

# Das Atom und seine Bausteine

## Elektron

1897 (Thomson): Kathodenstrahlung - Erzeugung von Elektronen als freie Teilchenart in Entladungsröhren.  
Träger negativer Elementarladung

1910 (Millikan): Bestimmung d. Elementarladung

$$e = 1,602 \cdot 10^{-19} \text{ C (Coulomb)}$$
$$m_e = 511 \text{ keV}/c^2$$

## Neutron

### Atomkern:

→ Aus Winkelverteilung gestreuter  $\alpha$ -Teilchen an schweren Ionen (Rutherford): positive Ladungsträger sind räumlich stark konzentriert

• Proton (Rutherford): Beschuss von Stickstoff mit  $\alpha$ -Teilchen  $\Rightarrow$  positiv geladene Teilchen mit langer Reichweite  
 ${}^4_2\text{N} + {}^4_2\text{He} \rightarrow {}^{17}_8\text{O} + p$

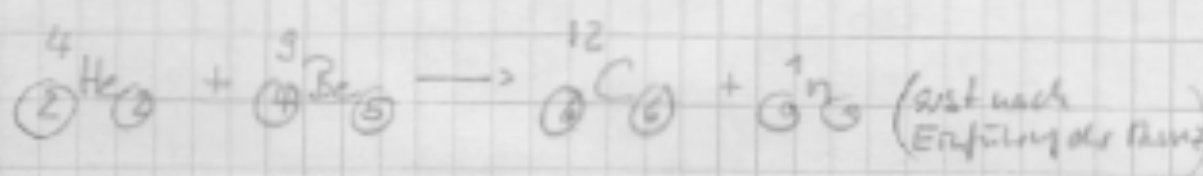
Ladungszahl  $Z$ : Zahl d. Protonen im Atomkern

Bestimmung von  $Z$ : Röntgenübergänge von der L-Schale zur K-Schale  
Messung der Energie

$$E(K_{\alpha}) = \frac{1}{2} \alpha^2 m_e c^2 (Z-1)^2$$

mit  $\alpha = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 \hbar c} = \frac{1}{137}$

• Neutron (Chadwick, 1932):

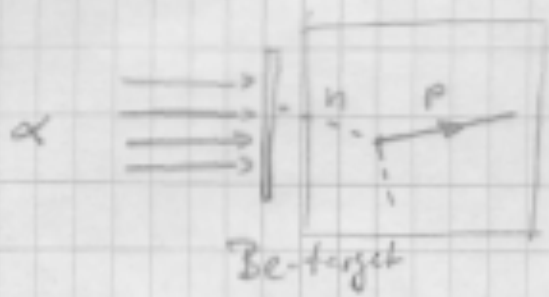


Nachweis von Neutronen über Rückstoß an p:

$$n + p \longrightarrow n + p$$

in Nebelkammer

Bild Nebelkammer



Aus Stoßgesetzen:  $m_n \approx m_p$

heute:  $m_p = 938.272 \text{ MeV}/c^2$

$m_n = 939.565 \text{ MeV}/c^2$

(Warum sind die Massen quasi identisch??)

Massenzahl  $A$

$$A = Z + N$$

$Z$  Anzahl der Protonen im Kern

$N$  Anzahl der Neutronen

$A = Z + N$  (Anzahl d. Nukleonen)

$$Z \times N \quad \text{maximal jedoch nur } A \times \text{z.B. } {}^{14}_6\text{C}$$

- Isobare : Kerne mit gleicher Massenzahl A
- Isotope : " " " Ladungszahl Z
- Isotone : " " " Neutronenzahl N

### Massendefizit

$$M \left( {}^A_Z X_N \right) < \left[ Z M({}^1_1\text{H}) + N M_n \right] \quad \#$$

mit  $M({}^1_1\text{H}) = M_p + m_e$

$\Rightarrow$  Bindungsenergie B des Kerns  
 [Differenz d. Summe der Ruhemassen aller Bestandteile u. des ganzen Atoms]  
 $B = \Delta m c^2$  üblicherweise in Masseneinheiten  $\Rightarrow B = \Delta m$

$$B(Z, A) = \left[ Z M({}^1_1\text{H}) + (A - Z) M_n - M(A, Z) \right] \quad \#$$

wobei  $M({}^1_1\text{H}) = M_p + m_e$   
 N.B. Bindungsenergie des H-Atoms (13,6 eV) ist vernachlässigbar klein

### Massenspektroskopie

#### Separationsenergie :

Energie, um 1 Neutron vom Kern zu entfernen  
 $S_n = \left[ M(Z, A-1) - M(Z, A) + M_n \right] \quad \#$   
 $S_n = B(Z, A) - B(Z, A-1)$

Analog ist die Separationsenergie für das Proton

$$S_p = B(Z, A) - B(Z-1, A-1)$$

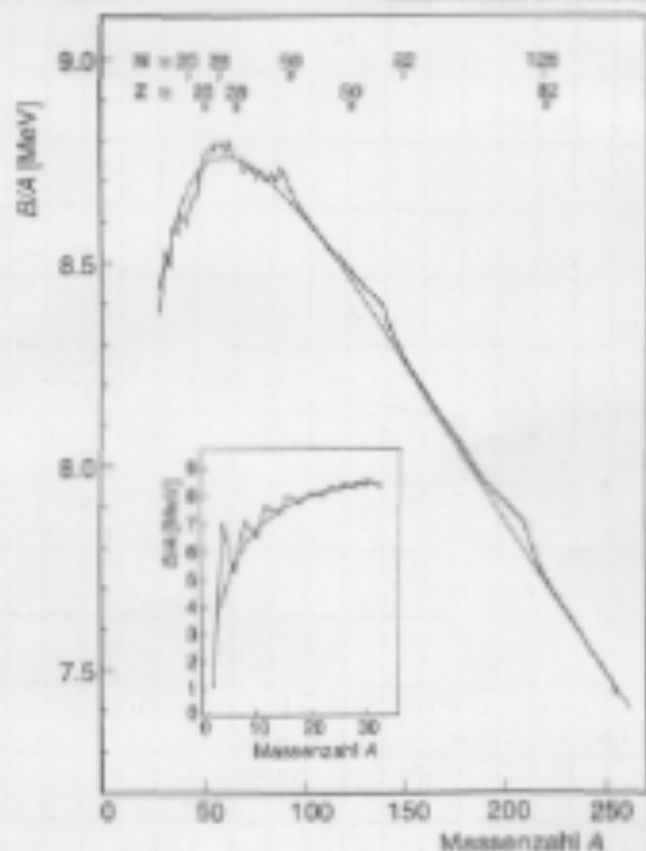
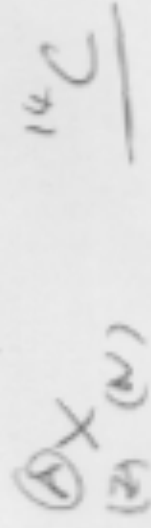


Abb. 2.4. Bindungsenergie pro Nukleon von Kernen mit gerader Nukleonenzahl  $A$ . Die durchgezogene Linie entspricht der Weizsäcker-Massenformel (2.8). Kerne mit wenigen Nukleonen zeigen größere Abweichungen vom gemessenen Trend und müssen einzeln betrachtet werden. Auch bei schweren Kernen beobachtet 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.

Baryonenzahl

Massenzahl  $A$   
Anzahl d. Protonen  $Z$   
" d. Neutronen  $N$

$$A = Z + N$$



Isobare: Kerne mit gleicher Massenzahl  $A$

Isotope: " " " Ladungszahl  $Z$

Isotone: " " " Neutronenzahl  $N$

Massendefekt:  $M({}^A_Z\text{X}_N) < [Z M({}^1_1\text{H}) + N M_N]$

$\Rightarrow$  Bindungsenergie  $B$  des Kernes (Bindungsenergie  $\sim 13 \text{ eV}$  / Nucleon)

Differenz d. Summe der Ruhemassen aller Bestandteile

u. des gesamten Atoms (incl. Elektronen!!)

$$B(Z, A) = [Z m(^1_1\text{H}) + (A-Z) m_n - m(Z, A)] c^2$$

$B = \Delta m c^2$  üblicherweise  $B$  in Masseanteile  
angehen  $\Delta B = \Delta m$

Separationsenergie:

Energie, um 1 Nucleon vom Kern zu entfernen

$$S_n = [m(Z, A-1) - m(Z, A) + m_n] c^2 \\ = B(Z, A) - B(Z, A-1)$$

Analog: Separationsenergie für Proton

$$S_p = B(Z, A) - B(Z-1, A-1)$$

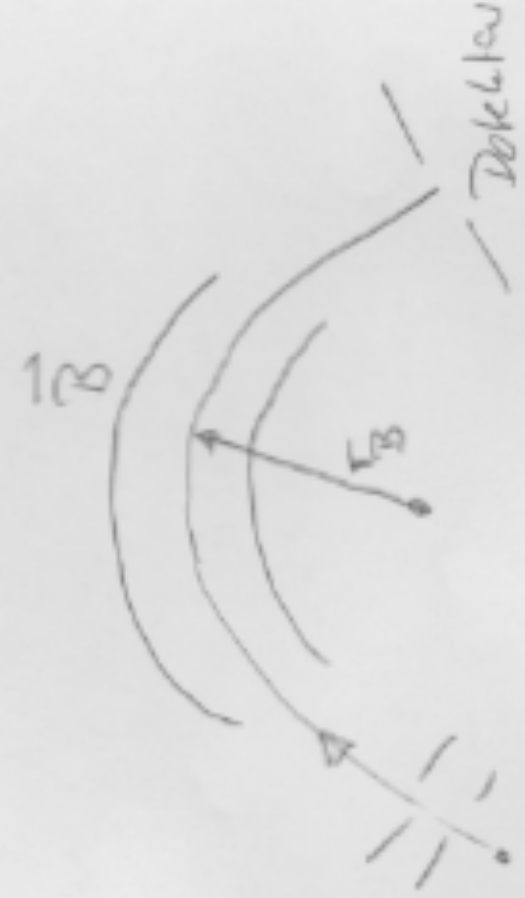
# Massenspektrometrie

(3)



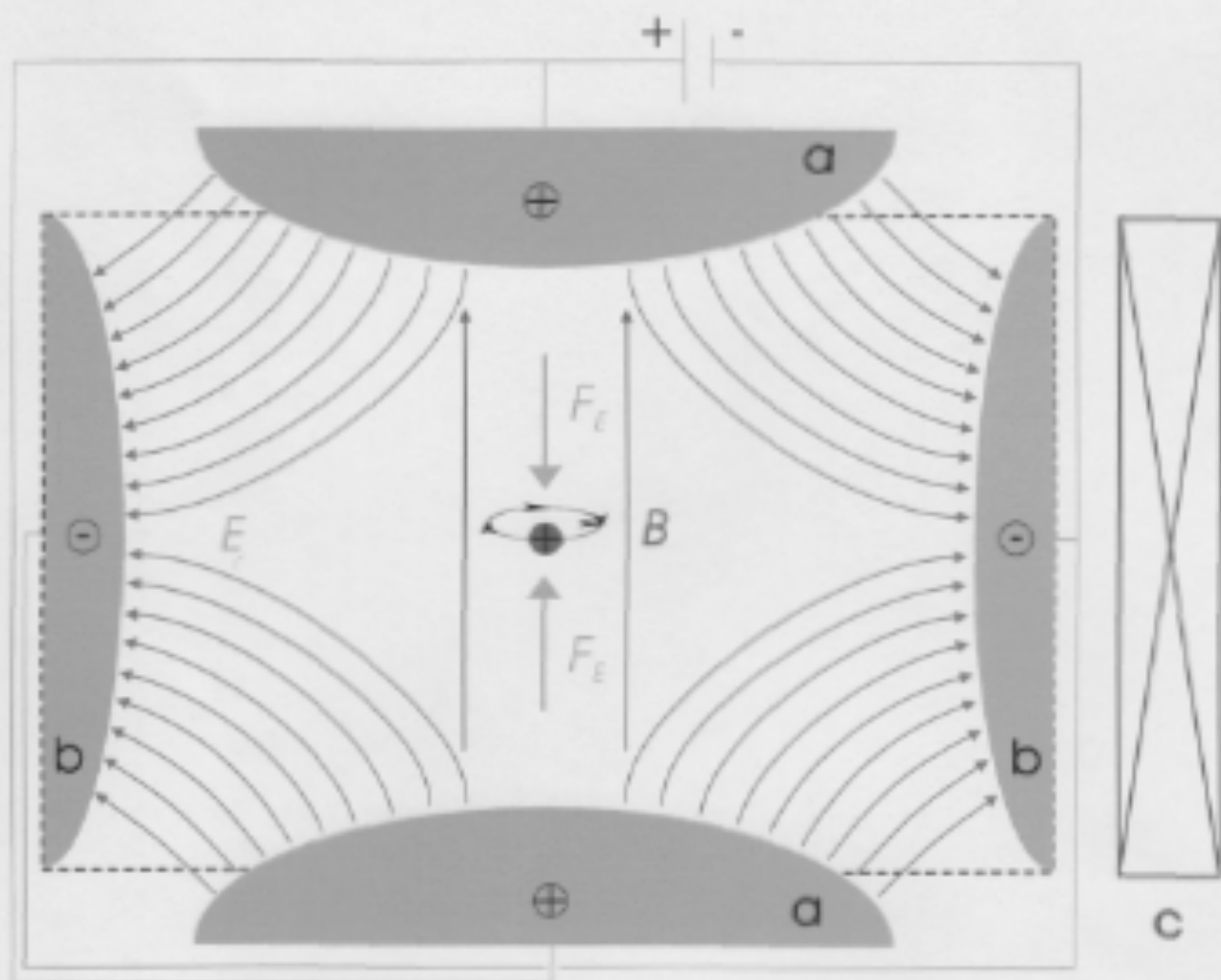
$$Q |\vec{E}| = \frac{mv^2}{r_E}$$
$$\Rightarrow r_E = \left( \frac{m}{Q} \right) \frac{v^2}{|\vec{E}|} \propto E_{kin}$$

(Energieselktion)



$$Q v B = \frac{mv^2}{r_B}$$
$$\Rightarrow r_B = \left( \frac{m}{Q} \right) \frac{v}{B} \propto P$$

Massen technisch günstig : Massenstandard  $^{12}\text{C}$



## Penning-Falle

Zyklotronfrequenz :  $\omega_c = \frac{q}{m} B$

axiale Frequenz :  $\omega_z = \sqrt{\frac{q}{m} \frac{U}{d^2}}$  ;

$d$ : geometrischer Faktor

Messung d. Zyklotronfrequenz durch  
Absorption angeregter EM Strahlung

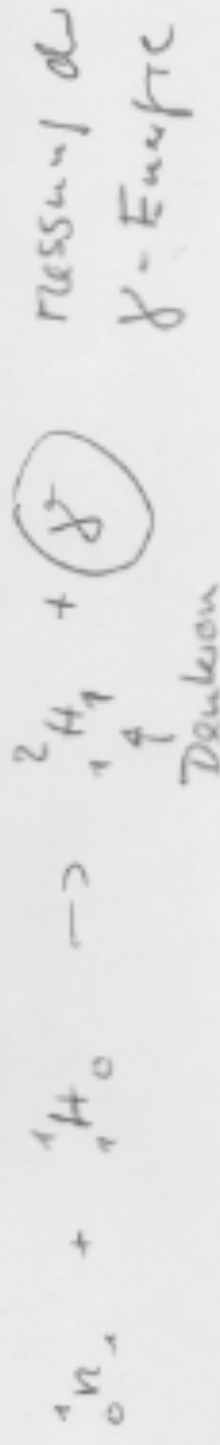
$$\Rightarrow \frac{\delta m}{m} < 10^{-10}$$



# Massenbestimmung durch Kernreaktionen

Bindungsenergie des Deuterons:

Bsp. thermische ( $E_{kin} \approx 25 \text{ meV}$ ) n-Einfang im Wasserstoff



$$B = E_\gamma + E_{\text{Rückstoß}}$$

$$B_D = p_\gamma = \frac{E_\gamma}{c}$$
$$E_D = \frac{p_D^2}{2M_D} = \frac{E_\gamma^2}{2M_D c^2}$$

$$E_\gamma = \underbrace{(M_n + M_H - M_{2H}) c^2}_{B_D} - \underbrace{\frac{E_\gamma^2}{2M_D c^2}}_{\text{Rückstoßenergie}}$$

$$B(Z=1, A=2) \approx E \approx 2,22 \text{ MeV}$$

Neutronenflussmessung relevant für kernreaktoren

## Wizäcker-Resselformel (1935)

$$\Pi(Z, A) = Z(N_p + m_e) + N \Pi_n - B(Z, A)$$

$\uparrow$

Gibt Werte an, auf die das Kern zusammenfällt !!  
Empirischer Ansatz experimentelle Befunde  $B(Z, A)$  zu beschreiben.

Aus experimentellen Beobachtungen

### Volumenkern:

$B/A$  nahe zu konstant für große Werte  $m_A$

$\Rightarrow$  Reichweite der Kernkraft ist kurz (1 Mikrometer-Abstand)

(ansonsten  $\propto A(A^{-1/3})$ )

"Sättigung" führt zu konstanter Dichte und  $A \propto R^3$

$$\Leftrightarrow R \propto A^{1/3}$$

$$\Rightarrow B_V(Z, A) = \underbrace{a_V}_{\text{Volumenkern}} \cdot A$$

$$(8 \text{ u. } 0,17 \text{ Mikrometer})^3 = 3 \cdot 10^{17} \text{ uS/m}^3$$

• Oberflächenkern:

Für Nukleonen an der Oberfläche ist die Bindungsenergie reduziert

$$B_S \propto R^2 \propto A^{2/3}$$

$$B_S = -a_s A^{2/3}$$

• Coulombkern:

Elektr. Abstößen des Protonen im Kern führt zu weiterer Reduzierung der Bindungsenergie

$$B_C = -\frac{3}{5} \frac{(eZ)^2}{R} = -a_c \frac{Z^2}{A^{1/3}} \quad (\text{Übung})$$

• Asymmetrie kern:

Um Coulomb-Abstoßung durch die Kernkraft teilweise zu kompensieren, häuften schwere Kerne (bevorzugt) Neutronen an

$$B_A = -a_a \frac{(N-Z)^2}{4A}$$

• Paarungsterm:

Bradysempie wird sprunghaft erreicht wenn  
 keine gerade Anzahll von  $p(n)$  mit weiteren  
 $p(n)$  aufgefüllt wird.

$$B_p = \pm \delta \frac{1}{\sqrt{A}}$$

$$\delta = \begin{cases} -11,2 \text{ MeV/c}^2 & \text{für } gg\text{-Kerne} \\ 0 & \text{für } ug\text{-Kerne} \\ +11,2 \text{ MeV/c}^2 & \text{für } uu\text{-Kerne} \end{cases}$$

$$\Rightarrow M(A, Z) = N M_n + Z M_p + Z m_e$$

$$- \left( a_v A - a_s A^{2/3} - a_c \frac{Z^2}{A^{1/3}} - a_a \frac{(N-Z)^2}{4A} + \delta \frac{1}{\sqrt{A}} \right)$$

wobei:  $a_v = 15,67 \text{ MeV/c}^2$

$a_s = 17,23 \text{ MeV/c}^2$

$a_c = 0,714 \text{ MeV/c}^2$

$a_a = 93,15 \text{ MeV/c}^2$

$\delta = 50.$

Berechne in Übung

Bereiche mit  $B_n, \beta_p > 0$  : „Quasi-Statistik keine“

Korre mit  $n$ -Überschuss (aber mit  $B_n > 0$ )  
untw. liegt den  $\beta^-$ -Zerfall

$${}^A_Z X_N \rightarrow {}^A_Z Y_{N-1} + e^- + \bar{\nu}_e$$

$$\Delta E = \left[ \pi(Z, A) - z m_e \right] - \left[ \pi(Z+1, A) - (Z+1) m_e + m_e \right]$$

↑  
P.

$$= \pi(Z, A) - \pi(Z+1, A)$$

$\beta^-$ -Zerfall: falls  $\pi(Z, A) > \pi(Z+1, A)$

d.h. in immer eines Kerns:  $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$

N.B. auch das freie Neutron ist  $\beta^-$ -instabil!  $T_{1/2} \approx 15 \text{ min}$

$$Q/\text{eV} = m_n - m_p - m_e \approx (933,57 - 938,27 - 0,511) \frac{\text{MeV}}{c^2}$$

$$Q \approx 0,78 \text{ MeV}$$

( $T_{1/2} \gg$  elektromagn. Prozesse,  $T_{1/2} \propto \frac{1}{Q^5}$ )

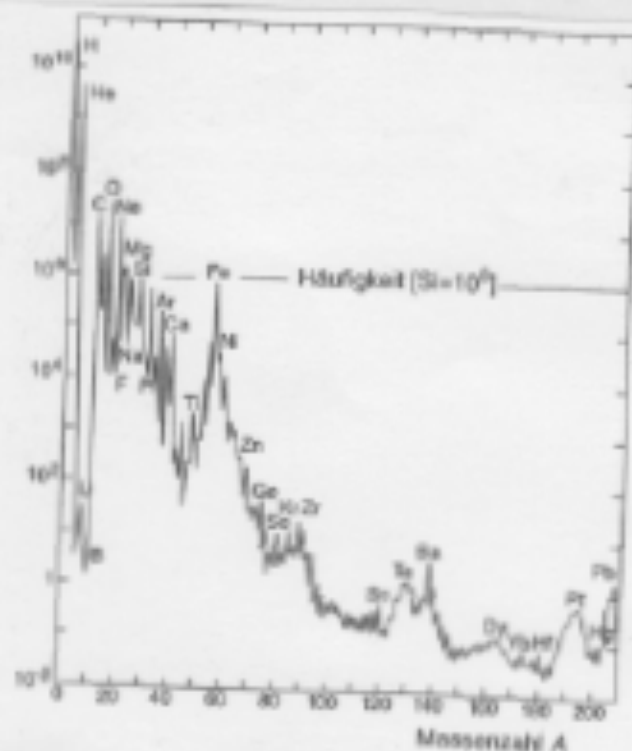


Abb. 2.2. Häufigkeit der Elemente im Sonnensystem als Funktion der Massenzahl A. Die Häufigkeit des Siliciums wurde auf  $10^4$  normiert.

(Aus Park)

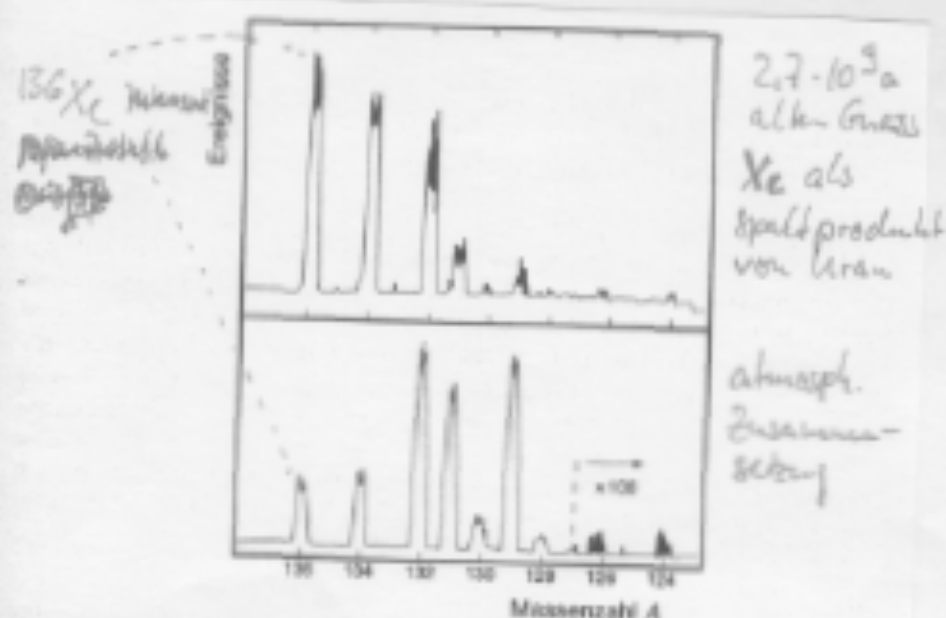


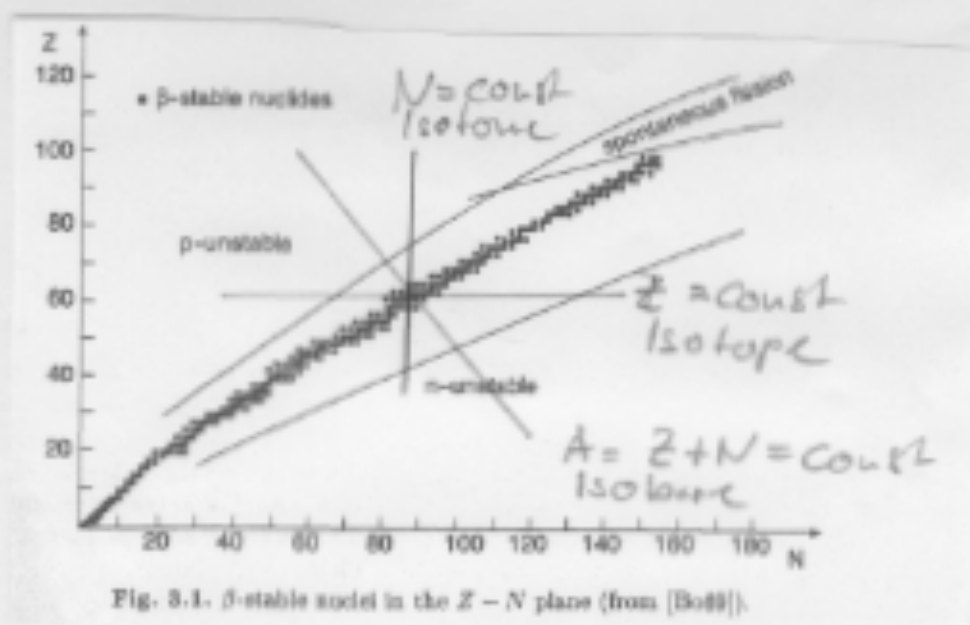
Abb. 2.3. Massenspektrum von Xenon-Isotopen, in ca.  $2.7 \cdot 10^9$  Jahre altem Gas aus einem Behälter von der Halbinsel Kola (oben) im Vergleich zu dem Spektrum der atmosphärischen Zusammensetzung der Xe-Isotope (unten). Die Xe-Isotope des Gases sind durch spontane Spaltung von Uran entstanden. (Dieses Bild hat uns Klaus Schäfer, Max-Planck-Institut für Kernphysik, freundlicherweise zur Verfügung gestellt.)

2.2at: Ar aus Erdgasquellen:  $\approx$

$$\left[ \text{}^{39}\text{Ar} \right]_{\text{Erdgas}} \approx \frac{1}{100} \left[ \text{}^{39}\text{Ar} \right]_{\text{nat}}$$

(Aus Park)

aus  
Park, Ritz,  
Scholz, Zehner  
S. 116



- Für leichte Kerne ist  $N \approx Z$  wg. Asymmetriekern
- Für schwere Kerne wird Coulomb. Abstoßung groß und  $N > Z$
- $B_N < 0$  für großen Neutronenüberschuss  
 $\Rightarrow$   $n$ -Emission ( $n$ -unstable)
- $B_p < 0$  für Protonen ebenso



Fig. 27

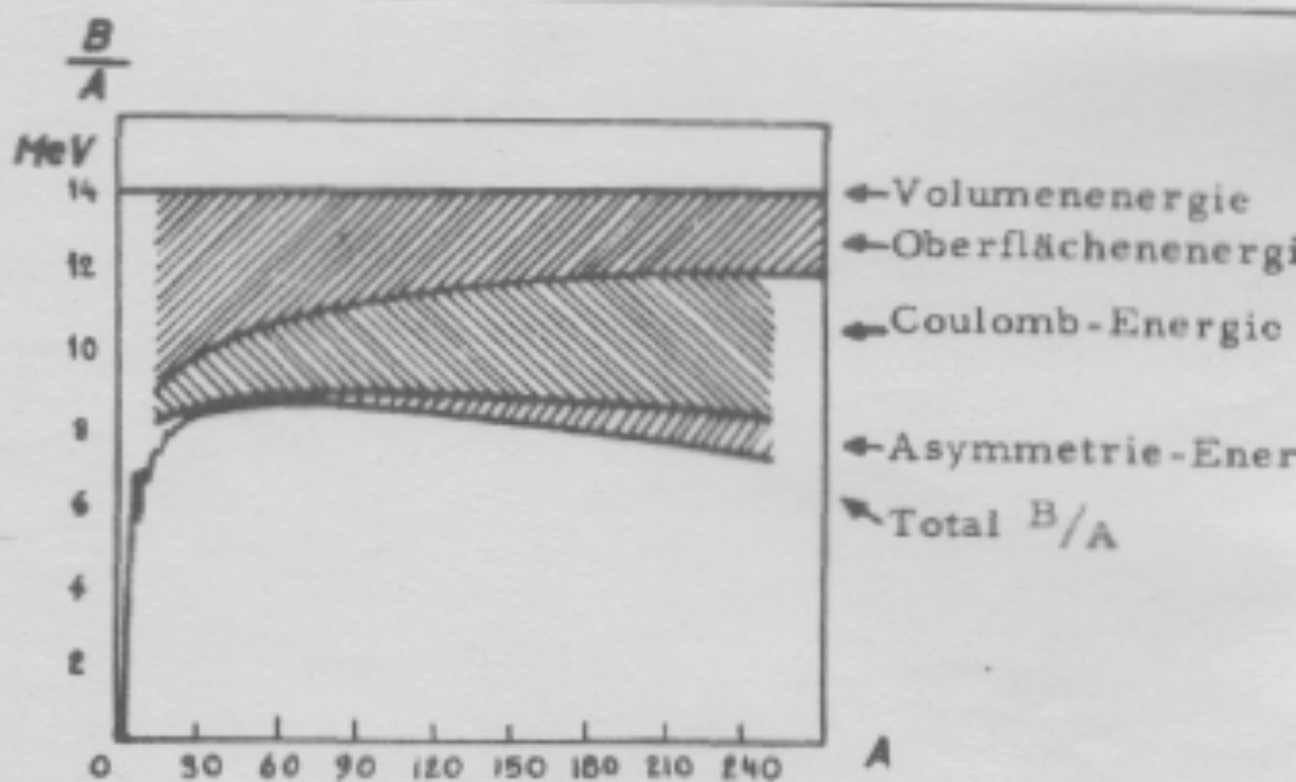


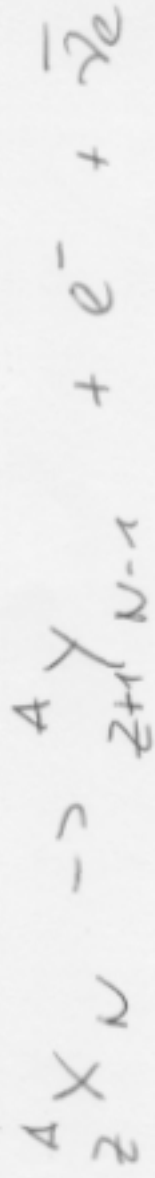
Fig. 1.8



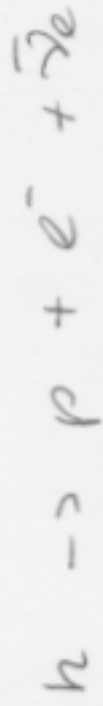
① Bereiche mit  $B_n, B_p > 0$ : „Quasi stabile Kerne“

Kerne mit  $n$ -Überschuß (aber  $B_n > 0$ )

unterliegen dem  $\beta^-$ -Zerfall



d. h. im Inneren eines Kerns



auch freie Neutronen ist  $n$ -instabil,  $T_{1/2} \approx 15 \text{ min}$

$$Q/\text{Z}^2 = m_n - m_p - m_{e^-} \approx 0,793 \text{ MeV}/c^2$$

$$\Delta E = [N(Z, A) - Z m_e] - [N(Z+1, A) - (Z+1)m_e + \cancel{m_e}]$$
$$= N(Z, A) - N(Z+1, A)$$

$\beta^-$ -Zerfall: falls  $N(Z, A) > N(Z+1, A)$