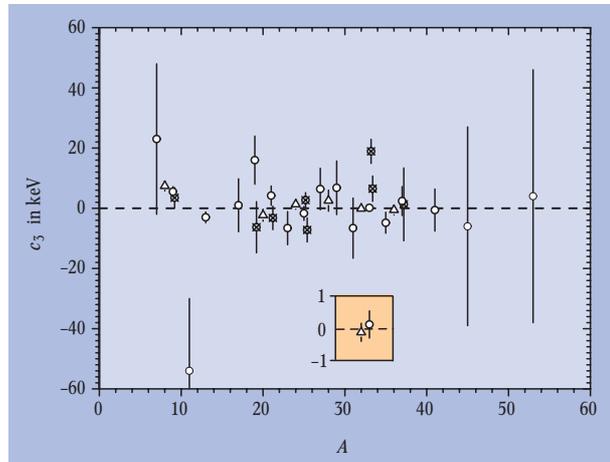


Abb. 6: Test der Massengleichung für Isobarenmultipletts über die c_3 -Koeffizienten aller vollständig gemessenen Quartetts (Kreise) und Quintetts (Dreiecke) [10]. Im Falle der Quartetts geben die leeren Kreise die Grundzustände an, die durchkreuzten Kreise die höher liegenden Zustände. Der Ausschnitt zeigt die Werte für $A = 32$ und $A = 33$, wie sie aus ISOLTRAP-Messungen an den Argon-Massen resultieren. Die c_3 -Skala ist dabei um einen Faktor 10 vergrößert.

Ein weiteres wichtiges ISOLTRAP-Experiment mit fundamentalem Charakter war die präzise Bestimmung der Zerfallsenergie des Betazerfalls von ^{74}Rb nach ^{74}Kr über direkte Massenmessungen des Mutter- (^{74}Rb) und Tochternuklids (^{74}Kr). Bei diesem besonderen Zerfall werden weder Kernspin noch Parität geändert. Aufgrund der kleinen Halbwertszeit von ^{74}Rb konnten nur kurze Anregungsdauern in der Präzisionsfalle verwendet werden, um Zerfallsverluste zu minimieren. Daraus resultiert auch die größere Linienbreite in Abb. 4b. Trotzdem gelang es, relative Genauigkeiten von $\delta m/m = 5 \cdot 10^{-8}$ zu erreichen, mehr als einen Faktor 100 genauer als je zuvor.

Diese Ergebnisse erlauben es, die Unitarität der Cabibbo-Kobayashi-Maskawa-Matrix (CKM) zu prüfen und damit das Standardmodell zu testen [11]. Die Summe der Quadrate der Matrixelemente der ersten Zeile (V_{ud} , V_{us} und V_{ub}) muss Eins ergeben, wenn es nur drei Quarkgenerationen gibt, wie im bislang so erfolgreichen Standardmodell angenommen. Das erste Matrixelement V_{ud} ergibt sich aus Größen, die man aus Untersuchungen an bestimmten Betazerfällen (z. B. $^{74}\text{Rb} \rightarrow ^{74}\text{Kr}$) und am Myonzerfall erhält, so z. B. die Zerfallsenergie und die Halbwertszeit. Den Massenmessungen an den Radionukliden kommt dabei eine besondere Bedeutung zu, da die Zerfallsenergie mit der fünften Potenz in die Berechnungen eingeht. Die beiden anderen CKM-Matrixelemente der ersten Zeile werden aus Hochenergiephysikexperimenten (Kaonzerfall und B-Mesonzerfall) gewonnen und sind in der Literatur zu finden. Die Summe $V_{us}^2 + V_{ud}^2 + V_{ub}^2$ ergab eine 2,3 σ -Abweichung von der Unitarität, was viele Fragen u. a. hinsichtlich des akzeptierten Standardmodells aufwarf.

Neuere Messungen am Kaonzerfall zur Bestimmung des zweiten Matrixelements V_{us} deuten jedoch darauf hin, dass der Wert für V_{us} drastisch korrigiert werden muss, so dass die Unitarität wieder erfüllt zu sein scheint [12]. Weitere Massenmessungen, die zur noch schärferen Überprüfung der Unitarität der CKM-Matrix beitragen, werden mit ISOLTRAP in den nächsten Monaten durchgeführt.

Besetzungsinversion von Kernzuständen

Neben Präzisionsmassenmessungen an Radionukliden gelang es kürzlich an ISOLTRAP, noch ein weiteres Anwendungsfeld zu erschließen. Gemäß der Einsteinschen Energie-Masse-Äquivalenz, $E = mc^2$, lassen sich angeregte Kernzustände, so genannte Isomere, vom Grundzustand durch ihre zusätzliche Masse unterscheiden. Die Genauigkeit, die ISOLTRAP bei den Massenmessungen erreicht, ermöglicht es, Kernanregungsenergien zu „wiegen“ [13].

Als Beispiel sei das kurzlebige Radionuklid ^{68}Cu gewählt. Der Kern hat einen Grundzustand mit einer Halbwertszeit von $T_{1/2} = 31,1(1,5)\text{ s}$ und einen Isomerenzustand mit einer Anregungsenergie von $E = 721,6(0,7)\text{ keV}$ und $T_{1/2} = 3,75(0,05)\text{ min}$. Wie in Abb. 7a für $^{68}\text{Cu}^+$ gezeigt, kann das Auflösungsvermögen so gewählt werden, dass die Ionen in ihrem Grundzustand ($I^\pi = 1^+$) oder alternativ in ihrem angeregten Zustand ($I^\pi = 6^-$) eindeutig getrennt werden. I bezeichnet dabei den Kernspin, π die Parität. Da die Zyklotronfrequenz umgekehrt proportional zur Kernmasse ist, erscheint die Resonanz der Ionen im Grundzustand bei einer höheren Frequenz als die Resonanz der Ionen im isomeren Zustand. Die Isolation von zustandsreinen Ionenensembles gelingt durch das massenselektive Herauswerfen der Ionen aus der Präzisionsfalle, die zum ungewünschten Zustand gehören (Abb. 7b,c). Damit wurde mit ISOLTRAP erstmalig die Selektion von exotischen Kernen in einem angeregten Zustand, d. h. die Besetzungsinversion eines Kernzustandes, unter Ausnutzung von massenspektrometrischer Ionenmanipulation in einer Penning-Falle demonstriert. Mit dieser Errungenschaft können nun isomerenisolierte Ionenensembles für weitere Ionenfallenexperimente oder für Experimente in anderen Apparaturen, wie z. B.

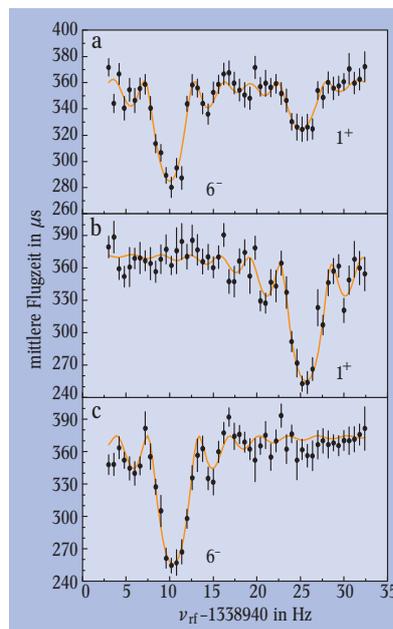


Abb. 7: Auflösung und Isolation von Grund- und isomeren Zustand in ^{68}Cu . Die Zyklotronresonanzkurven der aus der Falle ausgeschossenen Ionen zeigen in
 ► a) eine Mischung von zwei Zuständen, wie sie an ISOLDE produziert werden, in
 ► b) die Isolation des Grundzustandes und in
 ► c) die Isolation des isomeren Kernzustandes. In den Spektren ist die durchgezogene Kurve eine Anpassung der theoretisch erwarteten Linienform an die Datenpunkte zur Bestimmung der Resonanzfrequenz. Das Auflösungsvermögen betrug mehr als eine Million.

untergrundfreie Lebensdauermessungen, zur Verfügung gestellt werden, was ein neues und aufregendes Forschungsgebiet in der Kernphysik eröffnet.

Zusammenfassung und Ausblick

Dank systematischer Untersuchungen mit Kohlenstoffclustern und der damit verbundenen Entwicklung einer neuen Mess- und Auswertprozedur [5, 6] gelang es mit dem Penning-Fallen-Massenspektrometer ISOLTRAP in den letzten drei Jahren, etwa 100 Massen von Radionukliden mit Genauigkeiten im Bereich von $\delta m/m \approx 10^{-8}$ zu messen (siehe Abb. 1) [14]. Etwa 30 Massen davon waren zuvor unbekannt, mehr als die Hälfte der Massenwerte wurden in ihrem Fehler um mehr als eine Größenordnung verbessert.

Fallenexperimente zur Bestimmung der Masse von gespeicherten Radionukliden, wie sie von ISOLTRAP initiiert wurden, gewinnen mehr und mehr an Bedeutung in bestehenden Laboren zur Produktion von kurzlebigen Radionukliden. Neben ISOLTRAP ist kürzlich ein zweites Penning-Fallen-Massenspektrometer, die Canadian Penning Trap CPT, am Argonne National Laboratory (USA) in Betrieb gegangen. In Planungs- bzw. Testphase sind die Penning-Fallen-Apparaturen SHIPTRAP und HITRAP (GSI, Darmstadt, Deutschland), JYFL-TRAP (IGISOL, Jyväskylä, Finnland), LEBIT (NSCL, Michigan State University, USA), TITAN (TRIUMF, Vancouver, Canada) und MAFFTRAP (FRM II, München, Deutschland). Die in Planung befindlichen Forschungsanlagen, wie z. B. das Ausbauprojekt der GSI-Darmstadt, erreichen auch für extrem kurzlebige Nuklide Produktionsraten von einigen hundert Ionen pro Sekunde und machen so Bereiche der Nuklidkarte zugänglich, die im Moment für die Kernphysik noch unerreichbar sind. Auch diese zukünftigen Forschungsanlagen werden nicht auf Penning-Fallen-Massenspektrometer zur präzisen Bestimmung der Masse von Radionukliden verzichten können.

Wigners Massengleichung für Isobarenmultipletts

Wigner sowie Weinberg und Treiman zeigten 1957, dass die Massen von Mitgliedern eines Isospinmultipletts⁸⁾ der Beziehung

$$m(T_Z) = c_0 + c_1 T_Z + c_2 T_Z^2$$

folgen. Hierbei ist $T_Z = (N - Z)/2$ die Isospinprojektion mit der Neutronenzahl N und der Protonenzahl Z , c_0 , c_1 und c_2 sind Koeffizienten. Seit dieser Zeit haben viele Tests zur Überprüfung dieser quadratischen Form der Massengleichung für Isobarenmultipletts (isobaric-multiplet mass equation, IMME) stattgefunden. Damit sollte die Frage beantwortet werden, ob ein weiterer Isospinterm der Gleichung hinzugefügt werden muss und damit die der Gleichung zugrundeliegende Theorie nicht ausreichend

ist. Um IMME zu testen, erlaubt man einen zusätzlichen kubischen Term $c_3 T_Z^3$. Die c_3 -Werte für alle bisher durchgeführten Tests an Isospinquartetts und -quintetts sind in Abb. 6 aufgetragen. Die mit ISOLTRAP durchgeführten Massenmessungen an den kurzlebigen Radionukliden ^{32}Ar und ^{33}Ar führten zu einer drastischen Genauigkeitssteigerung für den c_3 -Koeffizienten im Multiplett mit $T = 3/2$, $A = 33$ und $T = 2$, $A = 32$. Wie die zehnfache Ausschnittsvergrößerung in Abb. 6 verdeutlicht, sind die c_3 -Koeffizienten mit Null verträglich. Damit stellen die ISOLTRAP-Untersuchungen an den beiden Multipletts die zwingendsten Tests für die quadratische Form von IMME dar.

Danksagung

Die meisten der hier vorgestellten Arbeiten wären nicht ohne die tatkräftige Unterstützung zahlreicher Kollegen möglich gewesen. Dazu zählen Georges Audi, Dietrich Beck, Georg Bollen, Pierre Delahaye, Sebastian George, Céline Guénaut, Frank Herfurth, Alexander Herlert, Alban Kellerbauer, Michael Kuckein, Dave Lunney, Manas Mukherjee, Daniel Rodríguez, Emmanuel Sauvan, Christoph Scheidenberger, Stefan Schwarz, Lutz Schweikhard, Günther Sikler, Christine Weber und Chabouh Yazidjian. Einen Kollegen möchte ich hervorheben, dem ich besonders dankbar bin. Das ist der „Vater“ des ISOLTRAP-Experiments Jürgen Kluge, der mir nicht nur jegliche Freiheit an der Apparatur erlaubte, sondern auch die vielen „Seitensprünge“ in andere Fachrichtungen ermöglichte. Des Weiteren ein herzliches Dankeschön an die ISOLDE-Mitarbeiter Friedhelm Ames, Juha Äystö, Peter Butler, Ulli Köster, Thomas Nilsson und die technische Abteilung unter der Leitung von Mats Lindroos. Auch die ausgezeichnete Ausbildung bei Bruce Bushaw, Klaus Wendt und Ernst Otten möchte ich erwähnen. Ausdrücklichen Dank gebührt der GSI in Darmstadt, dem CERN, dem BMBF und der EU für finanzielle Unterstützung sowie der DPG für die Würdigung meiner Arbeiten durch den Gustav-Hertz-Preis 2004.

Zum größten Dank verpflichtet bin ich meiner Frau Diana Katharina, die stets mit Verständnis und Liebe an meiner Seite steht.

Literatur

- [1] A. H. Wapstra, G. Audi und C. Thibault, Nucl. Phys. A **729**, 3 (2003)
- [2] D. Lunney, J. M. Pearson und C. Thibault, Rev. Mod. Phys. **75**, 1021 (2003)
- [3] G. Bollen et al., Nucl. Instrum. Methods A **368**, 675 (1996)
- [4] K. Blaum et al., Nucl. Instrum. Methods B **204**, 478 (2003)
- [5] K. Blaum et al., Eur. Phys. J. A **15**, 245 (2002)
- [6] A. Kellerbauer et al., Eur. Phys. J. D **22**, 53 (2003)
- [7] F. Herfurth et al., J. Phys. B **36**, 931 (2003)
- [8] K. Blaum et al., J. Phys. B **36**, 921 (2003)
- [9] E. G. Adelberger et al., Phys. Rev. Lett. **83**, 1299 und 3101 (1999)
- [10] K. Blaum et al., Phys. Rev. Lett. **91**, 260801 (2003)
- [11] A. Kellerbauer et al., Phys. Rev. Lett., im Druck (2004)
- [12] A. Sher et al., Phys. Rev. Lett. **91**, 261802 (2003)
- [13] J. Van Roosbroeck et al., Phys. Rev. Lett. **92**, 112501 (2004) und K. Blaum et al., Europhys. Lett., im Druck (2004)
- [14] K. Blaum et al., Nucl. Phys. A, im Druck (2004)

8) Die Symmetrie zwischen Protonen und Neutronen beschreibt man durch einen Formalismus, den man Isospin I nennt. Der Isospin wird formal wie ein quantenmechanischer Drehimpuls (Spin) behandelt und ist eine Erhaltungsgröße.

Der Autor

Klaus Blaum hat an der Universität Mainz studiert und promoviert, wobei er einen Teil dieser Zeit am Pacific Northwest National Laboratory in den USA verbrachte. Anschließend ging er als Postdoc zur Gesellschaft für Schwerionenforschung in Darmstadt, von wo aus er an das ISOLTRAP-Experiment am CERN abgeordnet wurde. Seit Anfang 2004 leitet er eine Helmholtz-Nachwuchsgruppe an der Universität Mainz.

