

Springer-Lehrbuch

Teilchen und Kerne

Eine Einführung in die physikalischen Konzepte

von

Bogdan Povh, Klaus Rith, Christoph Scholz, Frank Zetsche

Neuausgabe

Teilchen und Kerne – Povh / Rith / Scholz / et al.

schnell und portofrei erhältlich bei beck-shop.de DIE FACHBUCHHANDLUNG

Thematische Gliederung:

Kernphysik – Teilchenphysik

Springer-Verlag Berlin Heidelberg 2009

Verlag C.H. Beck im Internet:

www.beck.de

ISBN 978 3 540 68075 8

2. Globale Eigenschaften der Kerne

Mit der Entdeckung des Elektrons und der Radioaktivität vor ca. 100 Jahren begann eine neue Epoche in der Untersuchung der Materie. Auf einen atomaren Aufbau der Materie gab es damals zwar schon deutliche Hinweise, z. B. die ganzzahlige Stöchiometrie in der Chemie, die Thermodynamik der Gase, das periodische System der Elemente oder die Brownsche Bewegung, allgemein war die Existenz von Atomen aber noch nicht allgemein anerkannt. Der Grund war einfach: Niemand konnte sich konkrete Vorstellungen von diesen Bausteinen der Materie, den Atomen, machen. Mit den neuen Entdeckungen aber hatte man zum ersten Mal „Teilchen“ nachgewiesen, die aus der Materie ausgetreten waren, und die als deren Bestandteile interpretiert werden mussten.

Zugleich eröffnete sich die Möglichkeit, die Teilchen, die bei radioaktiven Zerfällen frei wurden, zum Beschuss anderer Elemente zu verwenden, um deren Bestandteile zu untersuchen. Dieser Experimentieransatz war die Grundlage der modernen Kern- und Teilchenphysik. Systematische Untersuchungen an Kernen wurden zwar erst Ende der 30er Jahre mit dem Einsatz von Teilchenbeschleunigern möglich, die grundlegenden Bausteine des Atoms – Elektron, Proton und Neutron – wurden jedoch schon vorher entdeckt. Voraussetzung für diese Entdeckungen waren wichtige technische Weiterentwicklungen in der Vakuumtechnik und beim Nachweis von Teilchen gewesen. Diese historischen Experimente wollen wir im folgenden Abschnitt kurz besprechen, bevor wir uns den globalen Eigenschaften der Kerne aus heutiger Sicht widmen.

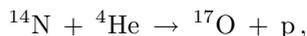
2.1 Das Atom und seine Bausteine

Das Elektron. Der erste Baustein der Atome, der seine Identität preisgeben musste, war das Elektron. Thomson konnte 1897 Elektronen als freie Teilchenstrahlen in Entladungsröhren erzeugen und mit Hilfe der Ablenkung in elektrischen und magnetischen Feldern ihre Geschwindigkeit sowie

1910 entscheidend verfeinerte (Tröpfchenmethode) – und damit war auch die Elektronenmasse bekannt.

Der Atomkern. Verschiedene Atommodelle wurden daraufhin diskutiert, u. a. auch Thomsons Modell, wonach Elektronen und entsprechend viele positive Ladungsträger, die die elektrische Neutralität des Atoms bewirken, diffus über das Volumen des Atoms verteilt sind. Diese Vorstellung konnten Rutherford, Geiger und Marsden widerlegen. In ihren berühmten Streuexperimenten mit α -Teilchen an schweren Atomen wiesen sie nach, dass die positiven Ladungsträger räumlich stark konzentriert sind, was sie aus der Winkelverteilung der gestreuten α -Teilchen ableiteten. In dieser Winkelverteilung traten auch große Streuwinkel auf, die nicht mit einer homogenen Ladungsverteilung verträglich waren, die aber durch ein zentrales Coulomb-Feld erklärt werden konnten, welches durch einen massiven positiv geladenen Kern hervorgerufen wird. Diese Methode, aus der Winkelverteilung der gestreuten Projektile auf das streuende Potential zu schließen, ist in der Kern- und Teilchenphysik nach wie vor von großer Bedeutung und wird uns in den folgenden Kapiteln wieder begegnen. Nach diesen Experimenten war die Existenz des Atoms mit einem positiv geladenen, räumlich konzentrierten Atomkern und ihn umkreisenden, negativ geladenen Elektronen etabliert.

Das Proton. Rutherford beschoss auch leichte Atomkerne mit α -Teilchen, die inzwischen als ionisierte He-Atome identifiziert worden waren. Bei diesen Reaktionen suchte er nach Elementumwandlungen, also nach einer Art Umkehrreaktion des radioaktiven α -Zerfalls, der ja seinerseits einer Elementumwandlung entspricht. Beim Beschuss von Stickstoff mit α -Teilchen beobachtete er positiv geladene Teilchen mit ungewöhnlich großer Reichweite, die gleichermaßen aus dem Atom herauskatapultiert worden sein mussten. Er schloss daraus, dass das Stickstoffatom bei diesen Reaktionen zerstört und ein leichter Bestandteil des Kerns herausgeschleudert worden war. Ähnliche Teilchen mit großer Reichweite hatte er schon beim Beschuss von Wasserstoff entdeckt. Dadurch kam er zu der Annahme, dass es sich bei diesen Teilchen um Wasserstoffkerne handelte, die somit auch Bestandteil des Stickstoffs sein mussten. In der Tat beobachtete er die Reaktion



bei der der Stickstoffkern unter Emission eines Protons in einen Sauerstoffkern umgewandelt wird. Der Wasserstoffkern konnte damit als elementarer Baustein der Atomkerne angesehen werden. Rutherford vermutete auch, dass man mit α -Teilchen höherer Energie, als ihm zur Verfügung standen, weitere Atomkerne zertrümmern und auf ihre Bestandteile untersuchen könnte.

neutrale Teilchen nicht anwendbar. Auch die inzwischen entwickelten Ionisationskammern und Nebelkammern, die den Nachweis von geladenen Teilchen wesentlich vereinfachten, waren nicht direkt von Nutzen. Neutrale Teilchen waren nur durch indirekte Methoden nachzuweisen. Chadwick war es 1932, der den richtigen experimentellen Ansatz fand und die Bestrahlung von Beryllium mit α -Teilchen aus einem Poloniumpräparat ausnutzte, um das Neutron als Grundbestandteil des Kerns zu etablieren. Zuvor war in ähnlichen Experimenten eine „neutrale Strahlung“ beobachtet worden, deren Herkunft und Art nicht erklärt werden konnte. Chadwick ließ diese neutrale Strahlung nun mit Wasserstoff, Helium und Stickstoff kollidieren und maß die Rückstoßenergie dieser Kerne in einer Ionisationskammer. Aus den Stoßgesetzen konnte er ableiten, dass die Teilchen der neutralen Strahlung ungefähr die Masse des Protons haben mussten. Chadwick nannte sie Neutronen.

Kräfte und Bindung. Damit waren die Bausteine der Atome gefunden. Mit der Entwicklung von Ionenquellen und Massenspektrographen konnte man nun auch daran gehen, die Bindungskräfte zwischen den Kernbausteinen Proton und Neutron zu untersuchen. Diese Kräfte mussten sehr viel stärker sein als die elektromagnetischen Kräfte, die das Atom zusammenhalten, da die Atomkerne nur durch hochenergetischen Beschuss von α -Teilchen zu zertrümmern waren.

Bindungszustand und Stabilität eines Systems werden durch die Bindungsenergie bestimmt, die sich aus der Differenz der Masse des Systems und der Summe der Massen seiner Konstituenten ergibt. Es zeigte sich, dass sie für Kerne fast 1% der Kernmasse beträgt. Dieses historisch als *Massendefekt* bezeichnete Phänomen war einer der ersten experimentellen Beweise der Masse-Energie-Relation $E = mc^2$. Der Massendefekt ist von grundlegender Bedeutung bei der Betrachtung von stark wechselwirkenden zusammengesetzten Systemen. Deshalb haben wir einen großen Teil dieses Kapitels den Kernmassen und ihrer Systematik gewidmet.

2.2 Nuklide

Die Ladungszahl. Die *Ladungszahl* Z gibt die Zahl der Protonen im Kern an. Die Ladung des Kerns ist dann $Q = Ze$, wobei die elementare Ladung $e = 1.6 \cdot 10^{-19}$ As beträgt. In der Hülle eines elektrisch neutralen Atoms befinden sich Z Elektronen, die die Ladung des Kerns kompensieren. Mit der Ladungszahl des betrachteten Kerns ist auch das chemische Element festgelegt.

Die klassische Methode, die Kernladung zu bestimmen, ist die Messung

Gesetz).¹ Umgekehrt wird heute der Nachweis von charakteristischer Röntgenstrahlung zur Elementbestimmung in der Materialanalyse angewendet.

Atome sind neutral, was auf die Gleichheit des absoluten Wertes der positiven Ladung des Protons und der negativen Ladung des Elektrons hinweist. Experimente, die die Ablenkung von Molekularstrahlen in einem elektrischen Feld messen, geben eine obere Grenze für die Differenz zwischen Proton- und Elektronladung an [Dy73]:

$$|e_p + e_e| \leq 10^{-18} e. \quad (2.1)$$

Aus kosmologischen Abschätzungen ist die heutige obere Grenze für diese Ladungsdifferenz sogar noch kleiner.

Die Massenzahl. Neben den Z Protonen befinden sich im Kern N Neutronen. Die *Massenzahl* A gibt die Zahl der Nukleonen im Kern an, ist also die Summe aus Protonen- und Neutronenzahl. Die verschiedenen Kombinationen von Z und N (oder Z und A) bezeichnet man als *Nuklide*.

- Nuklide mit gleicher Massenzahl A nennt man *Isobare*.
- Nuklide mit gleicher Ladungszahl Z nennt man *Isotope*.
- Nuklide mit gleicher Neutronenzahl N nennt man *Isotone*.

Die Bindungsenergie B definiert man üblicherweise aus der Masse der Atome [AM93], weil diese wesentlich präziser gemessen werden kann als die Masse der Kerne:

$$B(Z, A) = [ZM(^1\text{H}) + (A - Z)M_n - M(A, Z)] \cdot c^2. \quad (2.2)$$

Hierbei ist $M(^1\text{H}) = M_p + m_e$ die Masse des Wasserstoffatoms (die atomare Bindung des H-Atoms ist mit 13.6 eV vernachlässigbar klein), M_n die Masse des Neutrons und $M(A, Z)$ die Masse des Atoms mit Z Elektronen und einem Kern mit A Nukleonen. Die Ruhemassen dieser Teilchen betragen:

$$\begin{aligned} M_p &= 938.272 \text{ MeV}/c^2 = 1836.149 m_e \\ M_n &= 939.566 \text{ MeV}/c^2 = 1838.679 m_e \\ m_e &= 0.511 \text{ MeV}/c^2 \end{aligned}$$

Der Konversionsfaktor in SI-Einheiten beträgt $1.783 \cdot 10^{-30} \text{ kg}/(\text{MeV}/c^2)$.

In der Kernphysik werden Nuklide durch das Symbol ${}^A\text{X}$ bezeichnet, wobei X das chemische Symbol des Elements ist. Ein Beispiel hierfür sind die stabilen Kohlenstoffisotope ${}^{12}\text{C}$ und ${}^{13}\text{C}$ sowie das häufig zur Altersbestimmung verwendete radioaktive Kohlenstoffisotop ${}^{14}\text{C}$. Bisweilen benutzt man auch die Schreibweise ${}^A_Z\text{X}$ oder ${}^A_Z\text{X}_N$, gibt also die Ladungszahl Z und evtl. die Neutronenzahl N zusätzlich explizit an.

Massenbestimmung durch Massenspektroskopie. Die Bindungsenergie eines Atomkerns ist durch genaue Kenntnis der Masse des Atoms berechenbar. Mit der Massenspektrometrie wurde Anfang des 20. Jahrhunderts eine Methode zur genauen Bestimmung der Atommassen und damit der Bindungsenergien der Atomkerne entwickelt. Die meisten Massenspektrometer benutzen zur Massenbestimmung eine gleichzeitige Messung des Impulses $p = Mv$ und der kinetischen Energie $E_{\text{kin}} = Mv^2/2$ eines Ions der Ladung Q mit Hilfe der Ablenkung in elektrischen und magnetischen Feldern.

Während in einem elektrischen Sektorfeld E der Krümmungsradius r_E der Ionenbahn proportional zur Energie ist,

$$r_E = \frac{M}{Q} \cdot \frac{v^2}{E}, \quad (2.3)$$

ist in einem Magnetfeld B der Krümmungsradius r_M des Ions proportional zum Impuls:

$$r_M = \frac{M}{Q} \cdot \frac{v}{B}. \quad (2.4)$$

In Abb. 2.1 ist ein sehr bekannter Spektrometer-Entwurf gezeigt. Die Ionen treten aus der Ionenquelle aus und werden in einem elektrischen Feld

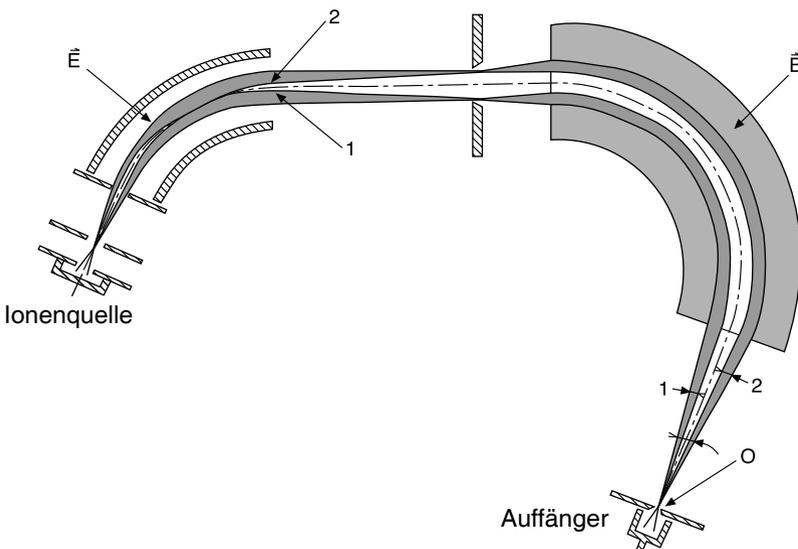


Abbildung 2.1. Doppelfokussierendes Massenspektrometer (nach [Br64]). Das Spektrometer fokussiert Ionen einer bestimmten spezifischen Ladung Q/M . Zur

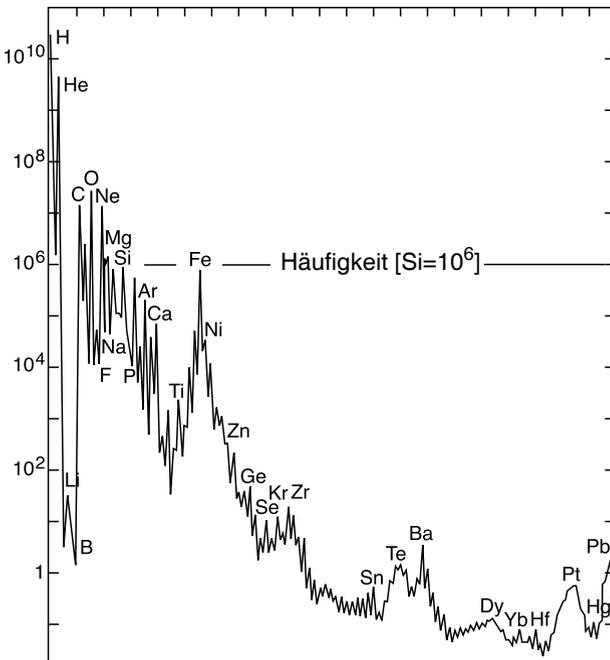
auf ca. 40 keV beschleunigt. In einem elektrischen Feld werden sie dann nach der Energie und in einem Magnetfeld nach dem Impuls selektiert. Durch eine geschickte Wahl der Magnetfelder können Ionen mit identischer spezifischer Ladung Q/M , die unter verschiedenen Winkeln aus der Ionenquelle austreten, auf einen Punkt am Ende des Spektrometers fokussiert und dort mit einem Detektor nachgewiesen werden.

Messtechnisch ist es besonders günstig, als Massenstandard das Nuklid ^{12}C zu nehmen, da Kohlenstoff und seine vielen Verbindungen im Spektrometer immer vorhanden sind und sich zur Masseneichung exzellent eignen. Als atomare Masseneinheit u wurde $1/12$ der Atommasse des Nuklids ^{12}C eingeführt:

$$1u = \frac{1}{12} M_{^{12}\text{C}} = 931.494 \text{ MeV}/c^2 = 1.66054 \cdot 10^{-27} \text{ kg}.$$

Massenspektrometer werden heute noch in großem Maße in der Forschung wie auch in der Industrie verwendet.

Häufigkeit der Kerne. Eine aktuelle Anwendung der Massenspektrometrie in der Grundlagenforschung ist die Bestimmung der Isotopenhäufigkeit im



Sonnensystem. Die relative Häufigkeit der Nuklide ist in Abb. 2.2 als Funktion der Massenzahl A gezeigt. Die Isotopenhäufigkeit von irdischen, lunaren und meteoritischen Proben ist mit wenigen Ausnahmen universell und stimmt überein mit der Häufigkeit der Nuklide in der kosmischen Strahlung, die von außerhalb des Sonnensystems stammt. Nach der heutigen Vorstellung geschah die Synthese des heute vorhandenen Deuteriums und Heliums aus Wasserstoff zum größten Teil in der Frühzeit des Universums (als das Universum einige Minuten alt war [Ba80]); die Kerne bis ^{56}Fe , dem stabilsten Kern, wurden in Sternen durch Kernfusion erzeugt; die noch schwereren Kerne entstanden bei der Explosion sehr massiver Sterne (Supernovae) [Bu57].

Abweichungen von der universellen Isotopenhäufigkeit treten lokal auf, wenn Nuklide durch radioaktive Zerfälle entstehen. In Abb. 2.3 ist eine Messung der Häufigkeit von Xenon-Isotopen aus einem Bohrkern dargestellt, der aus 10 km Tiefe stammt. Die Isotopenverteilung weicht stark von der in der Erdatmosphäre ab. Diese Abweichung kann man darauf zurückführen, dass das Xenon in der Atmosphäre im Wesentlichen bereits bei der Entstehung der Erde vorhanden war, während die Xenon-Isotope im Bohrkern aus radioaktiven Zerfällen (spontane Spaltung von Uran-Isotopen) stammen.

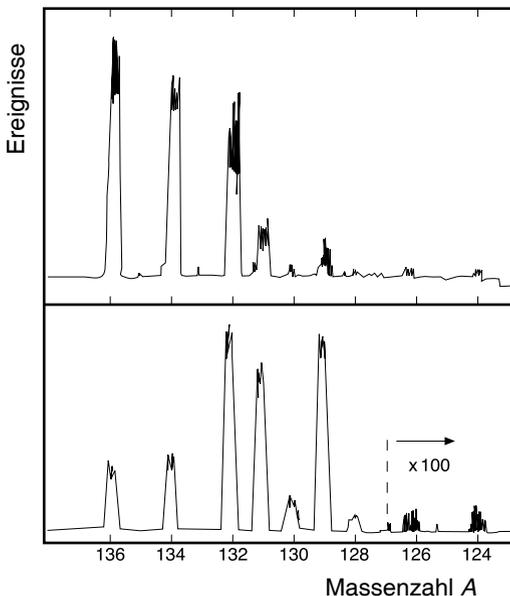


Abbildung 2.3. Massenspektrum von Xenon-Isotopen, in ca. $2.7 \cdot 10^9$ Jahre altem Gneis aus einem Bohrkern von der Halbinsel Kola (*oben*) im Vergleich zu dem

Massenbestimmung durch Kernreaktionen. Bindungsenergien werden auch durch systematische Untersuchungen von Kernreaktionen bestimmt. Als Beispiel erwähnen wir den Einfang von thermischen Neutronen ($E_{\text{kin}} \approx 1/40 \text{ eV}$) in Wasserstoff,

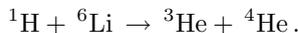


Die Energie des emittierten Photons steht in direktem Zusammenhang mit der Bindungsenergie B des Deuteriumkerns ${}^2\text{H}$:

$$B = (M_n + M_{{}^1\text{H}} - M_{{}^2\text{H}}) \cdot c^2 = E_\gamma + \frac{E_\gamma^2}{2M_{{}^2\text{H}}c^2} = 2.225 \text{ MeV}, \quad (2.6)$$

wobei der letzte Term die Rückstoßenergie des Deuterons berücksichtigt.

Als weiteres Beispiel betrachten wir die Reaktion



Die Energiebilanz dieser Reaktion lautet

$$E_{{}^1\text{H}} + E_{{}^6\text{Li}} = E_{{}^3\text{He}} + E_{{}^4\text{He}}, \quad (2.7)$$

wobei die Energien E_X die jeweilige Gesamtenergie des betrachteten Nuklids X darstellen, also die Summe aus Ruheenergie und kinetischer Energie. Wenn drei dieser Nuklidmassen bekannt sind und alle kinetischen Energien gemessen werden, kann man die Bindungsenergie des vierten Nuklids bestimmen.

Eine Vermessung von Bindungsenergien durch Kernreaktionen wurde vor allem mit Hilfe von niederenergetischen Beschleunigern (Van de Graaff, Zyklotron, Betatron) durchgeführt. Nach fast zwei Jahrzehnten systematischer Messungen in den 50er und 60er Jahren ist es möglich geworden, die systematischen Fehler der beiden Methoden zur Bestimmung der Bindungsenergien – Massenspektrometrie und Energiebilanz von Kernreaktionen – weitgehend zu reduzieren, so dass sie mit großer Genauigkeit übereinstimmende Resultate liefern. Abbildung 2.4 zeigt schematisch die so gemessenen Bindungsenergien pro Nukleon für stabile Kerne. Mit Hilfe von Kernreaktionen kann man auch die Massen von Kernen bestimmen, die so kurzlebig sind, dass sie massenspektroskopisch nicht untersucht werden können.

2.3 Parametrisierung der Bindungsenergien

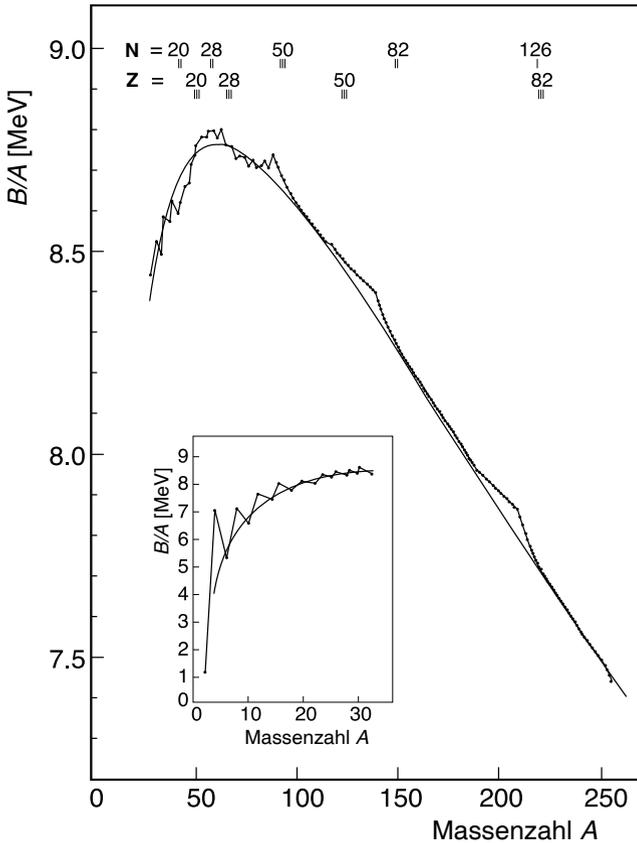


Abbildung 2.4. Bindungsenergie pro Nukleon von Kernen mit gerader Nukleonenzahl A . Die durchgezogene Linie entspricht der Weizsäcker-Massenformel (2.8). Kerne mit wenigen Nukleonen zeigen größere Abweichungen vom generellen Trend und müssen einzeln betrachtet werden. Auch bei schweren Kernen beobachtet man generell eine etwas stärkere Bindung pro Nukleon bei gewissen Protonen- und Neutronenzahlen. Auf diese sogenannten „magischen Zahlen“ werden wir in Abschn. 17.3 zu sprechen kommen.

die unter dem Namen *Weizsäcker-Massenformel* bekannt ist, wurde erstmals im Jahre 1935 eingeführt [We35, Be36]. Aus ihr kann man nach (2.2) dann die Bindungsenergie berechnen. Die Masse eines Atoms mit Z Protonen und N Neutronen ist demnach durch die folgende phänomenologische Formel gegeben:

$$\text{mit } N = A - Z. \quad (2.8)$$

Die genauen Werte für die Parameter a_v , a_s , a_c , a_a und δ sind von dem Massenbereich abhängig, in dem man die Parameter optimiert. Ein mögliche Wahl ist [Se77]:

$$\begin{aligned} a_v &= 15.67 \text{ MeV}/c^2 \\ a_s &= 17.23 \text{ MeV}/c^2 \\ a_c &= 0.714 \text{ MeV}/c^2 \\ a_a &= 93.15 \text{ MeV}/c^2 \\ \delta &= \begin{cases} -11.2 \text{ MeV}/c^2 & \text{falls } Z \text{ und } N \text{ gerade sind (gg-Kerne)} \\ 0 \text{ MeV}/c^2 & \text{falls } A \text{ ungerade ist (ug-Kerne)} \\ +11.2 \text{ MeV}/c^2 & \text{falls } Z \text{ und } N \text{ ungerade sind (uu-Kerne)}. \end{cases} \end{aligned}$$

Im Wesentlichen ist die Masse eines Atoms durch die Summe der Massen seiner Konstituenten (Protonen, Neutronen und Elektronen) gegeben. Die Kernbindung, die für die Abweichungen von dieser Massensumme verantwortlich ist, spiegelt sich in den zusätzlichen fünf Beiträgen wider. Die physikalische Interpretation dieser Beiträge ist verständlich, wenn man berücksichtigt, dass der Kernradius R und die Massenzahl A über die Relation

$$R \propto A^{1/3} \quad (2.9)$$

zusammenhängen. Der experimentelle Nachweis dieser Relation wie auch die quantitative Bestimmung der Proportionalitätskonstante wird in Abschn. 5.4 besprochen. Die einzelnen Terme kann man wie folgt interpretieren:

Volumenterm. Dieser Term, der die Bindungsenergie dominiert, ist proportional zur Anzahl der Nukleonen. Jedes Nukleon im Inneren eines (großen) Kerns liefert den gleichen Beitrag von etwa 16 MeV. Aus dieser Tatsache lernen wir, dass die Reichweite der Kernkraft kurz ist und nur etwa dem Abstand zwischen zwei Nukleonen entspricht. Dieses Phänomen nennt man Sättigung. Würde nämlich jedes Nukleon mit jedem anderen im Kern wechselwirken, dann müsste die gesamte Bindungsenergie proportional zu $A(A-1)$ oder näherungsweise zu A^2 sein. Das Phänomen der Sättigung führt dazu, dass die Dichte der Kerne im Zentrum mit wenigen Ausnahmen für alle Kerne gleich ist. Sie beträgt

$$\rho_N \approx 0.17 \text{ Nukleonen}/\text{fm}^3 = 3 \cdot 10^{17} \text{ kg}/\text{m}^3. \quad (2.10)$$

Die mittlere Dichte der Kerne, die man aus Masse und Radius erhält (siehe 5.56), ist mit $0.13 \text{ Nukleonen}/\text{fm}^3$ kleiner. Der mittlere Abstand der Nukleo-

Coulomb-Term. Die elektrische Abstoßung zwischen den Protonen im Kern führt zu einer weiteren Reduktion der Bindungsenergie. Dieser Term errechnet sich als

$$E_{\text{Coulomb}} = \frac{3}{5} \frac{Z(Z-1) \alpha \hbar c}{R} \quad (2.11)$$

und ist damit näherungsweise proportional zu $Z^2/A^{1/3}$.

Asymmetrieterm. Bei kleinen Massenzahlen sind Kerne mit der gleichen Anzahl von Protonen und Neutronen bevorzugt. Um die Coulomb-Abstoßung durch die Kernkraft teilweise zu kompensieren, häufen die schweren Kerne immer mehr Neutronen an. Dadurch entsteht eine Asymmetrie in der Zahl der Neutronen und Protonen, die z. B. bei ^{208}Pb $N-Z=44$ beträgt. Diese Abhängigkeit der Kernkraft vom Neutronenüberschuss im Kern wird durch den Asymmetrieterm $(N-Z)^2/(4A)$ beschrieben, aus dem man erkennt, dass die Symmetrie mit wachsender Kernmasse abnimmt. Wir werden hierauf in Abschn. 17.1 noch einmal eingehen.

Die A -Abhängigkeit der bislang angesprochenen Beiträge ist in Abb. 2.5 gezeigt.

Paarungsterm. Eine systematische Betrachtung der Kernmassen zeigt, dass eine gerade Anzahl von Protonen und/oder Neutronen die Stabilität des Kerns erhöht. Man interpretiert diese Beobachtung als Kopplung von Protonen und Neutronen zu Paaren. Diese Paarungsenergie ist von der Massenzahl abhängig, weil der Überlapp der Wellenfunktionen dieser Nukleonen in größeren Kernen geringer ist. Man beschreibt dies empirisch durch den Term $\delta \cdot A^{-1/2}$ in (2.8).

Insgesamt gesehen werden die globalen Eigenschaften der Kernkraft durch die Massenformel (2.8) recht gut beschrieben. Einzelheiten der Kernstruktur,

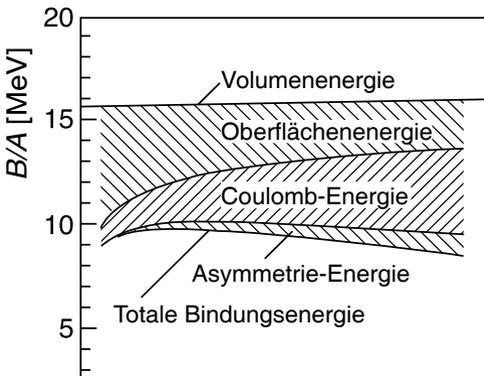


Abbildung 2.5. Die verschiedenen Beiträge zur Bindungsenergie pro Nukleon, aufgetragen gegen die Massenzahl A . Die waagerechte Linie bei ca. 16 MeV zeigt den Beitrag der Volumenenergie, der durch die Oberflächen-, die Asymmetrie- und die Coulomb-Energie auf die effektive Bindungsenergie von ca. 8 MeV (untere Linie) reduziert wird. Mit wachsendem A steigen die Beiträge von

auf die wir später (vor allem in Kap. 17) eingehen werden, sind darin jedoch nicht berücksichtigt.

Im Zusammenhang mit der Weizsäcker-Formel spricht man mitunter auch vom *Tröpfchenmodell*. In der Tat liegen der Formel einige Eigenschaften zugrunde, die man von Flüssigkeitstropfen her kennt: konstante Dichte, Kurzreichweitigkeit der Kräfte, Sättigung, Deformierbarkeit und Oberflächenspannung. Ein wesentlicher Unterschied liegt aber in der mittleren freien Weglänge der Teilchen. Während sie für Moleküle im Flüssigkeitstropfen weitaus kleiner ist als die Ausdehnung des Tropfens, ist sie für Nukleonen im Kern groß. Der Kern ist daher nicht als klassische Flüssigkeit, sondern als Quantenflüssigkeit zu behandeln. Bei niedrigen Anregungsenergien lässt er sich noch einfacher beschreiben, nämlich als ein Fermigas, also ein System freibeweglicher Teilchen, die untereinander nur schwach wechselwirken. In Abschn. 17.1 werden wir hierauf näher eingehen.

2.4 Ladungsunabhängigkeit der Kernkraft und Isospin

Protonen und Neutronen haben nicht nur fast gleiche Massen, sondern verhalten sich auch in ihrer Wechselwirkung ähnlich. Dies sieht man besonders bei der Untersuchung von *Spiegelkernen* – dies sind Paare von Isobaren, bei denen die Protonenzahl des einen Nuklids gleich der Neutronenzahl des anderen ist, und umgekehrt.

In Abb. 2.6 sind die niedrigsten Energieniveaus der Spiegelkerne ${}^{14}_6\text{C}_8$ und ${}^{14}_8\text{O}_6$ dargestellt, gemeinsam mit denen von ${}^{14}_7\text{N}_7$. Die Niveauschemata von ${}^{14}_6\text{C}_8$ und ${}^{14}_8\text{O}_6$ sind sich sehr ähnlich, sowohl was die Quantenzahlen J^P der Niveaus angeht als auch deren Abstand voneinander. Die geringen Unterschiede sowie die globale Verschiebung der Gesamtheit der Zustände in ${}^{14}_6\text{C}_8$ gegenüber denen in ${}^{14}_8\text{O}_6$ kann man mit der unterschiedlichen Coulomb-Energie begründen. Weitere Beispiele für Spiegelkerne werden wir in Abschn. 17.3 (Abb. 17.8) kennenlernen.

Die Energieniveaus von ${}^{14}_6\text{C}_8$ und ${}^{14}_8\text{O}_6$ findet man auch in dem isobaren Kern ${}^{14}_7\text{N}_7$ wieder. Zu anderen Zuständen im ${}^{14}_7\text{N}_7$ gibt es hingegen keine Analoga in den Nachbarkernen. Man findet also Triplets und Singulets von Zuständen.

Diese Multipletts von Zuständen erinnern an die Multipletts, die bei der Kopplung von Drehimpulsen (Spins) auftreten. Man beschreibt daher die Symmetrie zwischen Protonen und Neutronen durch einen ähnlichen Formalismus, den man *Isospin I* nennt. Das Proton und das Neutron bezeichnet man als zwei Zustände des Nukleons, die ein Duplett ($I=1/2$) bilden.

Gesamtisospin 1 oder 0 befinden. Die 3-Komponente des Isospins eines Kerns ist eine additive Größe:

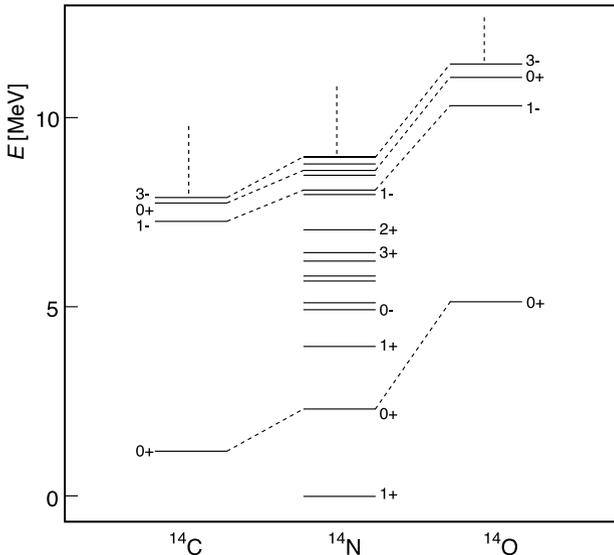
$$I_3^{\text{Kern}} = \sum I_3^{\text{Nukleon}} = \frac{Z-N}{2}. \quad (2.13)$$

Damit können wir das Auftreten analoger Zustände in Abb. 2.6 beschreiben: Bei $^{14}_6\text{C}_8$ und $^{14}_8\text{O}_6$ beträgt $I_3 = -1$ bzw. $I_3 = +1$, und somit ist der niedrigste mögliche Isospin jeweils $I = 1$. Die Zustände in diesen Kernen gehören daher notwendigerweise zu einem Triplet von Analogzuständen in $^{14}_6\text{C}_8$, $^{14}_7\text{N}_7$ und $^{14}_8\text{O}_6$. Die I_3 -Komponente im Nuklid $^{14}_7\text{N}_7$ ist hingegen 0; daher können dort zusätzliche Zustände mit Isospin $I=0$ auftreten.

Da $^{14}_7\text{N}_7$ das stabilste Isobar mit $A=14$ ist, muss sein Grundzustand ein Isospinsingulett sein. Anderenfalls müsste es einen dazu analogen Zustand in $^{14}_6\text{C}_8$ geben, der aufgrund der geringeren Coulomb-Energie niedriger läge und damit stabiler wäre.

Zustände mit $I = 2$ sind in Abb. 2.6 nicht abgebildet. Zu solchen Zuständen müsste es Analoga in $^{14}_5\text{B}_9$ und $^{14}_9\text{F}_5$ geben. Da diese Nuklide aber sehr instabil (energiereich) sind, liegen ($I = 2$)-Zustände oberhalb des dargestellten Energiebereichs.

Bei den Isobaren mit $A = 14$ handelt es sich um recht leichte Kerne, in denen sich die Coulomb-Energie nicht allzu stark bemerkbar macht. Bei



schwereren Kernen wird ihr Einfluss stärker und stört die Isospinsymmetrie in immer größerem Maße.

Der Begriff des Isospins ist nicht nur in der Kernphysik, sondern auch in der Teilchenphysik von großer Bedeutung. Wir werden sehen, dass Quarks und aus Quarks zusammengesetzte Teilchen mit Hilfe des Isospins in Isospinmultipletts klassifiziert werden können. In dynamischen Prozessen, die über die starke Wechselwirkung ablaufen, ist der Isospin des Systems eine Erhaltungsgröße.

Aufgaben

1. Isospinsymmetrie

Nichtrelativistische Näherung für die Kernkräfte 3H und 3H (1.4.1)



<http://www.springer.com/978-3-540-68075-8>

Teilchen und Kerne

Eine Einführung in die physikalischen Konzepte

Povh, B.; Rith, K.; Scholz, C.; Zetsche, F.

2009, Softcover

ISBN: 978-3-540-68075-8