

## III.3 Arten der Radioaktivität

Kurze Einführung nötig.

### III.3.1 Erhaltungsgrößen in Zerfällen

In Zerfällen, wie in jedem Kern- oder Teilchenphysikalischen Prozess, bleiben einige physikalischen Größen erhalten, was die möglichen Prozesse sowie deren Kinematik beschränkt.

#### III.3.1 a Energie, Impuls, Drehimpuls

Zunächst werden, wie immer in der uns bekannten Physik, drei dynamischen Größen erhalten, und zwar die Gesamtenergie, der Gesamtimpuls, und der Gesamtdrehimpuls der an dem Zerfall teilnehmenden Teilchen. Für jede dieser Größen ist die Summe der Beiträge der Zerfallsprodukte, Tochterkern und Strahlung, gleich dem Wert der Größe für den Mutterkern vor dem Zerfall.

Allgemein beschränken Energie- und Impulserhaltung die Kinematik der Zerfallsprodukte, während die Drehimpulserhaltung für die möglichen Spins der emittierten Teilchen wichtig ist.

#### III.3.1 b Erhaltene Quantenzahlen

Neben den obigen angedeuteten kontinuierlichen Größen treten auch Erhaltungsgrößen auf, die sich durch diskrete additive Quantenzahlen charakterisieren lassen.

##### Elektrische Ladung

Ein erstes Beispiel einer solchen erhaltenen Quantenzahlen stellt die elektrische Ladung  $Q$  dar, die in Einheiten von der Elementarladung  $e$  nur ganzzahlige Werte annehmen kann, positiv oder negativ.

In kernphysikalischen Zerfällen treten nur drei Arten von elektrisch geladenen „elementaren“ Teilchen auf, und zwar die Protonen mit  $Q = +1$  — sodass Atomkerne mit  $Z$  Protonen die Ladung  $Q = +Z$  besitzen —, die Elektronen mit  $Q = -1$  und deren Antiteilchen, die sog. Positronen, mit  $Q = +1$ .

Dagegen sind Neutronen, Neutrinos und  $\gamma$ -Quanten (Photonen) elektrisch ungeladen.

##### Baryonenzahl

Eine andere erhaltene additive Quantenzahl ist die sog. *Baryonenzahl*  $\mathcal{B}$ . Unten den Teilchen, die hiernach von Relevanz sind, tragen nur das Proton und das Neutronen eine Baryonenzahl, und zwar haben sie beide  $\mathcal{B} = +1$ . Dementsprechend gilt für ein Nuklid mit  $A$  Nukleonen  $\mathcal{B} = +A$ .

##### Leptonenzahl

Schließlich spielt noch eine weitere additive Quantenzahl, die *Leptonenzahl*  $\mathcal{L}$ , in kernphysikalischen Zerfällen eine Rolle. Die Nukleonen, Protonen und Neutronen, tragen keine Leptonenzahl, so dass alle Kerne  $\mathcal{L} = 0$  haben.

Dagegen haben die Elektronen und Neutrinos  $\mathcal{L} = +1$ , und ihre Antiteilchen — die Positronen und Antineutrinos —  $\mathcal{L} = -1$ . Somit können solche *Leptonen* nur paarweise auftreten, und zwar mit einem Teilchen und einem Antiteilchen.

<sup>(46)</sup>Libbys ursprünglicher Artikel [57] befasst sich nicht nur mit  $^{14}\text{C}$ , sondern auch mit Tritium. In 1953 verwendete Libby das Letztere, um Wein zu datieren [58].

### III.3.2 $\alpha$ -Zerfall

Eine erste mögliche Art von Zerfallsprozess ist jener eines instabilen Atomkerns mit Emission eines  $\alpha$ -Teilchens, d.h. — wie durch Geiger & Rutherford 1908 ermittelt wurde<sup>(47)</sup> — eines  ${}^4_2\text{He}$ -Kerns. Der entsprechende  $\alpha$ -Zerfall lautet



Dabei prüft man einfach, dass die in §III.3.1 b diskutierten Quantenzahlen trivial erhalten sind.

In den meisten Fällen wandelt sich der zerfallende Kern direkt in den Grundzustand des Tochterkerns um. Seltener kann der Zerfall zu einem der angeregten Zustände  ${}^{A-4}_{Z-2}\text{T}^*$  führen. In diesem Fall wird die  $\alpha$ -Emission mit  $\gamma$ -Strahlung kombiniert, wobei die  $\gamma$ -Emission in einer sehr kurzen Zeitspanne nach dem  $\alpha$ -Zerfall erfolgt. Als Beispiel davon wird in Abb. III.5 der  $\alpha$ -Zerfall von  ${}^{226}_{88}\text{Ra}$  zu verschiedenen Zuständen von  ${}^{222}_{86}\text{Rn}$  dargestellt.

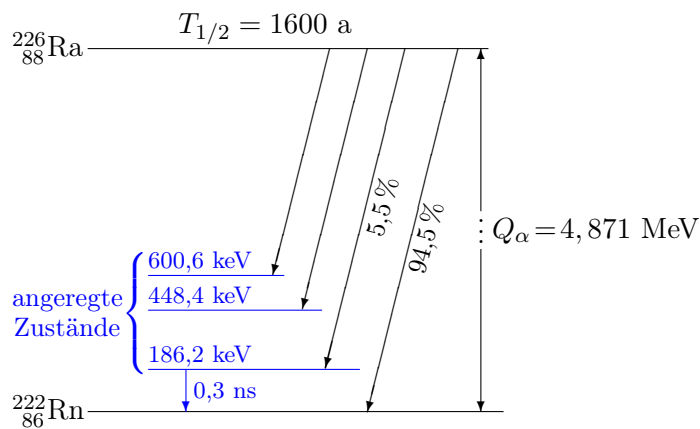


Abbildung III.5 – Mögliche  $\alpha$ -Zerfälle von  ${}^{226}\text{Ra}$  in die verschiedenen Zustände von  ${}^{222}\text{Rn}$ .

#### Bemerkungen:

\* In der Nuklidkarte entspricht der  $\alpha$ -Zerfall einer Verschiebung um zwei Kästchen entlang der Diagonalen nach unten links.

\* Der zerfallende Mutterkern und der resultierende Tochterkern sind im allgemeinen Fall nicht isoliert, sondern im Zentrum von jeweiligen Atomen mit Elektronenhüllen. Diese Elektronen beeinflussen aber nicht den Zerfallsprozess.

Nach dem  $\alpha$ -Emission hat das „Tochteratom“ am Anfang zwei Elektronen zu viel, die durch das schnelle  $\alpha$ -Teilchen nicht gefangen werden können. Dieses Atom ist aber nicht isoliert, sondern in der Mitte anderer Atome. Einige dieser Nachbaratome werden durch das  $\alpha$ -Teilchen teilweise ionisiert (vgl. Kapitel **Strahlung und Materie**), so dass die zwei übrig gebliebenen Elektronen des Mutteratoms nur teil einer Menge von freien Elektronen sind, die mit den verfügbaren Ionen entlang der Strecke des  $\alpha$ -Teilchens schnell rekombinieren werden. Am Ende seines Flugs fängt das  $\alpha$ -Teilchen selber auch Elektronen ein, so dass es kein freies Elektron übrig bleibt.

#### III.3.2 a Energiebilanz

Energetisch ist der  $\alpha$ -Zerfall möglich, wenn die Masse des Mutterkerns größer als die Summe der Massen der Produkte ist, d.h. wenn der in Gl. (II.4) eingeführte  $Q_\alpha$ -Wert

$$Q_\alpha \equiv [m(Z, A) - m(Z - 2, A - 4) - m_\alpha]c^2$$

positiv ist. Wie in §II.2.2 b schon erwähnt wurde, gilt dies für  $\beta$ -stabile Kerne sobald  $A \geq 145$ .

<sup>(47)</sup>Vgl. Experimente 4 & 5 in Ref. [7].

Der  $\alpha$ -Zerfall von  ${}^{144}_{60}\text{Nd}$  wurde zwar schon beobachtet, es ist jedoch nicht der Fall für die meisten im  $\beta$ -Stabilitätstal liegenden schwereren Kerne, obwohl ihr Zerfall im Prinzip energetisch möglich ist. In der Praxis findet der Zerfall nur für Werte  $Q_\alpha \gtrsim 2$  MeV statt, eher als schon ab  $Q_\alpha > 0$ , was hiernach erklärt werden wird.

Somit bildet  ${}^{144}_{60}\text{Nd}$  eher eine Ausnahme, die mutmaßlich dadurch erklärt wird, dass der Zerfall zu einem Tochterkern  ${}^{140}_{58}\text{Ce}$  mit magischer Neutronenzahl führt.

Weit von der Stabilitätslinie ist der leichteste bekannte  $\alpha$ -Strahler  ${}^{105}_{52}\text{Te}$  mit  $T_{1/2} = 0,62 \mu\text{s}$  und  $Q_\alpha = 4,89$  MeV.

Dazu führen die Zerfälle einiger sehr leichten Nuklide mit  $A \leq 9$  zu  ${}^4_2\text{He}$ -Kerne — beispielsweise zerfällt  ${}^8_4\text{Be}$  in zwei  $\alpha$ -Teilchen. Bei diesen leichten Nukliden sollte das  $\alpha$ -Teilchen eher als Tochterkern betrachtet werden, nicht als emittierte „Strahlung“.

### Kinematik

Im Schwerpunktsystem des zerfallenden Kerns lautet die Erhaltung der totalen Energie- bzw. des Impulses (in offensichtlicher Schreibweise)

$$\varepsilon_M = \varepsilon_T + \varepsilon_\alpha \quad \text{bzw.} \quad \vec{0} = \vec{p}_T + \vec{p}_\alpha.$$

Die Impulserhaltung führt sofort zu  $|\vec{p}_T| = |\vec{p}_\alpha| \equiv p$ , während die Energien durch

$$\varepsilon_M = m_M c^2, \quad \varepsilon_T = \sqrt{m_T^2 c^4 + p^2 c^2} \simeq m_T c^2 + \frac{p^2}{2m_T}, \quad \varepsilon_\alpha = \sqrt{m_\alpha^2 c^4 + p^2 c^2} \simeq m_\alpha c^2 + \frac{p^2}{2m_\alpha}$$

gegeben sind, wobei die eingeführte nicht-relativistische Näherung nur gilt, wenn  $p^2/2m_\alpha \ll m_\alpha c^2$ , was in der Praxis der Fall ist:  $p^2/2m_\alpha$  beträgt ca. 3–8 MeV, während  $m_\alpha c^2 \simeq 3,73$  GeV.

Mithilfe der Energieerhaltung ergibt sich für  $Q_\alpha$

$$Q_\alpha = (m_M - m_T - m_\alpha)c^2 = \frac{p^2}{2m_T} + \frac{p^2}{2m_\alpha} = \frac{m_T + m_\alpha}{2m_T m_\alpha} p^2.$$

Für die kinetische Energie des  $\alpha$ -Teilchens kommt

$$\varepsilon_{\alpha\text{kin}} = \frac{p^2}{2m_\alpha} = \frac{m_T}{m_T + m_\alpha} Q_\alpha \quad (\text{III.18})$$

d.h. sie nimmt einen festen Wert an.

Führt man die Berechnung ganz relativistisch durch, so ergibt sich für die kinetische Energie

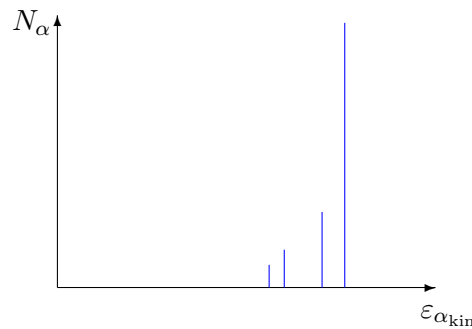
$$\varepsilon_{\alpha\text{kin}} = (m_M^2 - m_T^2 + m_\alpha^2)c^2/2m_M.$$

Jedem möglichen  $\alpha$ -Zerfall eines gegebenen Nuklids, und zwar entweder in den Grundzustand oder in einen angeregten Zustand des Tochterkerns, entspricht ein  $Q_\alpha$ -Wert, der dann die jeweilige kinetische Energie des  $\alpha$ -Teilchens festlegt. Folglich haben im Schwerpunktsystem die emittierten  $\alpha$ -Teilchen ein *diskretes Energiespektrum* — eine Linie für jeden möglichen Tochterkernzustand —, was für ein Zweiteilchen-Zerfall charakteristisch ist.

Somit findet man, entsprechend den vier Tochterkernzuständen in Abb. III.5, ein Energiespektrum mit vier „Linien“ — genauer mit vier schmalen Resonanzpeaks — für die im Zerfall von  ${}^{226}\text{Ra}$  emittierten  $\alpha$ -Teilchen, wie in Abb. III.6 schematisch dargestellt wird. Zählt man die Anzahl  $N_\alpha$  von  $\alpha$ -Teilchen in einer Zeitspanne ab, so sind die Höhen der Linien proportional zu den jeweiligen Verzweungsverhältnissen.

### III.3.2b Weitere Erhaltungssätze

Neben den oben diskutierten Energie und Impuls müssen noch Drehimpuls und Parität im Zerfall erhalten sein. Diese Forderung führt zu *Auswahlregeln* für die möglichen Werte des Bahndrehimpulses des  $\alpha$ -Teilchens bezüglich des Tochterkerns.



**Abbildung III.6** – Schematisches Energiespektrum der  $\alpha$ -Teilchen im Zerfall von  $^{226}\text{Ra}$  in die verschiedenen Zustände von  $^{222}\text{Rn}$ .

Es seien  $j_M, P_M$  bzw.  $j_T, P_T$  die Spin- und Paritätquantenzahlen des Mutter- bzw. Tochterkerns. Sei  $\ell$  die Bahndrehimpulsquantenzahl des  $\alpha$ -Teilchens ( $J^P = 0^+$ ). Dann lauten die Erhaltungssätze für Gesamtdrehimpuls und Parität

$$j_M \in \{|j_T - \ell|, \dots, j_T + \ell\} \quad \text{und} \quad (-)^{P_M} = (-)^{P_T} \times (-)^\ell \quad (\text{III.19})$$

woher sich  $\ell$  einschränken lässt.

Zum Beispiel gibt im Fall des Zerfalls  $^{209}\text{Bi} (J^P = \frac{9}{2}^-) \rightarrow ^{205}\text{Tl} (J^P = \frac{1}{2}^+) + \alpha$  die Drehimpulserhaltung  $j_{\text{Bi}} \in \{|j_{\text{Tl}} - \ell|, \dots, j_{\text{Tl}} + \ell\} = \{|\ell - \frac{1}{2}|, \ell + \frac{1}{2}\}$  entweder  $\ell = 4$  oder  $\ell = 5$ . Die Erhaltung der Parität erfordert dann eine ungerade Quantenzahl  $\ell$ , sodass nur  $\ell = 5$  möglich ist.

### III.3.2 c Geiger–Nuttall-Regel

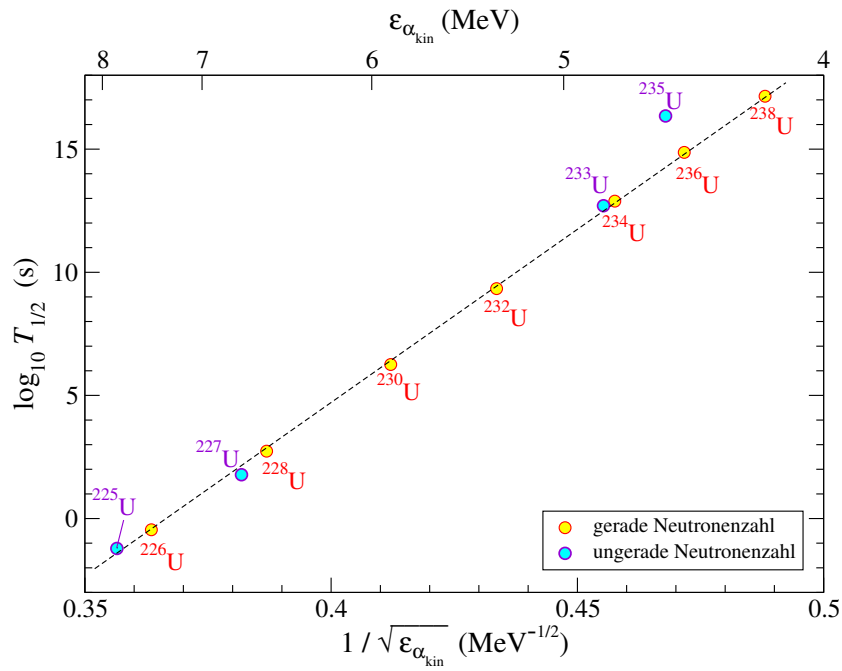
Experimentell beobachteten 1911 Geiger und Nuttall einen ziemlich einfachen Zusammenhang zwischen der Halbwertszeit  $T_{1/2}$  und der kinetischen Energie  $\varepsilon_{\alpha_{\text{kin}}}$  des emittierten  $\alpha$ -Teilchens innerhalb einer Isotopenreihe:

$$\ln T_{1/2} = a + \frac{b}{\sqrt{\varepsilon_{\alpha_{\text{kin}}}}}, \quad (\text{III.20})$$

wobei  $a$  und  $b$  zwei Konstanten sind.

Genauer haben sie eine Beziehung zwischen der Halbwertszeit und der Reichweite des  $\alpha$ -Teilchens in Luft [59]. Wiederum hängt diese Reichweite mit der kinetischen Energie  $\varepsilon_{\alpha_{\text{kin}}}$  zusammen — vgl. Kap. **Strahlung in Materie**.

Diese Abhängigkeit ist über mehr als 20 Zehnerpotenzen gültig, wie in Abb. III.7 im Fall der Uran-Isotope gezeigt wird.



**Abbildung III.7** – Geiger–Nuttall’sche Beziehung zwischen  $T_{1/2}$  und  $\epsilon_{\alpha_{kin}}$  für die Uran-Isotope. Daten aus <http://www.nndc.bnl.gov/nudat2/>.