

Kapitel 8

Statische Eigenschaften von Atomkernen

8.1 Bindungszustände von Nukleonen

Seit den Streuexperimenten von Rutherford 1911 weiß man, daß die Atome kompakte Kerne haben, die etwa 10000 mal kleiner sind als das ganze Atom und eine positive Ladung tragen, die gerade die negative Ladung der Elektronen in der Atomhülle kompensiert.

Die Kerne sind gebundene Systeme von Protonen und Neutronen, bestehen also aus hadronischer Materie. Die Bindungskräfte sind viel stärker als die elektromagnetischen Kräfte. Sie sollten durch die Quantenchromodynamik (QCD), der Theorie der starken Wechselwirkung, zu beschreiben sein. Da ein einzelnes Nukleon nach außen farb-neutral ist (Farb-Singulett), interpretieren wir die Kernkräfte als ‘Van-der-Waals-Kräfte der QCD’, in Analogie zu den elektromagnetischen Wechselwirkungen neutraler Moleküle in einem Gas.

Ein Kern besteht aus Z Protonen, N Neutronen, also $A = Z + N$ Nukleonen:

Anzahl	Teilchen	Kerne mit gleicher Anzahl
A	Nukleonen	gleiches A : Isobare
Z	Protonen	gleiches Z : Isotope
N	Neutronen	gleiches N : Isotone

Das Gewicht eines Kerns ist im wesentlichen durch die Masse der Nukleonen gegeben (abzüglich der Bindungsenergie, siehe unten), deshalb werden Kerne mit gleichem A Isobare genannt. Ein bestimmtes Element hat eine feste Kernladung Z , also eine feste Anzahl von Protonen. Ein Element kann mit verschiedener Anzahl von Neutronen auftreten, man nennt das die Isotope eines Elementes.

Ein Kern K wird durch das Symbol des entsprechenden Elementes und seine Massenzahl A bezeichnet. Manchmal wird auch Z , seltener auch N in die Bezeichnung einbezogen:

$${}^A_{(Z)}K_{(N)} : {}^4_2\text{He}, {}^1_1\text{H}, {}^{238}_{92}\text{U}, \dots \quad (8.1)$$

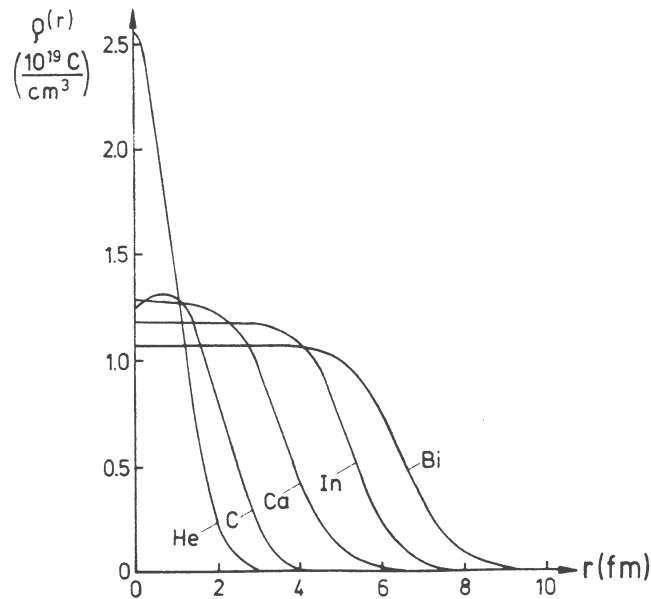


Abbildung 8.1: Ladungsverteilungen verschiedener Kerne (Hofstadter et al., 1957).

8.2 Größe und Dichte von Kernen

Abbildung 8.1 zeigt die von Hofstadter et al. gemessenen Ladungsverteilungen verschiedener Kerne, die aus den in Kapitel 7 beschriebenen Formfactormessungen durch Elektron-Kern-Streuung gewonnen wurden. Die mittleren Ladungsradien zeigen folgende A -Abhängigkeit:

$$R_K \approx r_0 A^{\frac{1}{3}} \quad (8.2)$$

mit $r_0 = (1.3 \pm 0.1)$ fm. Hier wurde R_K als Radius einer äquivalenten homogen geladenen Kugel mit scharfem Rand definiert. Die in Kapitel 7 benutzte Radius, der als Wurzel aus dem mittleren quadratischen Radius definiert wurde, ist um $\sqrt{3/5}$ kleiner. Mit (8.2) ergibt sich für die Kernvolumina:

$$V_K = \frac{4}{3}\pi R_K^3 \approx A \frac{4}{3}\pi r_0^3 \quad (8.3)$$

Das bedeutet, daß jedes Nukleon etwa das gleiche Volumen einnimmt:

$$V_N \approx \frac{4}{3}\pi r_0^3 \quad (8.4)$$

daraus wiederum ergibt sich eine konstante Kerndichte:

$$\rho_K \approx \frac{A \cdot m_N}{\frac{4}{3}\pi R_K^3} \approx \frac{m_N}{\frac{4}{3}\pi r_0^3} = \text{konst.} \approx 10^{17} \frac{\text{kg}}{\text{m}^3} \quad (8.5)$$

Die Kerndichte ist also 10^{14} -mal größer als die Dichte des Wassers. Solche Dichten werden auch in Neutronensternen erreicht, die aufgrund eines Gravitationskollapses der Überreste von Supernova-Explosionen entstehen.

Die konstante, A -unabhängige Kerndichte läßt sich durch kurzreichweitige Kernkräfte, die nur zwischen den Nachbarn wirken, erklären. Das Potential zwischen den Kernen muß folgende Eigenschaften haben (Abb. 8.2):

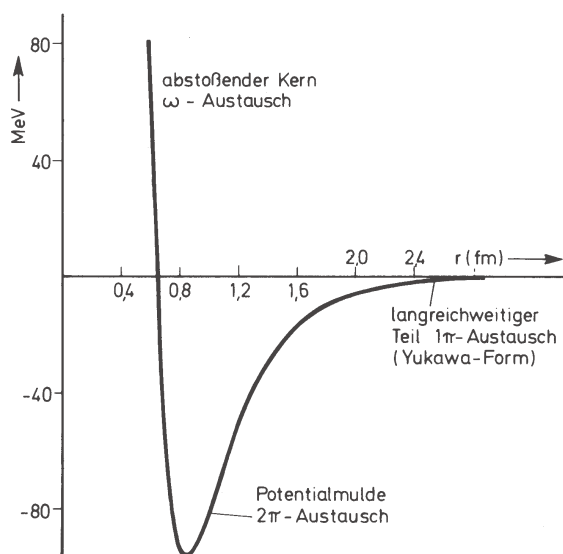


Abbildung 8.2: Qualitative Darstellung des Potentials zwischen zwei Nukleonen. Es ist angegeben, welche Austauschteilchen das Potential bei verschiedenen Abständen bestimmen.

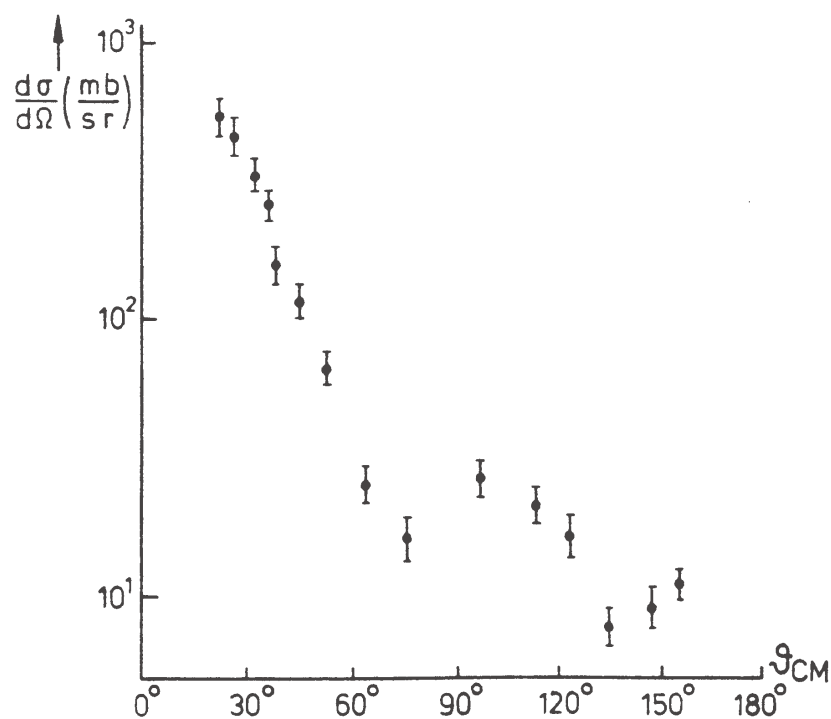


Abbildung 8.3: Winkelverteilung elastisch gestreuter Neutronen (14 MeV) an Bor.

- kurzreichweitiges anziehendes Potential,
- abstoßender Kern ('hard core').

Die einzelnen Beiträge werden nach Yukawa (siehe Kapitel 2) durch Austausch verschiedener Teilchen (π , 2π , ω) erzeugt. Ein ähnliches Potential ergibt sich für homöopolare Molekülbindungen (N_2 , CO, ...), die durch Elektronenaustausch beschrieben werden.

Stark wechselwirkende Teilchen, also Hadronen, sehen den Kern als absorbierende schwarze Scheibe der Größe:

$$\sigma_{geom} = \pi R_K^2 \approx 50 \text{ mb} \cdot A^{\frac{2}{3}} \quad (8.6)$$

Der geometrische Querschnitt der Kerne gibt also eine Abschätzung für den totalen Wirkungsquerschnitt. Wie bei der Beugung von Licht an einer absorbierenden Scheibe erhält man Beugungsminima und -maxima (Abb. 8.3).

8.3 Kernmassen

8.3.1 Massendefekt und Bindung

Die Masse eines Kerns ist kleiner als die Summe der Massen seiner Nukleonen,

$$m(Z, A) < Z m_p + (A - Z) m_n, \quad (8.7)$$

wegen der Bindungsenergie der Nukleonen. Die Bindungsenergie mindert die Masse der Kerne, im folgenden wird sie allerdings als positive Größe definiert. Ein Kern der Masse $m(Z, A)$ hat dann folgende Bindungsenergie:

$$B(Z, A) = -[m(Z, A) - Z m_p - (A - Z) m_n] > 0 \quad (8.8)$$

Die Bindungsenergie pro Nukleon ist für nicht zu kleine Kernmassen annähernd konstant (Abb. 8.4):

$$B/A \approx 8 \text{ MeV} \quad (8.9)$$

Das ist also etwa 1% der Nukleonenmasse und etwa 10^6 mal mehr als die Bindungsenergie des Elektrons im Wasserstoffatom von etwa 13 eV. In Abb. 8.4 sieht man ein Maximum der Bindungsenergie pro Nukleon um die Massenzahl $A \approx 60$, das ist in der Umgebung des Eisens. Die **Fusion** leichterer Kerne und die **Spaltung** schwererer Kerne ist jeweils mit Energiegewinnung verbunden (Energieerzeugung in Sternen, technisch in Reaktoren). Die A-abhängigen Strukturen, besonders ausgeprägt bei kleinen Massenzahlen, sind Effekte abgeschlossener Schalen (wie in der Atomhülle). Zum Beispiel liegt bei $A=4$ (Helium = α -Teilchen) ein besonders stabiler Zustand vor.

Atomare Masseneinheit: Die Masse eines Elements wird in der atomaren Masseneinheit angegeben, die sich auf das Kohlenstoff-Isotop ^{12}C bezieht:

$$1u = m_u = \frac{1}{12} m(^{12}\text{C}) = 1.66 \cdot 10^{-27} \text{ kg} = 931.50 \text{ MeV}/c^2 \quad (8.10)$$

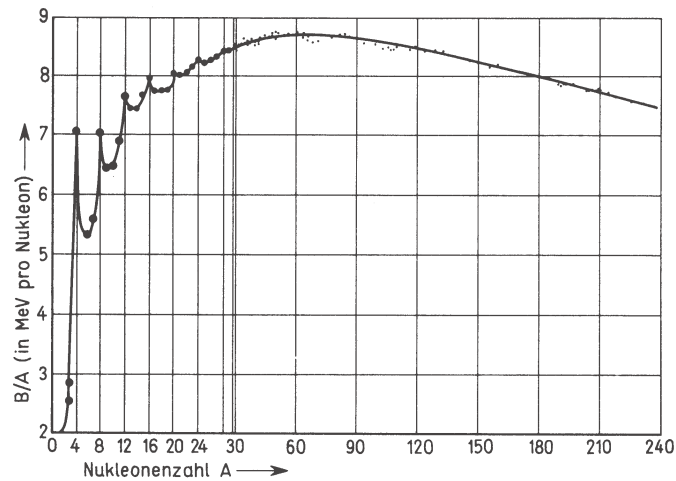


Abbildung 8.4: Bindungsenergie pro Nukleon als Funktion der Massenzahl A für stabile Kerne. Die Abzisse ist bis $A=30$ gespreizt.

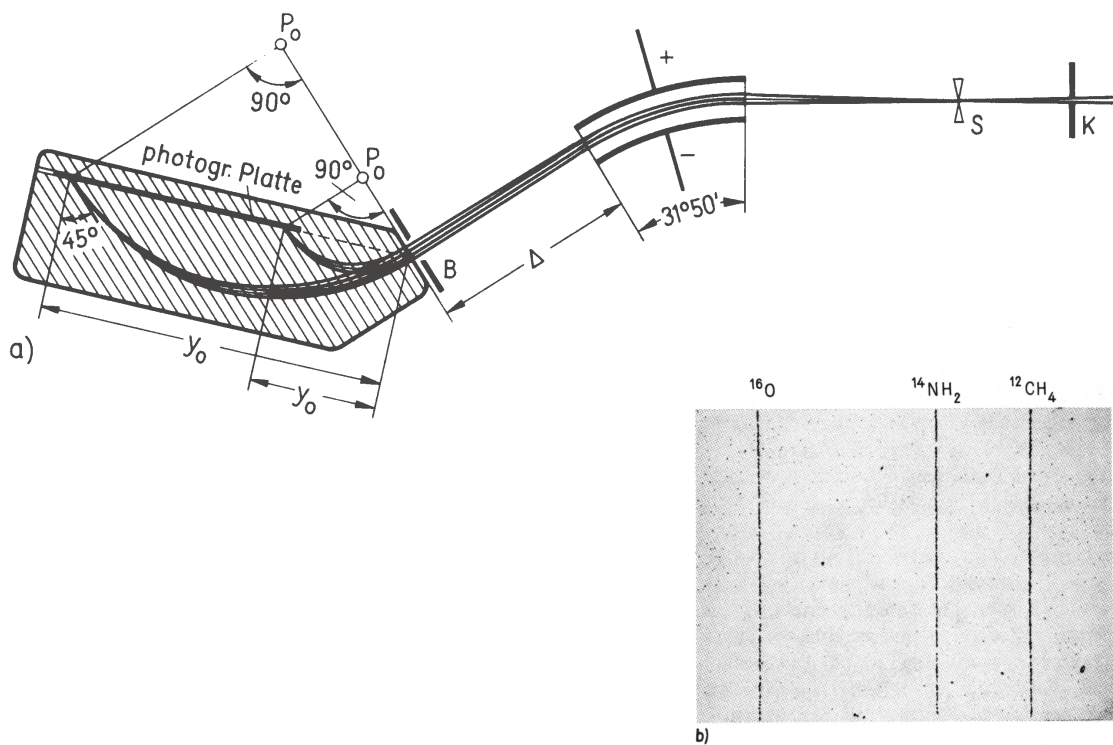


Abbildung 8.5: a) Mattauch'scher Massenspektrograph und b) damit aufgenommene Linien zur Massenzahl $A=16$. Durch einen Kollimator K und eine Blende S tritt von rechts ein Ionenstrahl in den Spektrographen. Der Kondensator lenkt je nach q/m -Wert und Geschwindigkeit ab. Durch das Magnetfeld werden für gleiche q/m -Werte Ionen mit verschiedenen Geschwindigkeiten auf einen Punkt fokussiert. In der Fokalebene ist die Photoplatte plaziert.

8.3.2 Massenbestimmung

Kernmassen können auf verschiedene Weise ermittelt werden:

- Massenspektroskopie: Durch Kombinationen von \vec{E} - und \vec{B} -Feldern läßt sich $q/m = \text{Ladung/Masse}$ von Ionen bestimmen (wie bei der e/m -Bestimmung für das Elektron nach Thomson). Als Beispiel ist ein Massenspektrograph in Abb. 8.5 gezeigt, mit dem man Auflösungen von 10^{-8} erreicht.
- Kernreaktionen: Zum Beispiel ergibt sich aus der Kinematik der ‘Photospaltung’ des Deuteriums (Kern = np) die Masse des Neutrons:



In der Kernphysik ist auch folgende Schreibweise üblich:



- Energiebilanz bei α -, β - und γ -Zerfällen.

8.4 Modelle für die A- und Z-Abhängigkeit der Kernmassen

8.4.1 Der Kern als inkompressible Flüssigkeit

Die etwa konstante Bindungsenergie pro Nukleon und die annähernd konstante Kerndichte

$$\begin{aligned} B/A &\approx \textit{konst} \\ \rho_K &\approx \textit{konst} \end{aligned} \quad (8.13)$$

entspricht dem Verhalten einer inkompressiblen Flüssigkeit.

8.4.2 Schalenstruktur der Kernzustände

Allerdings gibt es auch Effekte, die auf eine Schalenstruktur der Nukleonenzustände hinweisen und die durch das Modell einer inkompressiblen Flüssigkeit nicht erklärt werden. Die Schalenstruktur macht sich durch Sprünge in B/A (Abb. 8.4) bei den sogenannten ‘magischen Zahlen’ bemerkbar, wenn N oder Z die Werte 2, 8, 20, 28, 50, 82 oder 126 annehmen. In einer Flüssigkeit würde die Wechselwirkung zwischen den Molekülen die Ordnung der Zustände auf Schalen zerstören. Das berücksichtigt das folgende Modell.

8.4.3 Fermi-Gas-Modell

Eine bessere Beschreibung liefert das Fermi-Gas-Modell: Die Nukleonen befinden sich in einem Potentialtopf, in dem alle Zustände bis zur Fermi-Energie E_F besetzt sind (Abb. 8.6). Wegen des Pauli-Prinzips gibt es genau ein Nukleon pro Zustand, weil die Nukleonen Fermionen sind. Deswegen können die Nukleonen auch nicht

miteinander wechselwirken, die Zustände bleiben ungestört und es kann sich, wie in der Atomhülle, eine Schalenstruktur ausbilden.

Die Zustände in dem Potentialtopf kann man durch Lösung der Schrödinger-Gleichung für freie Teilchen (1.34) erhalten, wenn man die Randbedingung beachtet, daß die Wellenfunktionen am Rand des Potentialtopfes verschwinden (siehe Quantenmechanik-Vorlesung). Durch die Randbedingung werden die Energien quantisiert. Ohne explizit die Zustände zu bestimmen, werden wir im folgenden die Zustandsdichte ableiten und daraus die Energie bestimmen, bis zu der der Potentialtopf aufgefüllt ist, also die Fermi-Energie.

Die Zustandsdichte im Phasenraum (Orts-Impuls-Raum) ist:

$$dn = \frac{V \cdot d^3\vec{p}}{h^3} = \frac{4\pi V p^2 dp}{h^3} = \frac{4\pi V \sqrt{2m^3 E}}{h^3} dE = \frac{dn}{dE} dE \quad (8.14)$$

Dabei ist V das Kernvolumen, $E = p^2/2m$ die nicht-relativistische (kinetische) Energie und m die Masse eines Nukleons. Die Gleichung (8.14) ist die nicht-relativistische Form der Gleichung (1.125). Die Anzahl der besetzten Zustände ergibt sich durch Integration der Zustandsdichte bis zur Fermi-Energie, wobei für die Nukleonen mit Spin 1/2 jeder Orts-Impuls-Zustand doppelt besetzt werden kann:

$$n(E < E_F) = 2 \int_0^{E_F} \frac{dn}{dE} dE = \frac{2}{3} \frac{4\pi V}{h^3} (2mE_F)^{\frac{3}{2}} \Rightarrow E_F = \frac{\hbar^2}{2m} \left(3\pi^2 \frac{n}{V} \right)^{\frac{2}{3}} \quad (8.15)$$

Da die Nukleonendichte

$$\rho_N = \frac{n}{V} = \frac{3}{4\pi r_0^3} \quad (8.16)$$

konstant ist, ergibt sich in diesem Modell auch eine konstante Fermi-Energie:

$$E_F \approx 30 \text{ MeV} \quad (8.17)$$

Das bedeutet, daß der Phasenraum der Zustände nur durch das Volumen anwächst, was durch die Forderung einer konstanten Nukleonendichte (8.16) hineingesteckt wurde. Damit erhält man auch hier die konstante Bindungsenergie pro Nukleon und die konstante Kerndichte (8.13). Der Potentialtopf (Abb. 8.6a) ist tiefer als die Fermi-Energie wegen der Separationsenergie für ein Nukleon von etwa 8 MeV:

$$V_0 \approx -40 \text{ MeV} \quad (8.18)$$

In der Abbildung sind die Zustände nach oben hin dichter eingezeichnet, weil nach (8.14) gilt:

$$\frac{dn}{dE} \sim \sqrt{E} \quad (8.19)$$

Da das Pauli-Prinzip für Protonen und Neutronen getrennt gilt, gibt es zwei Töpfe (Abb. 8.6b). Der Protonentopf ist wegen der Coulomb-Abstoßung etwas hochgezogen, das Coulomb-Potential ist dem Topfpotential überlagert. Wegen der Coulomb-Abstoßung gilt im allgemeinen auch:

$$Z \leq N \quad (8.20)$$

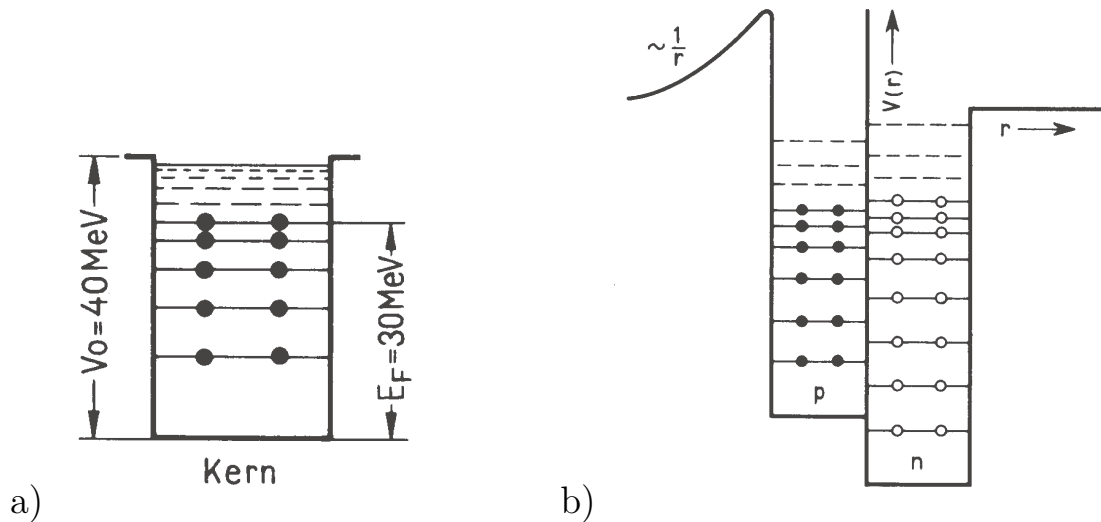


Abbildung 8.6: a) Potentialtopf und Fermi-Gas-Zustände eines Kerns mit Angaben der Potentialtiefe und der Lage der Fermi-Kante. b) Potential für Protonen und Neutronen mit Coulomb-Wall für die Protonen.

Beide Töpfe sind etwa gleich hoch gefüllt, das heißt,

$$E_F(n) \approx E_F(p). \quad (8.21)$$

Kerne, bei denen einer der beiden Töpfe höher gefüllt ist, sind ‘ β -instabil’, und die Nukleonenzahlen gleichen sich durch β -Zerfall aus:



8.4.4 Das Tröpfchenmodell und die Weizsäcker-Massenformel

Die A- und Z-Abhängigkeit der Kernmassen $m(Z, A)$ wird ‘semi-empirisch’ durch die Weizsäcker-Massenformel beschrieben. Das zugrundeliegende Modell für den Kern ist ein Flüssigkeitstropfen und Schaleneffekte werden nicht berücksichtigt. Die Bindungsenergie in Gleichung 8.8 setzt sich in dem Modell aus 5 Termen zusammen:

$$B(Z, A) = \sum_{i=1}^5 B_i = B_V + B_S + B_C + B_A + B_P \quad (8.23)$$

Die einzelnen Terme (siehe Abb. 8.7) haben folgende Bedeutung:

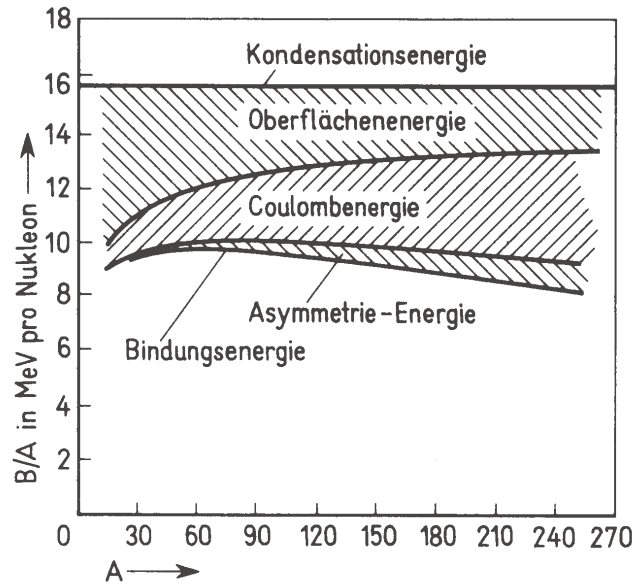


Abbildung 8.7: Beiträge der einzelnen Terme der Weizsäcker-Massenformel zur Bindungsenergie pro Nukleon.

i	Energie	Ursache	$f(Z, A)$	B_i	a_i [MeV]
V	Kondensation	Nukleonen kondensieren zu Kernen	$B/A = konst$	$a_V \cdot A$	15.85
S	Oberfläche	weniger Bindung an der Oberfläche	$S \sim R_K^2 \sim A^{2/3}$	$-a_S \cdot A^{2/3}$	18.34
C	Coulomb	für Protonen	$V_C \sim \frac{Z(Z-1)}{R_{pp}}$	$-a_C \cdot Z^2 A^{-1/3}$	0.71
A	Z/N-Asymmetrie	Z=N bevorzugt (ohne C-Term)	Fermi-Gas	$-a_A \frac{(Z-A/2)^2}{A}$	92.86
P	Paarung	gepaarte Nukleonen (g) bevorzugt gegen ungepaarte (u)	+ δ für gg 0 für gu, ug - δ für uu	$\delta = a_P \cdot A^{-1/2}$	11.46

Bemerkungen zur Weizsäcker-Massenformel:

- keine Schaleneffekte berücksichtigt;
- gute Näherung für $A > 30$;

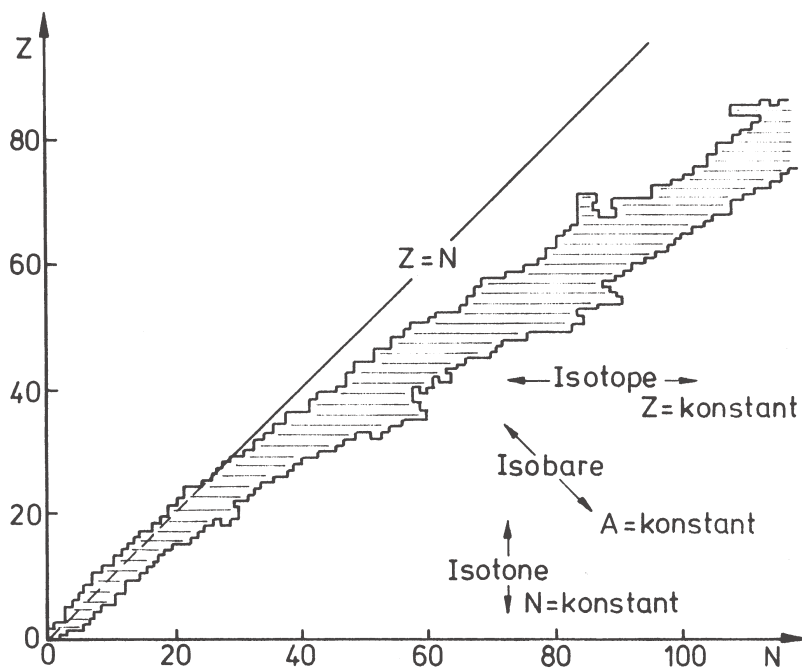


Abbildung 8.8: Lage der stabilen Kerne in der N-Z-Ebene.

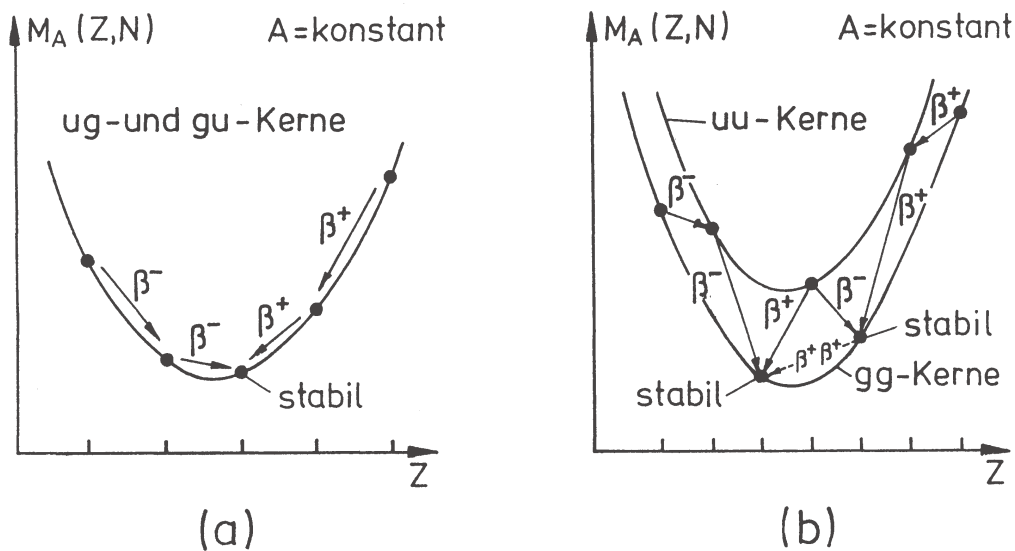


Abbildung 8.9: β -Übergänge zum Massenminimum innerhalb einer Isobarenreihe: a) A ungerade (ug oder gu); b) A gerade (gg oder uu): die zwei Parabeln treten wegen der unterschiedlichen Paarungsenergie $\pm\delta$ für gg - und uu -Kerne auf. In diesem Fall sind mehrere β -stabile Nuklide für ein festes A möglich.

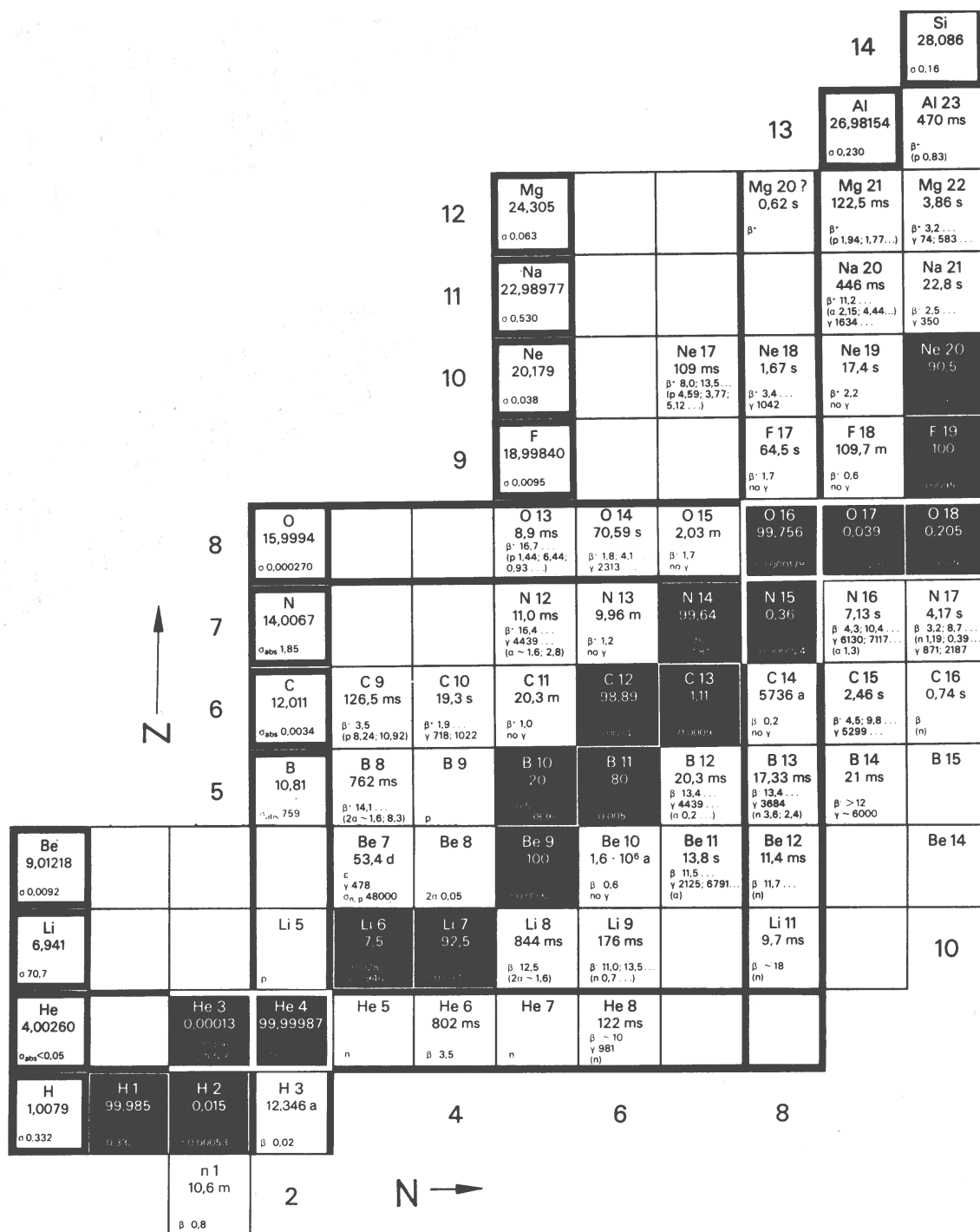


Abbildung 8.10: Ausschnitt aus der Karlsruher Nuklidkarte. Für die stabilen Nuklide (schwarz) sind das Elementsymbol, die Nukleonenzahl A, die Häufigkeit im natürlichen Element und (n, γ) -Wirkungsquerschnitte angegeben; bei den instabilen Nukliden das Elementsymbol, die Nukleonenzahl A, Halbwertszeit und Zerfallsarten mit Maximalenergien.

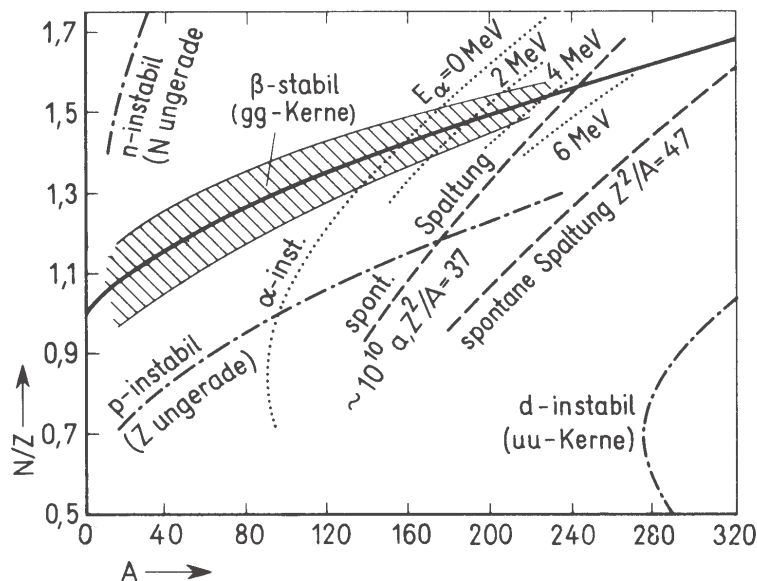


Abbildung 8.11: Stabilitätsgrenzen für Teilchenemission und Spaltung in der A-N/Z-Ebene.

- Maximum bei $A \approx 60$ durch gegenläufiges Verhalten der Oberflächen- und Coulomb-Terme;
- die maximale Bindungsenergie, entsprechend der minimalen Masse, liegt für festes A bei $N \geq Z = Z_0$ (Abb. 8.8);
- für $Z \neq Z_0$ bei festem A ist der Kern β -instabil (Abb. 8.9);
- instabil gegen n-Emission wird ein Kern, wenn gilt

$$E_n = [m(Z, A) - m(Z, A - 1) - m_n] > 0; \quad (8.24)$$

- Kernspaltung wird für $A > 90$ exotherm;
- Kernfusion ist für leichte Kerne exotherm.

Verschiedenen Stabilitätsgrenzen, die man aus der Massenformel ableiten kann, sind in Abb. 8.11 dargestellt.

Nuklidkarte: In den Nuklidkarten (Abb. 8.10) sind die stabilen und instabilen Nuklide dargestellt. In den Originalkarten haben die Nuklide unterschiedliche Farben für

- stabil
- β^+ -instabil,
- β^- -instabil,

- α -instabil,
- Spaltungs-instabil.

Außerdem ist in den Karten angegeben:

- relative Häufigkeit stabiler Nuklide,
- Lebensdauer,
- Zerfallskanäle,
- Wirkungsquerschnitt für thermische Neutronen.

8.5 Spin, Parität, magnetisches Moment

Kerne haben einen Eigendrehimpuls oder **Kernspin** \vec{I} , der sich aus dem Gesamtspin \vec{S} der Nukleonen und dem Gesamtbahndrehimpuls \vec{L} zusammensetzt:

$$\vec{I} = \vec{S} + \vec{L} \quad (8.25)$$

Die **Parität** ergibt sich mit der Bahndrehimpulsquantenzahl L :

$$P = (-1)^L \quad (8.26)$$

Wie in der Teilchenphysik werden Kerne durch Spin und Parität gekennzeichnet, zum Beispiel: $I^P = 0^+, 3/2^-, \dots$

Mit dem Kernspin ist ein **magnetisches Moment** verknüpft:

$$\mu_I = g_K \cdot \mu_K \cdot I. \quad (8.27)$$

Dabei ist I die Spinquantenzahl (= maximale Spinkomponente), μ_K das bereits eingeführte Kernmagneton, g_K der Landé-Faktor, der die magnetische Anomalie der Nukleonen und deren Verteilung berücksichtigt. Die magnetischen Momente von Kernen sind typisch etwa 3 Größenordnungen kleiner als die der Atomhülle, weil das Kernmagneton etwa 2000 mal kleiner als das Bohrsche Magneton ist ($\mu_K/\mu_B = m_e/m_p$). Die magnetischen Momente können zum Beispiel mit Hilfe der Resonanzmethode nach Rabi gemessen werden (Abb. 8.14).

Für die magnetischen Momente findet man nur sehr beschränkt eine Systematik. Einfach wird es nur für gg -Kerne im Grundzustand, weil sich da die Nukleonen paarweise zu $I = 0$ kompensieren.

8.5.1 Anwendungen der Kernspins

Hyperfstruktur: Die Kopplung des Kernspins mit dem Drehimpuls \vec{J} der Elektronenhülle

$$\vec{F} = \vec{I} + \vec{J} \quad (8.28)$$

führt zu einer Hyperfeinstrukturaufspaltung. Zum Beispiel können die Drehimpulse beim Wasserstoff ($I = 1/2, J = 1/2$) zu $F = 0$ oder $F = 1$ koppeln. Der Übergang ($F = 0 \rightarrow F = 1$) bei einer Wellenlänge von 21 cm (Abb. 8.12) spielt in der Astronomie eine besondere Rolle, weil das die einzige Möglichkeit bietet, kalten Wasserstoff im Weltall zu messen. Zum Beispiel wurde mit Hilfe der 21 cm-Linie die Spiralstruktur der Milchstraße beobachtet (Abb. 8.13).

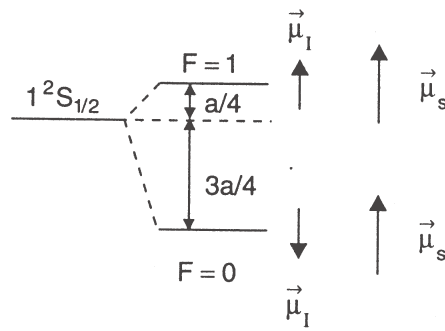


Abbildung 8.12: Hyperfeinstrukturaufspaltung des Grundzustandes des Wasserstoffs ($\vec{\mu}_I$, $\vec{\mu}_s$ sind die magnetischen Momente des Protons und des Elektrons). Der Übergang zwischen $F = 1$ und $F = 0$ hat die Wellenlänge 21 cm.

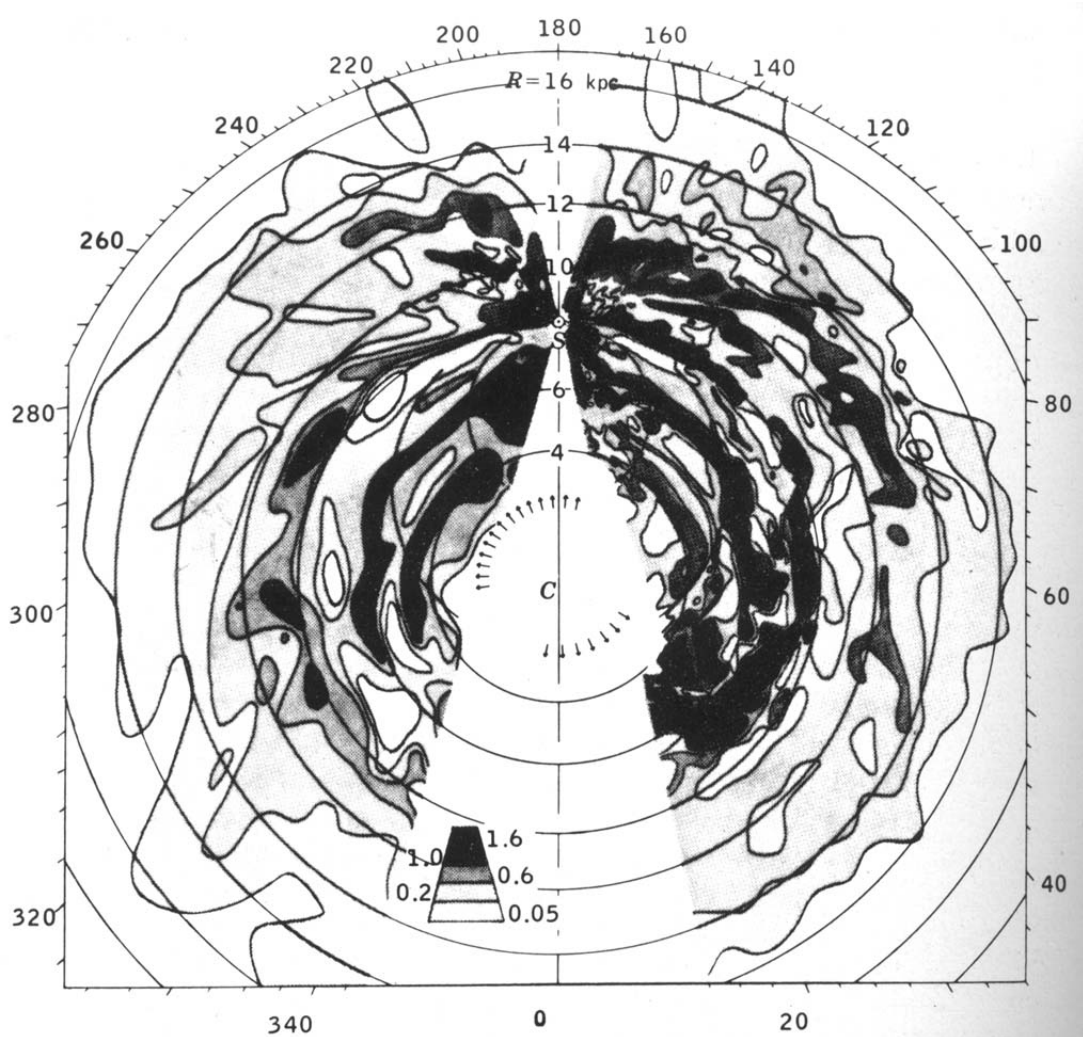


Abbildung 8.13: Verteilung des neutralen Wasserstoffs in der Milchstraße basierend auf Radiobeobachtungen der 21 cm-Linie.

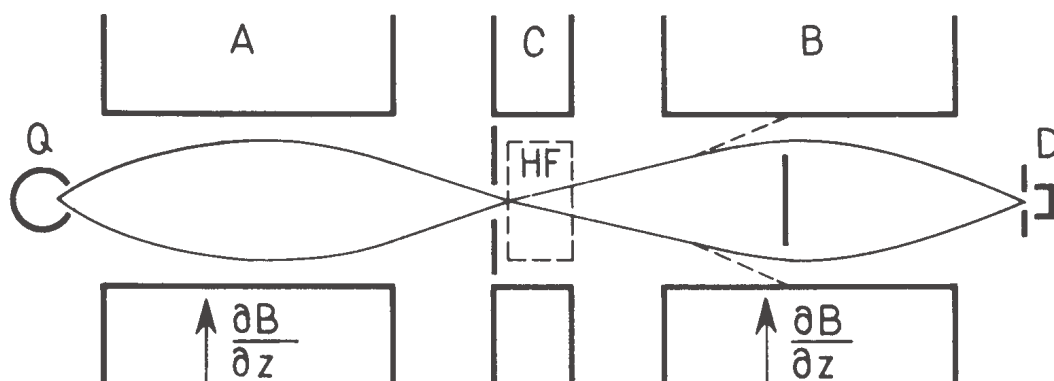


Abbildung 8.14: Apparatur zur Messung magnetischer Momente von Kernen mit Hilfe der Resonanzmethode nach Rabi: Ein Strahl von Atomen oder Molekülen mit verschwindendem magnetischen Moment der Atomhülle wird durch zwei inhomogene magnetische Felder A und B geschickt. Durch die Kraft des Gradientenfeldes auf die magnetischen Momente wird der Strahl für eine bestimmte Einstellung der Momente durch eine Blende vor dem Bereich C auf den Detektor D abgebildet. In dem homogenen Magnetfeld C wird ein Hochfrequenzfeld mit variabler Frequenz eingestrahlt. Bei der Resonanzfrequenz $\nu = \Delta E/h = \mu_I B/h$ klappen die Kernspins um und der Strahl geht im Bereich B verloren, was als Minimum im Detektorsignal registriert wird.

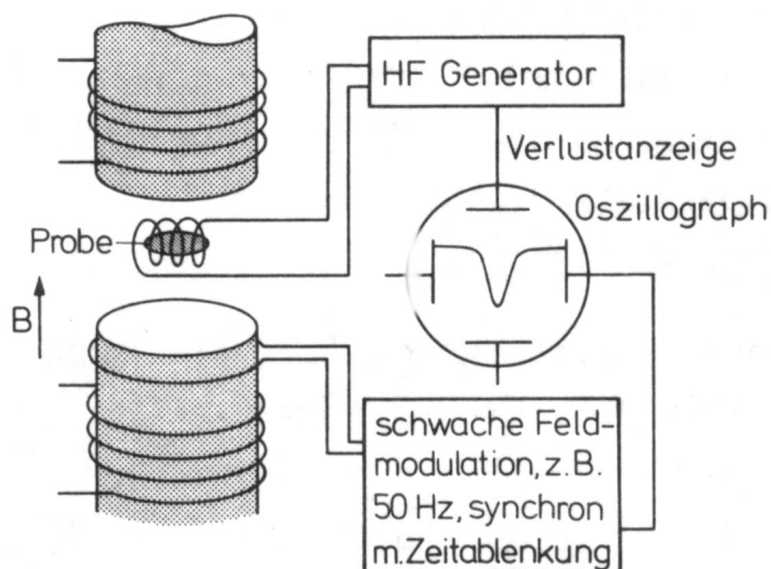


Abbildung 8.15: Prinzip einer Kernresonanz-Apparatur.

Kernspinresonanz (NMR): Magnetische Momente richten sich in einem Magnetfeld aus. Um den Spin in einem Magnetfeld \vec{B} umzuklappen, muß man eine Energie

$$\Delta E = g_K \cdot \mu_K \cdot B \cdot \Delta I_z \quad (8.29)$$

aufbringen, die man einem Strahlungsfeld mit der Frequenz $\nu = \Delta E/h$ entnehmen kann. Bei Wasserstoff ergibt sich die ‘Protonenresonanz’ bei:

$$\frac{\nu}{B} = 42.57 \frac{\text{MHz}}{\text{T}} \quad (8.30)$$

Abbildung 8.15 zeigt eine Protonenresonanz-Sonde in einem Magnetfeld. Ein Hochfrequenzgenerator speist Strahlung in die Sonde ein. Wenn der Generator die oben angegebene Resonanzfrequenz trifft, wird Strahlung absorbiert. Das Absorptionssignal wird gemessen. Das Signal bleibt auch nach längerer Einstrahlung sichtbar, weil die Spins durch thermische Anregung wieder zurückklappen.

Anwendungen der NMR-Methode:

- Präzisionsmessung von Magnetfeldern;
- Kernspintomographie (in Materialwissenschaften, Medizin, Chemie, Technik): Das Untersuchungsobjekt wird in ein inhomogenes Magnetfeld gebracht. Dadurch wird die Resonanzfrequenz ortsabhängig, und es lassen sich Dichteverteilungen von Kernen messen.
- NMR-Spektroskopie: Durch den Einfluß chemischer Bindungen auf die Kernresonanzfrequenz lassen sich mit der NMR-Methode komplexe räumliche Molekülstrukturen analysieren (Chemie-Nobelpreis 1991 R. Ernst; siehe Physikalische Blätter 39 (1983); 42 (1986)).