

Rutherfords Erbe

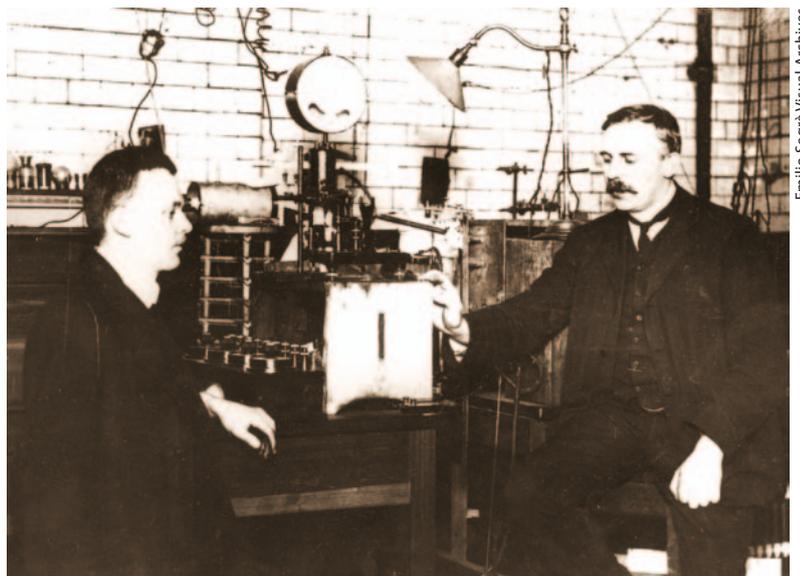
Hundert Jahre nach der Entdeckung des Atomkerns ist die Beschreibung dieses komplexen Vielteilchen-Systems immer noch eine Herausforderung für die Theorie.

Amand Faessler und Jochen Wambach

Atome sind überwiegend „leer“, denn nur eines von tausenden α -Teilchen fliegt nicht auf geradem Weg durch eine dünne Metallfolie. Dieses überraschende experimentelle Ergebnis erklärte Ernest Rutherford 1911 mit der Vorstellung eines punktförmigen Atomkerns und seiner berühmten Streuformel. Nach dieser Geburtsstunde hat sich die Kernphysik rasch zu einer lebendigen Teildisziplin der Physik entwickelt, die derzeit – dank neuer Beschleuniger und Experimente – eine Renaissance erlebt.

Nachdem Henry Becquerel im Februar 1896 die Radioaktivität entdeckt hatte, zeigte sich, dass die dabei auftretenden Strahlungsenergien weit höher sind als bei den bereits zuvor untersuchten Spektrallinien der Atome und Moleküle. Daher lag es nahe, dass die Radioaktivität ihren Ursprung im „Inneren“ der Atome hat – wie dieses jedoch aussieht, war völlig unklar. Joseph John Thomson, der 1897 erkannt hatte, dass β -Strahlen aus Elektronen bestehen, entwickelte daher ein Modell, bei dem das Atom aus einem positiv geladenen „Pudding“ und darin befindlichen negativen Elektronen als „Rosinen“ bestand („Plum-Pudding“-Modell). Ebenfalls 1897 hatte der in Neuseeland geborene Ernest Rutherford (Abb. 1) gezeigt, dass sich die Radioaktivität aus drei verschiedenen Bestandteilen zusammensetzt: den α -, β - und γ -Strahlen. Hierfür erhielt er 1908 den Nobelpreis für Chemie. Im gleichen Jahr schlug er seinem Mitarbeiter Hans Geiger vor, die Streuung von α -Teilchen an Metallfolien zu untersuchen.

Rutherford hatte, bevor er 1907 nach Manchester kam, bereits mit α -Teilchen (^4He -Kernen) aus dem Zerfall von Radon experimentiert. In dem Experiment von Geiger war das Radon in einem konischen Glasröhrchen eingeschlossen, das die α -Teilchen durch ein Glimmerfenster verlassen konnten (Abb. 2). Als Nachweis der an einer Metallfolie gestreuten Teilchen diente ein Zinksulfidschirm, der beim Auftreffen eines α -Teilchens sehr schwach aufleuchtete. Geiger beobachtete die Lichtblitze durch ein Mikroskop geringer Auflösung. Dies war so ermüdend, dass er den Studenten Ernest Marsden um Unterstützung bat. Die beiden fanden heraus, dass die meisten α -Teilchen ohne große Ablenkung durch die Metallfolie hindurch gingen und nur ein Teilchen von 8000 um mehr als 90 Grad abgelenkt wurde. Geiger und Marsden veröffentlichten ihr Resultat 1909 [1].



Emilio Segrè Visual Archives

Abb. 1 Hans Geiger (links) und Ernest Rutherford im Labor in Manchester, ca. 1908.

Zum Verständnis dieses zunächst überraschenden Ergebnisses berechnete Rutherford die Streuung von geladenen α - oder β -Teilchen im Coulomb-Feld einer Punktladung. Dazu verwendete er die gleiche Methode, mit der Newton bereits die Bahnkurve von Körpern im Gravitationsfeld bestimmt hatte. Heute ist das Resultat als Rutherfordsche Streuformel bekannt. Er hatte dabei doppelt Glück: Zum einen stimmt das klassische Resultat mit dem quantenmechanischen überein. Zum anderen „spürten“ die α -Teilchen die endliche Ausdehnung des Kerns nicht, da ihre Energie weit geringer war als die Höhe der Coulomb-Barriere. Daher ließ sich das Experiment durch eine punktförmige Ladung eZ korrekt beschreiben. Der größte Anteil der Masse

KOMPAKT

- Atomkerne sind sehr komplexe Vielteilchen-Systeme, in denen eine Vielzahl von Phänomenen auf sehr verschiedenen Energieskalen auftritt.
- Heute existieren zahlreiche Modelle, die von unterschiedlichen Freiheitsgraden ausgehen und verschiedene Aspekte beschreiben können.
- Ziel der modernen Kerntheorie ist es, diese Kernmodelle zu vereinheitlichen und Kerneigenschaften ab initio zu berechnen, wobei Nukleonen und Mesonen als elementar gelten.
- Die nukleare Landschaft besteht heute aus über 2000 bekannten Isotopen und einer „Terra incognita“, die für die Elemententstehung im Kosmos zentral ist.

Prof. Dr. Amand Faessler, Institut für theoretische Physik, Universität Tübingen, Auf der Morgenstelle 14, 72076 Tübingen; Prof. Dr. Jochen Wambach, Institut für Kernphysik, TU Darmstadt, Schlossgartenstr. 9, 64289 Darmstadt, und GSI Helmholtzzentrum, Planckstr. 1, 64291 Darmstadt

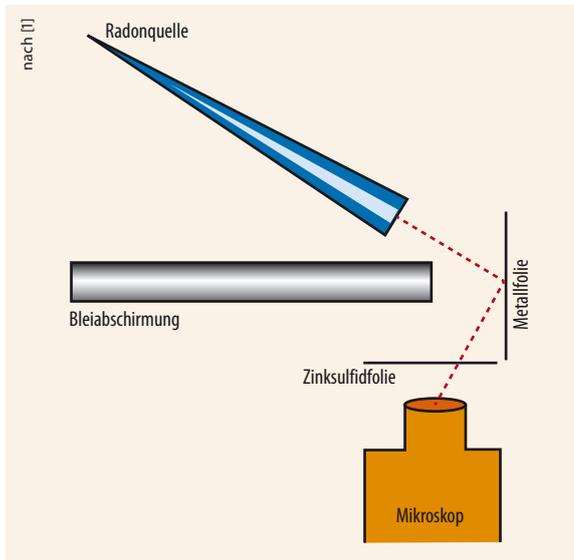


Abb. 2 In dem Experiment von Geiger und Marsden trafen α -Teilchen aus einer Radonquelle auf eine Metallfolie. Falls sie zurückreflektiert wurden, erzeugten sie in der Folie aus Zinksulfid einen Lichtblitz, der sich mit einem Mikroskop beobachten ließ. Die Bleiabschirmung verhinderte, dass α -Teilchen direkt auf die Folie trafen.

und die positive Ladung des Atoms mussten also in einem extrem kleinen „Kern“ lokalisiert sein.

Am 7. März 1911 berichtete Rutherford auf einem Treffen der „Literary and Philosophical Society“ in Manchester über die Experimente von Geiger und Marsden, und im Mai 1911 erschien die Veröffentlichung [2]. Niels Bohr war der „Berichterstatter“ für den Artikel, Gutachter gab es damals noch nicht. Der Atomkern und damit die Kernphysik waren geboren.

In den Jahren danach zeigte sich, dass der Atomkern nicht punktförmig, sondern selbst ein komplexes Vielteilchen-System aus Protonen und Neutronen ist, zusammen gehalten von den Kernkräften. In diesem System tritt eine Vielzahl von Phänomenen auf sehr verschiedenen Energieskalen auf, zu deren Beschreibung die unterschiedlichsten Modelle entstanden. Auf experimenteller Seite wurde dazu die von Geiger und Marsden verwendete elastische Streuung und ihre Interpretation zu einer Hochpräzisionsmethode entwickelt. Diese hat es u. a. erlaubt, den Radius und die Ladungsverteilung des Protons und schwerer Kerne zu bestimmen oder die innere Struktur der Protonen und Neutronen zu untersuchen. Experimente mit Lepton-Nukleon-Streuung in Stanford (SLAC), Hamburg (DESY) und später Genf (CERN) sowie Chicago (Fermilab) zeigten, dass die Nukleonen selbst zusammengesetzte Teilchen sind (Parton-Modell, Richard Feynman 1969). Seit inzwischen fast vierzig Jahren kennen wir die Quantenchromodynamik (QCD) als Theorie der starken Wechselwirkung, in der Quarks und Gluonen die elementaren Freiheitsgrade bilden. Angesichts ihrer Komplexität bleibt es aber Zukunftsmusik, die Vielzahl der auftretenden Phänomene, von denen dieser Artikel einige beschreibt, auch nur teilweise auf der Grundlage der QCD zu erklären.

1) Der modernen Massenspektroskopie mit Speicherringen wie dem ESR am GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung in Darmstadt oder mit Penning-Fallen ist es bis heute gelungen, die Massen von mehr als 2000 stabilen und instabilen Kernen mit relativen Genauigkeiten von 10^{-6} bis 10^{-11} zu bestimmen.

Erste Kernmodelle und die Quantenmechanik

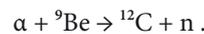
Doch nun wieder zurück zum Anfang des vorigen Jahrhunderts: Das Geiger-Marsden-Experiment misst das Quadrat der Kernladung $(eZ)^2$. Unabhängig davon ließ sich aus der molaren Wärmekapazität bei geeigneter Normierung (auf ^{12}C oder ^{16}O) die atomare Massenzahl A bestimmen, die jedoch nicht mit Z übereinstimmte. Rutherford vermutete 1914, dass $Z = A/2$ gilt, da er annahm, der Kern bestünde aus A Wasserstoffkernen und $Z - A$ Elektronen. Die immer präziseren Ergebnisse der Massenspektroskopie und insbesondere der Trennung der Isotope durch Francis W. Aston im Jahre 1919 bereiteten den Rutherfordschen Vorstellungen Schwierigkeiten.¹⁾ Vor allem die Tatsache, dass A auch nicht ganzzahlige Werte für verschiedene Elemente annehmen konnte, blieb rätselhaft.

Ungeachtet dieser Schwierigkeiten war spätestens 1913 klar, dass die Grundidee eines fast punktförmigen Atomkerns richtig sein musste. Niels Bohr, explizit auf Rutherford verweisend, veröffentlichte im Sommer dieses Jahres nämlich sein berühmtes Atommodell, das auf einen Schlag die Balmer-Serie und viele andere Atomspektren erklärte. Nachdem 1925 die Grundgleichungen der Quantenmechanik formuliert waren, schien es jedoch zunächst, als ob sich diese neue Theorie nicht auf den Kern anwenden ließe. Gemäß der Heisenbergschen Unschärferelation müssten Elektronen, die auf einem so kleinen Raum eingesperrt sind, sehr hohe Energien von etwa 20 MeV aufweisen. Allerdings war bereits bekannt, dass die Bindungsenergie des Kerns pro H-Teilchen und Elektron nur etwa 8 MeV betrug. Neben dem Problem mit der Unschärferelation lieferte das Wasserstoff-Elektron-Modell meist auch die falschen Drehimpulse.

Ein tieferes Verständnis der Isotope und der Konstituenten des Atomkerns musste auf die Entdeckung des Neutrons warten.

Die Entdeckung des Neutrons und die Kernkraft

Im Jahr 1932 untersuchte James Chadwick, ehemaliger Student von Rutherford, mit einem Strahl aus α -Teilchen die Reaktion



Chadwick zeigte am Rückstoß in einem Wasserstoffgas, dass das neutrale Teilchen etwa die Masse des Protons haben musste. Damit war das Neutron gefunden [3].

Werner Heisenberg erkannte als einer der Ersten, dass diese Entdeckung der entscheidende Schritt war, um die Kerneigenschaften zu verstehen. Am 20. Juni 1932 schrieb er an Bohr [4]: „Die Grundidee ist, alle fundamentalen Schwierigkeiten auf die Neutronen zu schieben und die Quantenmechanik im Kern anzuwenden.“ In einer Reihe von Veröffentlichungen zeigte er, dass diese Idee die bekannte Systematik der Kerne erklären konnte [5]. In Analogie zum Spin führte er den Isospin ein. Dieses verallgemeinerte Symmetrie-

konzept sollte später weitreichende Konsequenzen für die Klassifizierung von Teilchen und die Entwicklung nicht-abelscher Eichtheorien haben. Basierend auf dem Isospin als neuem Freiheitsgrad sonst identischer „Nukleonen“ modellierte Heisenberg die Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung (NN) als Spin- und Ladungsaustausch, in Anlehnung an die „Austauschkraft“ in der Molekülphysik. Verbesserte Daten aus der Proton-Proton-Streuung machten in den nächsten Jahren aber rasch deutlich, dass die NN-Kraft komplizierter ist.

1934 erklärte Hideki Yukawa die NN-Wechselwirkung durch den Austausch eines Teilchens mit Spin 0, das aufgrund der bekannten Reichweite der Kernkraft etwa die 200-fache Elektronenmasse haben sollte. Wegen dieses Wertes zwischen Elektronen- und Protonenmasse erhielt das Austauscheteilchen den Namen „Meson“. Cecil Powell und Mitarbeiter entdeckten 1947 das Pion, das als „Yukawa-Meson“ identifiziert wurde. Damit ließ sich auch das Auftreten einer Tensorkraft erklären, d. h. einer Kraft, die nicht nur von Abstand, Spin und Isospin der beiden Nukleonen abhängt, sondern auch von der Spin-Orientierung relativ zu ihrem Verbindungsvektor.

In den 1950er- und 1960er-Jahren kamen weitere Mesonen hinzu. Das Modell des Mesonenaustauschs wurde entsprechend weiterentwickelt und war schließlich nach Parameteranpassung in der Lage, die Nukleon-Nukleon-Streuung bis zu Energien von etwa 350 MeV präzise zu beschreiben. Im Mesonenaustauschbild lassen sich Zwei- und Drei-Teilchen-Kräfte extrahieren, die seit geraumer Zeit als Ausgangspunkt dienen, um das quantenmechanische Vielteilchen-Problem in leichten Kernen bis Kohlenstoff und Sauerstoff sowie die Zustandsgleichung von Neutronensternen ab initio zu berechnen. Für schwerere Kerne sind hingegen weiterhin Näherungsmethoden wie das später besprochene Valenz-Schalenmodell erforderlich.²⁾

Wichtig ist an dieser Stelle zu betonen, dass mit ab initio hier nicht eine Rechnung gemeint ist, die von der QCD ausgeht, denn dann müsste man ein einzelnes Nukleon bereits als komplexes Vielteilchen-System aus Quarks und Gluonen betrachten. Stattdessen betrachten diese Rechnungen Proton und Neutron in dem Sinne als „elementar“, dass rund 300 MeV nötig sind, um sie anzuregen. Da diese Energie viel höher ist als

die Energie typischer Kernanregungen, ist es zulässig, die Theorie auf Nukleonen und Mesonen aufzubauen (Abb. 3).

Das von Yukawa postulierte Pion spielt auch bei einer anderen modernen Entwicklung eine zentrale Rolle. Die Grundidee geht auf Steven Weinberg zurück und besteht darin, die QCD systematisch durch eine mit ihren Symmetrien konsistente effektive „Niederenergetheorie“ zu ersetzen, deren relevante Freiheitsgrade ebenfalls Nukleonen und Pionen sind. In dieser Theorie treten – ebenso wie beim Mesonenaustausch – phänomenologische Parameter auf, die aus dem Experiment oder aus ab-initio-QCD-Rechnungen, wie z. B. der Gittereichtheorie, bestimmt werden müssen. Der große Vorteil gegenüber den Mesonenaustauschpotentialen besteht jedoch darin, dass sich in der effektiven Feldtheorie die Potentiale systematisch in einer Störungsentwicklung verbessern lassen. Dabei treten in jeder Ordnung „Gegenterme“ auf, deren Parameter experimentell zu bestimmen sind. Dieses Programm wurde in den letzten zehn Jahren intensiv verfolgt und hat zu Potentialen geführt, die von gleicher Güte sind wie die modernen Mesonenaustauschpotentiale. Eine weitere Stärke dieser sog. chiralen Störungstheorie ist es, dass sie auch konsistent Mehrteilchenkräfte vorhersagen kann.³⁾ Ein langfristiges Ziel ist es, die empirischen Parameter mit exakten numerischen Lösungen der QCD auf einem vierdimensionalen Raumzeit-Gitter zu verbinden. Für die Streuung von Pionen ist dies bereits gelungen.

2) Eine wichtige Aufgabe besteht darin, diese Näherungen „kontrolliert“ aus dem nuklearen Vielteilchenproblem abzuleiten und so ihre Vorhersagekraft zu verbessern.

3) Chirale Symmetrie besagt, dass rechts- (Spin in Flugrichtung) und linkshändige (Spin entgegengesetzt zur Flugrichtung) masselose Teilchen nicht wechselwirken. Da die up- und down-Quarks nahezu masselos sind, ist diese Symmetrie in der QCD näherungsweise erfüllt. Der Grundzustand der QCD bricht jedoch diese Symmetrie. Dies führt zu einem „Goldstone-Boson“, dem Pion, das im „chiralen Limes“ masselos sein sollte. Die chirale Störungstheorie entwickelt die Observablen um diesen Limes.

Struktur der Kerne

Die typische Bindungsenergie eines einzelnen Nukleons in einem Kern beträgt einige MeV. Bereits 1933 war bekannt, dass diese Separationsenergie bei den „magischen Zahlen“ $Z, N = 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126$ besonders groß ist. Dies weist, in Analogie zu den Edelgasen, auf abgeschlossene Schalen hin [6]. Zunächst gab es keinen unmittelbaren Grund, das Ein-Elektronen-Bild (Hartree-Fock-Näherung) der Atomphysik auf die Nukleonen im Kern zu übertragen. Zum einen ist deren Wechselwirkung sehr viel stärker, zudem ist sie anziehend, während die Coulomb-Wechselwirkung zwischen

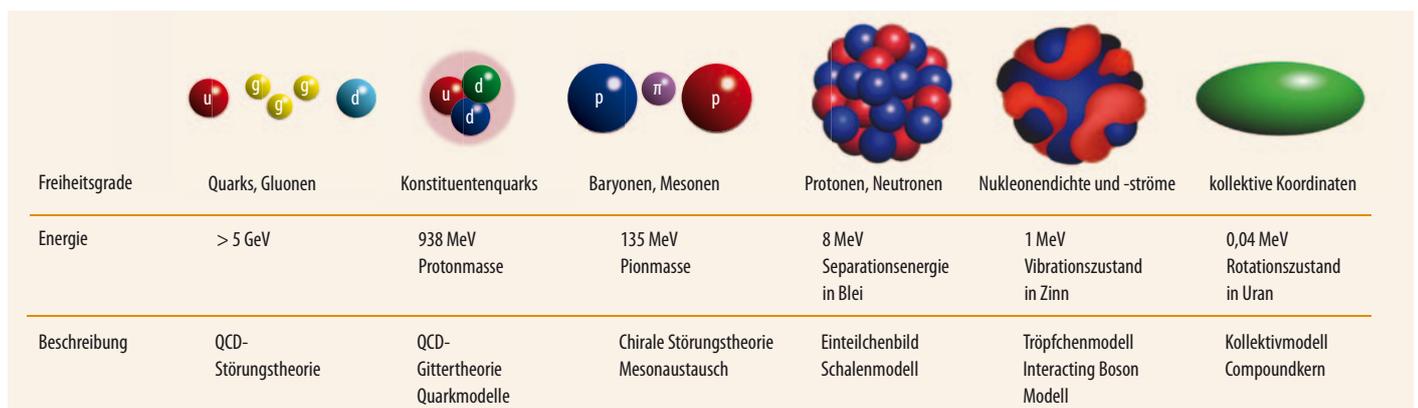


Abb. 3 Je nach der Energieskala, auf der unterschiedliche Phänomene auftreten, sind für die theoretische Beschreibung unterschiedliche Modelle notwendig, die von unterschiedlichen Freiheitsgraden ausgehen.



Abb. 4 Mit diesem Holzmodell verdeutlichte Niels Bohr seine Idee des Compound-Kerns. Bei der Streuung wechselwirkt das Nukleon (rechts) demnach mit vielen Nukleonen im Targetkern, die in einem Potentialtopf eingesperrt sind.

den Elektronen im Atom schwächer und abstoßend ist. Zum anderen fehlt im Kern ein stabilisierendes äußeres Potential, das die gleiche Rolle spielt wie das Coulomb-Potential des Kerns für die Elektronen im Atom.

Einen ersten Hinweis auf die Gültigkeit des Ein-Teilchen-Bildes gab die Erklärung der magnetischen Momente durch das letzte Nukleon in Kernen ungerader Massenzahl (Schmidt-Linien) [7]. Nahm man das Ein-Teilchen-Bild ernst und berechnete die Schalenabschlüsse in einem dreidimensionalen harmonischen Oszillator, so kamen nicht die beobachteten magischen Zahlen heraus. Etwas fehlte. Im Jahre 1949 sahen Hans Jensen [8] (mit Hans Suess und Otto Haxel) und Maria Goeppert-Mayer [9] unabhängig voneinander, dass eine Spin-Bahn-Wechselwirkung nötig war. Mithilfe dieser Wechselwirkung gelang es, die magischen Zahlen auf einen Schlag zu erklären. Jensen und Goeppert-Mayer erhielten dafür 1963 den Nobelpreis.

Eng verwandt mit dem Ein-Teilchen-Bild ist die Theorie der Fermi-Flüssigkeiten, die Lew D. Landau und andere 1956 für flüssiges ^3He entwickelten. Dabei werden die im Allgemeinen stark wechselwirkenden Fermionen durch „Quasiteilchen“ ersetzt, deren Wechselwirkung schwach ist und sich durch wenige Parameter aus dem Experiment bestimmen lässt. Arkadi Migdal wandte die Landau-Theorie in den frühen 1960er-Jahren auf den Kern an und konnte damit insbesondere das Auftreten von „Riesenresonanzen“ als kohärente Teilchen-Loch-Anregungen erklären.⁴⁾ Das berühmteste Beispiel einer Riesenresonanz ist die 1947 entdeckte Dipol-Riesenresonanz, bei der alle Protonen und Neutronen gegenphasig schwingen und somit ein zeitlich veränderliches Dipolmoment erzeugen. 1971 entdeckten Rainer Pitthan und Thomas Walcher am Elektronenbeschleuniger in Darmstadt die Quadrupol-Riesenresonanz, die einer gleichphasigen hochenergetischen Quadrupolschwingung aller Protonen und Neutronen entspricht.⁵⁾

Aus dem Ein-Teilchen-Modell entwickelte sich später das „Schalenmodell“. Dieses geht davon aus, dass sich der Kern durch einen Rumpf abgeschlossener Schalen und einen „Valenzraum“ aktiver Schalen beschreiben lässt. Die Wechselwirkungen im Valenzraum sowie die Ein-Teilchen-Energien werden meist an Kernstrukturdaten angepasst. Eine numerische Diagonalisierung des Hamilton-Operators im Valenzraum führt zu Anregungsspektren und zugehörigen Wellen-

funktionen. Heute ist es möglich, Schalenmodellrechnungen in der pf-Schale mit teilweiseem Einschluss von sdg-Niveaus durchzuführen. Größere Valenzräume lassen sich derzeit numerisch noch nicht realisieren. Natürlich stellt sich die Frage, wie die angepassten Schalenmodell-Wechselwirkungen mit den elementaren Nukleon-Nukleon-Kräften zusammenhängen und welche Rolle Vielteilchen-Kräfte dabei spielen.

Darüber hinaus gab es zum Verständnis des Atomkerns alternative phänomenologische Ansätze. Ausgehend von der Stärke und Komplexität der Kernkraft entwickelte Bohr 1936 die Vorstellung, dass das Verhalten der Nukleonen im Kern nur statistisch zu verstehen sei. Danach liefen Kernreaktionen in zwei Stufen ab: Zunächst verliert ein eintreffendes Nukleon in etwa 10^{-21} s seine gesamte Energie und wird damit Bestandteil eines neuen, hochangeregten Kerns. Nach einer relativ langen Zeit von 10^{-18} bis 10^{-16} s zerfällt dieser Compound-Kern statistisch und unabhängig von der ursprünglichen Anregung. Dieser Zerfall geschieht meist unter Aussendung eines Nukleons oder eines leichten Kerns. In Vorträgen zeigte Niels Bohr gerne als Modell eine Schale mit Murmeln, wobei in einer Reaktion durch wechselseitige Stöße alle Murmeln beteiligt sind (Abb. 4). Mithilfe dieses Modells lassen sich in Kernreaktionen bei hohen Anregungsenergien und hoher Niveaudichte viele Daten, z. B. die Verdampfung von Neutronen, beschreiben. Die statistische Analyse der resultierenden Kernspektren führte später u. a. Eugene Wigner zur Theorie der Zufallsmatrizen, in der Zufallszahlen aus bestimmten statistischen Ensembles die Matrixelemente des Hamilton-Operators ersetzen [10]. Diese Entwicklungen gaben wesentliche Anstöße zur modernen Chaosforschung in atomaren und mesoskopischen Systemen.

Unabhängig davon entwickelte Carl-Friedrich von Weizsäcker, aufbauend auf Ideen von George Gamow, 1935 das Tröpfchenmodell mit Volumen-, Oberflächen-, Coulomb- und Symmetrieenergie [11]. Hinzu kam ein phänomenologischer Paar-Term, der die unterschiedlichen Bindungsenergien von Kernen mit geraden/ungeraden Protonen- bzw. Neutronenzahlen berücksichtigte. Das Tröpfchenmodell erlaubte es Lise Meitner sowie Hans O. Frisch, Bohr und Archibald Wheeler, die Kernspaltung bereits ein Jahr nach ihrer Entdeckung 1938 durch Otto Hahn und Fritz Straßmann theoretisch zu erklären. Mit späteren Erweiterungen gelang es auch, gewisse „kollektive“ Anregungen der Kerne wie Rotationen oder Quadrupol- und Oktupolschwingungen zu beschreiben. Die erste uns hierzu bekannte Veröffentlichung stammt von Siegfried Flüge aus dem Jahre 1941 [12]. Aage Bohr und Ben Mottelson entwickelten diesen Ansatz später zum kollektiven Modell weiter [13], wofür sie 1975 den Nobelpreis erhielten (gemeinsam mit James Rainwater). Das Bohr-Mottelson-Modell wurde in den frühen 1960er-Jahren durch die Berücksichtigung der Rotations-Vibrations-Wechselwirkung erweitert, sodass es sich auch für Kerne im Übergangsbereich zwischen Rotation und Vibration eignet. Das „Interacting

4) Basierend auf Arbeiten von D. Bohm und D. Pines für das Elektronengas aus dem Jahre 1953 kamen G. E. Brown und M. Bolsterli bereits 1959 zum gleichen Schluss.

5) Später kamen weitere Riesenresonanzen hinzu wie die Monopol-Resonanz und die Gamow-Teller-Resonanz.

Boson-Modell“ (IBM) beschreibt diese Freiheitsgrade durch Nukleonen-Paare, die zum Drehimpuls 0 bzw. 2 gekoppelt sind. Dieses Modell sagt u. a. „Scherenmoden“ voraus, bei denen eine deformierte Protonenverteilung gegen die entsprechende Neutronenverteilung schwingt. Achim Richter und Mitarbeiter konnten 1984 am Darmstädter Elektronenbeschleuniger diese magnetischen Anregungen in ^{156}Gd nachweisen. Inzwischen wurden ähnliche Anregungen auch in ultrakalten atomaren Bose-Gasen gefunden.

Vereinheitlichung der Kernmodelle

In den Fünfzigerjahren wurde es immer vordringlicher, die beiden erfolgreichen, aber scheinbar widersprüchlichen Beschreibungen des Kerns zusammenzuführen. Das Kollektivmodell entspricht einer hydrodynamischen Beschreibung, bei der die freie Weglänge der Nukleonen nur von der gleichen Größenordnung wie ihre eigene Ausdehnung ist. Im Gegenzug dazu bewegen sich im Schalenmodell die Nukleonen auf Bahnen mit freien Weglängen, die von der Größenordnung der Kerndimensionen sind. Eine wichtige Rolle zur Überwindung dieses Widerspruchs spielt das Pauli-Prinzip für die Nukleonen, das die freie Weglänge vergrößert.

Ziel einer Vereinheitlichung des kollektiven und des Ein-Teilchen-Modells ist es, die kollektiven Freiheitsgrade aus der mikroskopischen Vielteilchendynamik „abzuleiten“. Dies gelang z. B. durch das Cluster-Modell, das Gruppen von Nukleonen wie die stark gebundenen α -Teilchen zu einem Cluster zusammenfasst. Man betrachtet dabei zuerst die NN-Wechselwirkung innerhalb eines Clusters und dann die Wechselwirkung zwischen den Clustern. Dies erlaubt die kollektive Bewegung von Nukleonen-Gruppen gegeneinander. Mit dem Cluster-Modell gelang es, aufbauend auf quantenmechanischen Wellenfunktionen, kollektive Prozesse wie die asymmetrische Kernspaltung quantitativ zu beschreiben [14]. Im Grenzfall verschwindender Cluster-Abstände wird die Wellenfunktion nach Antisymmetrisierung identisch mit der Hauptkonfiguration des Schalenmodells. Heute lässt sich die Clusterbildung in leichten Kernen mithilfe von Monte-Carlo-Methoden oder mit molekuldynamischen Techniken ab-initio berechnen [15]. Andererseits gelang es, durch die kohärente Überlagerung von Teilchen-Loch-Anregungen kollektive Moden als Quanteninterferenzeffekte zu erklären. Damit wurde es möglich, insbesondere die kollektiven elektrischen Quadrupol-Übergänge in den Rotationsbanden schwerer Kerne, die 200-mal so stark sind wie einzelne Nukleon-Übergänge, zu verstehen [16].

Da die elementare NN-Wechselwirkung im Mesonenaustauschbild bei kurzen Abständen eine extrem starke Abstoßung zeigt, ist es unmöglich, sie störungstheoretisch zu behandeln. Andererseits sind die in Hartree-Fock-Rechnungen und im Schalenmodell verwendeten „effektiven“ Wechselwirkungen wesentlich schwächer. Die starke Abstoßung und die Tensorkraft führen im Kernverband zu Korrelationen, die sich nicht

durch eine Wellenfunktion unabhängiger Teilchen beschreiben lassen und nicht-störungstheoretisch in die Relativ-Wellenfunktion der beiden wechselwirkenden Nukleonen eingebaut werden müssen (Brueckner-Bethe-Goldstone-Theorie). Damit gelingt es, die globalen Eigenschaften von mittelschweren Kernen sowie die Sättigungseigenschaften von homogener Kernmaterie zufriedenstellend zu beschreiben. In den modernen ab-initio-Berechnungen der effektiven Wechselwirkungen und der exakten Lösung des nuklearen Vielteilchenproblems verwendet man jedoch auch Renormierungsgruppenmethoden, mit denen sich auch Mehrteilchenkräfte, wie sie z. B. die chirale Störungstheorie vorhersagt, effizient berücksichtigen lassen.

Die nukleare Landschaft heute

Schwerionenexperimente, insbesondere bei der Gesellschaft für Schwerionenforschung (GSI), haben die Isotopenkarte beträchtlich zu instabilen neutronen- und protonenreichen Kernen erweitert (Abb. 5). Auf der protonenreichen Seite reichen diese im Wesentlichen bis zur „Protonen-Dripline“, bei der die Bindungsenergie des letzten besetzten Protonenorbitals verschwindet – das ist die absolute Grenze der Stabilität. Auf der neutronenreichen Seite hingegen ist die entsprechende Grenze heute noch nicht erreicht. Die „Terra incognita“ gilt es, in Zukunft in verschiedenen Labors, u. a. bei FAIR in Darmstadt zu untersuchen. Die bisher gewonnenen Daten geben Hinweise auf neue abgeschlossene Schalen, die sich zum Test von Kernstrukturuntersuchungen und Kernmodellen heranziehen lassen.

Hans Dominik machte 1935 die fiktive „Entdeckung“ vom „Atomgewicht 500“ zum Inhalt eines Kriminalromans. Solche exotischen Kerne könnten durchaus in der Kruste von Neutronensternen existieren.

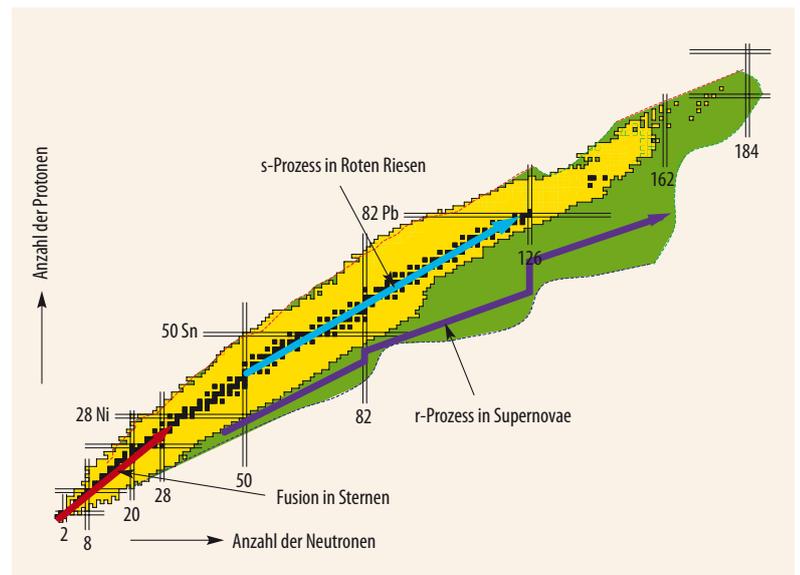
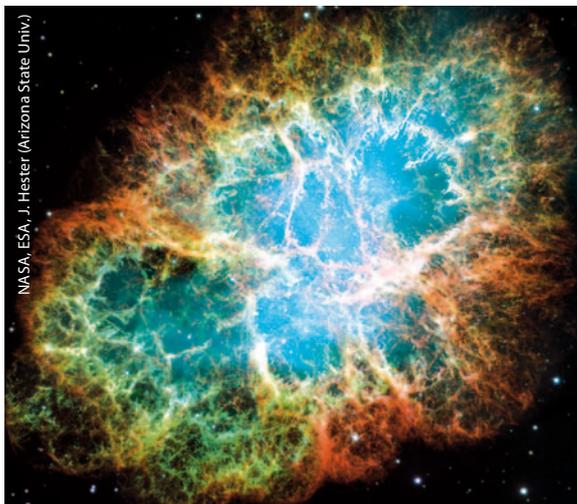


Abb. 5 Neben den stabilen Kernen (schwarz) umfasst die Nuklidkarte heute mehr als 2000 Kerne, deren Massen bekannt sind (gelb). Das grüne Gebiet ist die „Terra incognita“ noch gebundener

neutronenreicher Kerne. Die Nuklide entstehen hauptsächlich durch Fusion (rot) sowie den s-Prozess (blau) und den r-Prozess (violett).

Abb. 6 Der Krebsnebel ist der Überrest einer 1054 beobachteten Supernova vom Typ II. In solchen Sternexplosionen entstehen Elemente jenseits von Eisen.



Im Labor ist man davon noch weit entfernt, aber in der Zwischenzeit gelang es, eine Reihe superschwerer instabiler Kerne in Berkeley, bei der GSI und in Dubna zu erzeugen. Zu ihnen gehören die Elemente zwischen $Z = 104$ (Rutherfordium) und $Z = 112$ (Copernicium). Auch die Elemente 113 bis 118 wurden kürzlich entdeckt, sie haben bisher noch keinen Namen [17].

Experimente mit schweren Ionen haben seit den 1970er-Jahren wesentliche Fortschritte im Verständnis der Zustandsgleichung homogener Kernmaterie ermöglicht, die für die Struktur von Neutronensternen und die Explosion sehr massereicher Sterne wichtig ist. So war es mithilfe von Kollisionen schwerer Kerne bei Energien von etwa 50 bis 500 MeV/Nukleon möglich, den theoretisch vorhergesagten Flüssig-Gas-Übergang nachzuweisen. Bei höheren Stoßenergien wird seit rund zwanzig Jahren nach dem Quark-Gluon-Plasma gesucht, einem Materiezustand der starken Wechselwirkung, in dem sich Quarks und Gluonen „frei“ wie Elektronen und Ionen im gewöhnlichen Plasma bewegen [18]. Dieser Zustand existierte im Universum einige Mikrosekunden nach dem Urknall.⁶⁾

Nukleare Astrophysik

Nach den Rutherford'schen Experimenten zur Kernumwandlung durch Teilchenbeschuss bemerkte Arthur Eddington 1920: „Was im Cavendish Labor möglich ist, sollte auch in der Sonne möglich sein“. Im Jahre 1929 schlug George Gamow vor, dass die Energieproduktion über die Fusion von Wasserstoff zu Helium abläuft. Aber erst 1938 konnten Hans Bethe und Charles L. Critchfield und etwa zur gleichen Zeit Carl-Friedrich von Weizsäcker die Details der Fusionsreaktionen aufklären, die pro Sekunde 564 Millionen Tonnen Wasserstoff zu 560 Millionen Tonnen Helium verbrennen. In der Sonne läuft diese Reaktion im „pp-Zyklus“ ab. Für Sterne, die um einen Faktor 1,3 bis 1,5 massereicher sind als die Sonne, spielt der „CNO-Zyklus“ (C. F. von Weizsäcker, H. Bethe) die entscheidende Rolle. Auch dabei wird H zu He verbrannt, allerdings mit C, N und O als Katalysatoren. Hans Bethe erhielt 1967 den Nobelpreis, den ersten für Arbeiten in der Astrophysik.

Ist das Wasserstoffbrennen im Sterninneren abgeschlossen, kontrahiert die Brennzone, die Temperatur steigt und die Fusion von He-Kernen, das „Helium-Brennen“, setzt ein. Dabei vereinen sich drei α -Teilchen über einen ${}^8\text{Be}$ -Zwischenzustand unter Aussendung von zwei γ -Quanten zu Kohlenstoff. Dieser „Triple-Alpha-Prozess“ wird aufgrund der Eigenschaften eines angeregten Zustands in ${}^{12}\text{C}$ möglich, den Fred Hoyle in den 1950er-Jahren vorhergesagt hat. Die ab-initio-Berechnung des Hoyle-Zustands mit modernen Vielteilchen-Methoden bleibt eine der großen Herausforderungen der theoretischen Kernstrukturphysik [19].

Eine andere wichtige Frage der Astrophysik ist die nach dem Ursprung der schweren Elemente im Universum. Sonnenähnliche Sterne können nur Kerne bis C oder O erzeugen; massereichere Sterne Elemente bis zum Eisen, dem Kern mit der höchsten Bindungsenergie. Bei schwereren Kernen nimmt die Bindungsenergie pro Nukleon durch die Coulomb-Abstoßung wieder ab. Diese Kerne entstehen in zwei unterschiedlichen astrophysikalischen Reaktionsketten: dem s- und dem r-Prozess (Abb. 4). Beide bestehen aus einer Sequenz von Neutroneneinfängen und β -Zerfällen. Beim s-Prozess (s für slow) sind die Neutroneneinfänge meist deutlich langsamer als die β -Zerfälle, sodass dieser Prozess entlang des Tals der Stabilität verläuft und etwa die Hälfte der schweren Elemente bis zum Blei und Wismuth erzeugt. Der r-Prozess (r für rapid) hingegen läuft in Umgebungen mit extrem hohen Neutronendichten ab, z. B. wenn zwei Neutronensterne verschmelzen oder bei einer Supernova vom Typ II (Abb. 6), sodass dort Neutroneneinfänge viel schneller stattfinden als die konkurrierenden β -Zerfälle. Als Konsequenz liegt der r-Prozess-Pfad in der Nuklidkarte im Gebiet extrem neutronenreicher Kerne, also in der „Terra incognita“.

Das Endprodukt eines kollabierten massereichen Sterns ist ein Neutronenstern oder ein Schwarzes Loch. Dass kompakte Sterne als riesige Atomkerne mit etwa 10^{57} Teilchen existieren könnten, postulierte Lew Landau bereits Ende 1931, kurz vor der Entdeckung des Neutrons. Heute sind mehr als 2500 Neutronensterne bekannt. Moderne Berechnungen der Zustandsgleichung liefern eine Grenzmasse zwischen 1,5 bis 2,8 Sonnenmassen und Radien von 12 bis 14 km. In diesem Zusammenhang ist ein kürzlich entdecktes Doppelpulsternsystem aus einem Weißen Zwerg und einem Pulsar interessant, in dem die Masse des Neutronensterns sehr präzise zu 1,97 Sonnenmassen bestimmt werden konnte. Dies schließt viele „weiche“ Zustandsgleichungen aus. Insbesondere scheint es recht unwahrscheinlich, dass der innere Kern aus kalter, nahezu wechselwirkungsfreier „Quarkmaterie“ besteht.

Was bringt die Zukunft?

Einer der Schwerpunkte der Kernphysik in Europa wird bei der „Facility for Antiproton and Ion Research (FAIR)“ liegen, die unter Beteiligung von 16 Ländern in Darmstadt gebaut wird. FAIR wird etwa 3000 Wis-

⁶⁾ Wesentliche Fortschritte wurden am Super-Proton Synchrotron (SPS) bei CERN und am Relativistic Heavy Ion Collider (RHIC) in Brookhaven erzielt. Die Experimente mit dem ALICE-Detektor am Large Hadron Collider (LHC) bei CERN lassen viele neue Einsichten erwarten.

senschaftlern aus über 50 Ländern hervorragende Forschungsmöglichkeiten mit sehr intensiven Protonen- bis Uranstrahlen, Sekundärstrahlen kurzlebiger Kerne sowie einem Strahl mit Antiprotonen bieten. Zusätzlich ist eine Reihe von Speicherringen und Detektorsystemen geplant.

In der „Nicht-Beschleuniger-Kernphysik“ wird die Bestimmung der absoluten Masse des Elektron-Neutrinos im einfachen bzw. neutrinolosen doppelten β -Zerfall erwartet. Dazu dienen die Experimente KATRIN in Karlsruhe sowie u. a. GERDA im Gran Sasso-Untergrundlabor. Zur Interpretation dieser Experimente ist es notwendig, die Kernmatrixelemente genau zu kennen. Daran wird derzeit experimentell und theoretisch intensiv gearbeitet [20]. Für diese und andere fundamentale Experimente spielt der Atomkern eine unverzichtbare Rolle.

Literatur

- [1] H. Geiger und E. Marsden, Proc. Royal Society, A82, 495 (1909)
- [2] E. Rutherford, Philosophical Magazine 21, 669 (1911)
- [3] J. Chadwick, Nature 129, 312 (1932)
- [4] Zitiert nach A. Pais, Inward Bound, Clarendon Press (1986)
- [5] W. Heisenberg, Z. Phys. 77, 1 (1932); 78, 156 (1932) und 80, 587 (1933)
- [6] K. E. Johnson, Physik Journal, Dezember 2003, S. 53
- [7] T. Schmidt, Z. Phys. 106, 358 (1937)
- [8] O. Haxel, J. H. D. Jensen und H. E. Suess, Phys. Rev. 75, 1766 (1949)
- [9] M. Goeppert-Mayer, Phys. Rev. 75, 1969 (1949)
- [10] H. A. Weidenmüller, Physik Journal, März 2004, S. 41
- [11] C. F. von Weizsäcker, Z. Phys. 96, 431 (1935)
- [12] S. Flügge, Ann. Phys. 431, 373 (1941)
- [13] A. Bohr und B. Mottelson, Kgl. Danske Videnskab. Mat.-fys. Medd. 30, N1, 1 (1955)
- [14] K. Wildermuth und T. Kanellopoulos, CERN-59-23 (1959)
- [15] H. Feldmeier und T. Neff, Physik Journal, Januar 2005, S. 29
- [16] G. E. Brown, Unified Theory of Nuclear Models, North Holland (1964)
- [17] S. Hofmann, Physik Journal, Mai 2005, S. 37
- [18] P. Braun-Munzinger und J. Wambach, Physik Journal, Oktober 2006, S. 41
- [19] T. Papenbrock, Physik Journal, Juli 2011, S. 16
- [20] M. Lindner und Ch. Weinheimer, Physik Journal, Juli 2011, S. 31

DIE AUTOREN

Amand Faessler (FV Hadronen und Kerne) hat in Freiburg und München Physik studiert und in Freiburg promoviert. Nach Stationen in Los Angeles, Münster und Bonn wurde er 1979 auf eine Professur in Tübingen berufen, die er bis zu seiner Emeritierung 2006 innehatte. Der Theoretiker wurde mehrfach ausgezeichnet, darunter 1984 mit dem Max-Born-Preis der DPG und des britischen IOP.



Jochen Wambach ist seit 1996 Professor an der TU Darmstadt und seit 2004 Leiter der Theorieabteilung „Hadronen und QCD“ an der GSI. Zuvor war er über zehn Jahre lang Professor an der University of Illinois at Urbana-Champaign sowie Postdoc an der SUNY. Studiert und promoviert hat er an der Uni Bonn. Sein Forschungsgebiet ist die theoretische Kern- und Hadronenphysik. J. Wambach ist Fellow der Amerikanischen Physikalischen Gesellschaft.

