

Kapitel 9

Zerfall instabiler Kerne

Aus der Massenformel (Abschnitt 8.4.4) kann man die Bedingungen für die Stabilität eines Nuklids ableiten. Die Mehrzahl der bekannten Nuklide ist instabil und zerfällt über α -, β -, γ -, n -Strahlung und Kernspaltung. Im folgenden sollen solche Zerfälle instabiler Nuklide insbesondere in Hinblick auf die Anwendungen in Wissenschaft und Technik besprochen werden.

9.1 Zerfallsgesetz

In Abschnitt 1.5 haben wir bereits den Zusammenhang zwischen Zerfallswahrscheinlichkeit λ , Lebensdauer τ und der Energiebreite Γ eines Teilchenzustandes besprochen:

$$\lambda = \frac{1}{\tau} = \frac{\Gamma}{\hbar} \stackrel{\hbar=1}{=} \Gamma. \quad (9.1)$$

Die Wahrscheinlichkeit, daß ein Kern zerfällt, ist pro Zeit immer gleich, insbesondere auch unabhängig von äußeren Parametern wie Druck oder Temperatur:

$$\frac{dn}{dt} = -\lambda \cdot n \quad \Longrightarrow \quad n = n_0 \cdot e^{-\lambda t} \quad (9.2)$$

Man definiert die **Aktivität** einer Probe:

$$A = -\frac{dn}{dt} = \lambda \cdot n \quad (9.3)$$

Die Einheit der Aktivität ist das Becquerel:

$$[A] = \text{Becquerel} = \text{Bq} = \text{s}^{-1} \quad (9.4)$$

In der Kernphysik wird häufig statt der Lebensdauer die **Halbwertszeit** $\tau_{1/2}$ benutzt:

$$n(\tau_{1/2}) = n_0 \cdot e^{-\lambda \tau_{1/2}} = n_0/2 \quad \Longrightarrow \quad \tau_{1/2} = \tau \cdot \ln 2 = \tau \cdot 0.693 \quad (9.5)$$

Für alternative Zerfälle definiert man die partiellen Zerfallswahrscheinlichkeiten und Verzweigungverhältnisse:

$$\lambda = \sum_i \lambda_i, \quad B_i = \frac{\lambda_i}{\lambda} \quad (9.6)$$

9.2 Natürliche Radioaktivität

Von der Erzeugung der Kerne vor der Entstehung der Erde sind instabile Kerne mit langer Lebensdauer noch vorhanden. Ein Beispiel ist ^{40}K , ein β - und γ -Strahler mit einer Halbwertszeit von $1.28 \cdot 10^9$ a. Da Kalium in unserem Körper aufgenommen wird, trägt dieses Radionuklid wesentlich zur natürlichen Strahlenbelastung bei (siehe unten).

Die schwersten Radionuklide treten in Zerfallsreihen auf, bei denen ein instabiler Anfangskern über eine Kaskade von α - und β -Zerfällen in einen stabilen Endkern übergeht. Bei den Zerfällen ist die Änderung der Massenzahl jeweils:

$$\begin{aligned}\alpha\text{-Zerfall} &\Rightarrow \Delta A = 4 \\ \beta\text{-Zerfall} &\Rightarrow \Delta A = 0.\end{aligned}\tag{9.7}$$

Deshalb gilt innerhalb einer Zerfallsreihe

$$A = 4n + k; \quad k = 0, 1, 2, 3,\tag{9.8}$$

wobei k die 4 natürlichen Zerfallsreihen (Abb. 9.1) definiert:

A	Anfangskern	$\tau_{1/2}$ [a]	Endkern
$4n$	^{232}Th	$1.40 \cdot 10^{10}$	^{208}Pb
$4n + 1$	^{237}Np	$2.14 \cdot 10^6$	^{209}Bi
$4n + 2$	^{238}U	$4.47 \cdot 10^9$	^{206}Pb
$4n + 3$	^{235}U	$7.04 \cdot 10^8$	^{207}Pb

Die Lebensdauern der Kerne der $4n + 1$ -Zerfallsreihe sind kurz gegenüber dem Erdalter, deshalb treten diese Zerfälle in der Natur nicht mehr auf.

9.3 Anwendungen der Radioaktivität

Radionuklide, in der Natur vorhandene oder an Beschleunigern durch Bestrahlung erzeugte, werden in vielen Bereichen der Wissenschaft, Medizin und Technik eingesetzt. Im folgenden werden einige Beispiele gegeben. Eine kompakte Übersicht kann man auch in dem Lehrbuch von Demtröder (Bd. 4, Abschnitt 8.1) bekommen.

9.3.1 Datierungsmethoden

Geologische Datierung: Die Häufigkeiten von Zerfallsprodukten, die von den Zerfallsreihen stammen, werden zur geologischen Datierung benutzt. Zum Beispiel führen die α -Zerfälle zum Einschluß von Helium in Gesteinen, das quantitativ nachgewiesen werden kann.

Wenn in ein Mineral bei seiner Bildung nur der Mutterkern, nicht aber der aus einem Zerfall stammende Tochterkern eingebaut wird, kann man auf die Zeit der

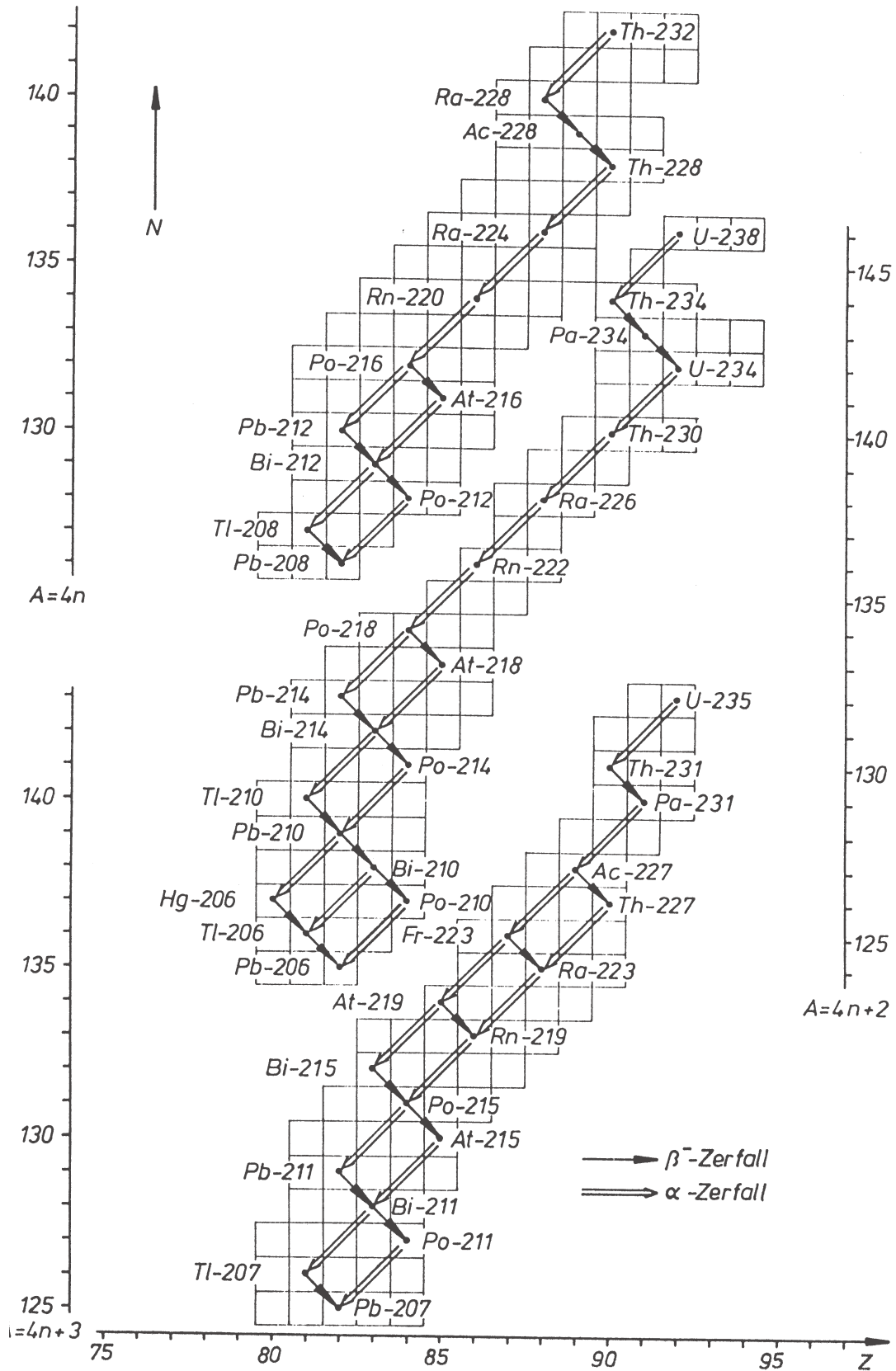


Abbildung 9.1: Die drei natürlich vorkommenden radioaktiven Zerfallsreihen mit ihren Seitenzweigen.

Bildung des Minerals über das Verhältnis der Konzentrationen beider Substanzen schließen. Nach der Zeit t ist nämlich in dem Mineral folgende Anzahl n_2 des Tochterkerns vorhanden:

$$n_2(t) = n_1(0) - n_1(t) = n_1(0) (1 - e^{-\lambda_1 t}) = n_1(t) (e^{\lambda_1 t} - 1) \quad (9.9)$$

Aus dem augenblicklichen Verhältnis n_2/n_1 und der Kenntnis von λ_1 läßt sich dann t bestimmen.

Archäologische Datierung mit ^{14}C : In der Atmosphäre wird durch kosmische Strahlung in der Reaktion



das β -instabile Kohlenstoff-Isotop ^{14}C gebildet. Die Produktion und der Zerfall



(die Schreibweise enthält die Halbwertszeit des Zerfalls) sind im Gleichgewicht, das bei folgender ^{14}C -Konzentration relativ zum häufigsten Kohlenstoff-Isotop ^{12}C erreicht wird:

$$^{14}\text{C}/^{12}\text{C} = 1.5 \cdot 10^{-12}. \quad (9.12)$$

Organismen nehmen lebend ^{14}C in natürlicher Konzentration auf. Nach dem Absterben klingt dann die β -Aktivität nach dem Zerfallsgesetz ab. Zum Beispiel ist die Aktivität eines jungen Baumes 0.24 Bq/g und eines vor 5730 Jahren als Bauholz verarbeiteten Baumes 0.12 Bq/g.

9.3.2 Tracer-Methoden

Die radioaktive Markierung von Substanzen erlaubt die Verfolgung der Ausbreitung oder Veränderung von Substanzen ohne Eingriff in den zu untersuchenden Ablauf. Dazu werden den beobachteten Substanzen kleine Mengen radioaktiver Präparate hinzugefügt, die sich in bekannter Weise in die Substanz einbauen (chemisch, biologisch, physikalisch).

Diese Verfahren werden in Wissenschaft, Medizin und Technik benutzt. Zum Beispiel kann auf diese Weise der Stoffwechsel in biologischen Systemen oder der Verlauf von unterirdischen Wasseradern (Tritium in Wasser) verfolgt werden.

In der medizinischen Diagnose wird diese Methode sehr vielfältig eingesetzt. Ein Beispiel ist die Untersuchung der Schilddrüse mit Hilfe des γ -Strahlers ^{131}I , der sich in der Schilddrüse anreichert (Abb. 9.2).

Eine besonders gute Auflösung des Ortes der Anreicherung eines Radionuklids bekommt man mit der Positron-Emissions-Tomographie (PET). Hier benutzt man β^+ -Strahler und weist die beiden Photonen des Vernichtungsprozesses



in Koinzidenz nach, was die Ortsauflösung wesentlich verbessert beziehungsweise die notwendige Aktivität verringert (Abb. 9.3).

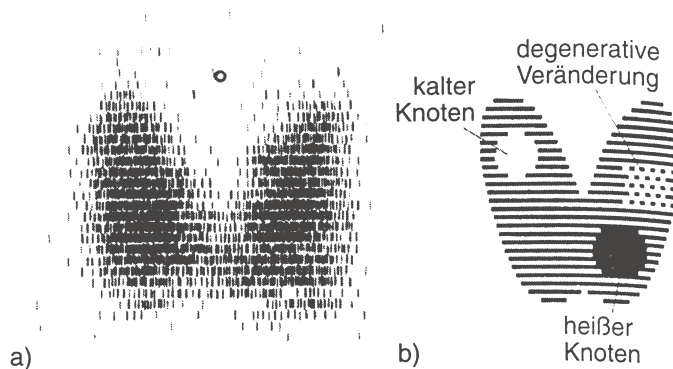


Abbildung 9.2: a) Szintigramm der Schilddrüse nach Verabreichung von ^{131}I an den Patienten. b) Schematische Darstellung von möglichen Veränderungen in der Schilddrüse.

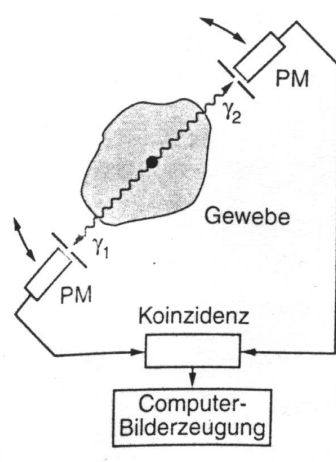


Abbildung 9.3: Positron-Emissions-Tomographie: Die Annihilationsphotonen werden mit zwei Detektoren in Koinzidenz nachgewiesen.

9.3.3 Anwendungen in der Technik

Ein Beispiel für die Anwendung von Radionukliden in der Technik ist die Steuerung von Walzstraßen: Ein radioaktives Präparat wird in die Nähe des gewalzten Materials gebracht und auf der gegenüberliegenden Seite wird die Teilchenrate gemessen, die von der zu steuernden Dicke abhängt.

Eine andere Anwendung läuft unter dem Begriff 'Radionuklid-Technik im Maschinenbau' (RTM): Zum Beispiel können Maschinenteile aktiviert werden und der Abrieb kann über die absinkende Aktivität oder die Aktivität in einem Ölkreislauf gemessen werden.

9.3.4 Neutronenaktivierung

Eine zerstörungsfreie Untersuchung erlaubt die Aktivierung von Proben mit Neutronen von Reaktoren oder speziellen Neutronenquellen. Die in den Proben aktivierten Elemente zerfallen mit charakteristischen Zerfallszeiten bevorzugt über β - oder γ -

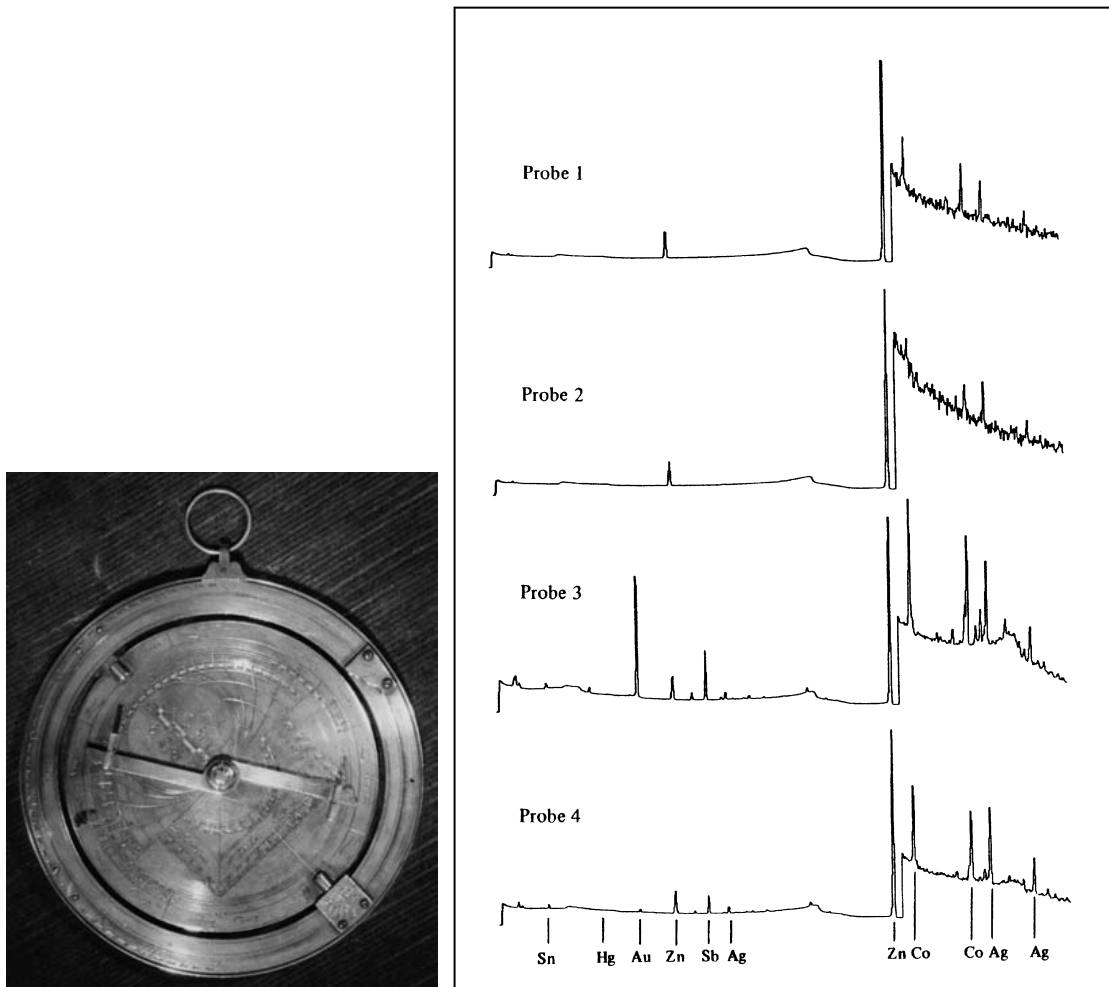


Abbildung 9.4: Untersuchung eines Instrumentes (links, entspricht rechts Probe 2), das aus dem 18. Jahrhundert stammen sollte, durch Neutronenaktivierungsanalyse. Die γ -Spektren dieser Probe werden mit zwei Proben ähnlicher Instrumente aus dieser Zeit (Probe 3 und 4) und einer Probe eines modernen Instrumentes (Probe 1) verglichen. Probe 2 ist der Probe des modernen Instrumentes am ähnlichsten und wird damit als Fälschung entlarved.

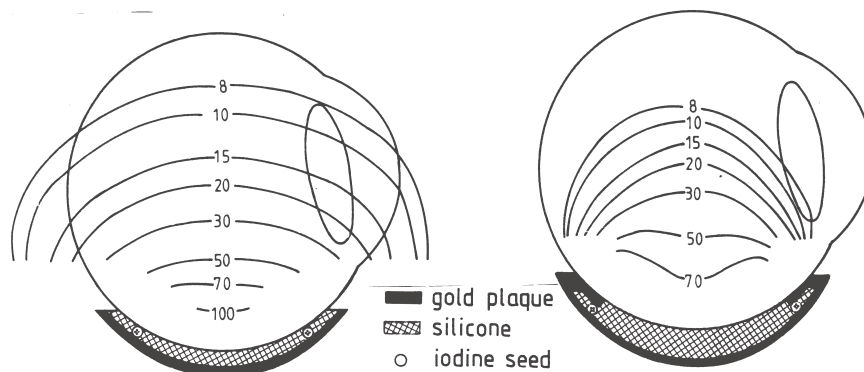


Abbildung 9.5: Entwicklung von Applikatoren für radioaktive Präparate (hier ^{125}I mit γ -Strahlung von etwa 30 keV): gezeigt ist das Auge mit Linse und die relative Strahlungsdosis als Funktion des Ortes. Die Optimierung erfolgt in Hinblick auf eine gleichmäßige Verteilung der Strahlung über den Tumor (z. B. Aderhautmelanome) und die Risikominimierung für empfindliche Organe (Sehnerv, Linse).

Abstrahlung. Durch spektroskopische Messungen kann auf die Elementhäufigkeit in der Probe geschlossen werden (Abb. 9.4). Untersuchungen größerer Flächen, wie zum Beispiel Gemälde, werden in verschiedene Zeitabständen aufgelegte Photoplatten durch die Strahlung belichtet, so dass man auf die verschiedenen Zerfallskonstanten der aktivierten Elemente sensitiv wird.

9.3.5 Strahlentherapie

Für eine wirkungsvolle Behandlung von Tumoren ist man in vielen Fällen auf Strahlentherapie, häufig in Verbindung mit einer Chemotherapie, angewiesen. Neben einer großen Zahl verschiedener Radionuklide werden heute auch Beschleuniger (Elektronen, Protonen, Ionen) eingesetzt.

Häufig findet die γ -Strahlung von ^{60}Co (etwa 1 MeV) Anwendung, zum Beispiel bei Ganzkörperbestrahlungen zur Behandlung von Leukämien (in Verbindung mit Knochenmarktransplantationen).

In der sogenannten Brachytherapie werden radioaktive Quellen mit kürzerer Reichweite (β - und niederenergetische γ -Strahlung) nahe an den Tumor gebracht (zum Beispiel bei Kehlkopf-, Schilddrüsen oder Augentumoren, siehe Abb. 9.5).

9.4 Dosimetrie

Einheiten: Die Dosimetrie legt fest, wie Radioaktivität und die von einer Substanz absorbierte Strahlung zu messen ist. Dazu werden folgende Begriffe benutzt:

- Aktivität: Zerfallsrate einer radioaktiven Probe;
- Dosis: Strahlungsabsorption pro Masse, wobei man unterscheidet:
 - Ionendosis: erzeugte Ladung pro Masse;
 - Energiedosis: absorbierte Energie pro Masse;
 - Äquivalentdosis: Dosis multipliziert mit einem Faktor für die Bewertung der biologischen Wirksamkeit;
- Dosisleistung: Dosis pro Zeit.

In der folgenden Tabelle sind die SI-Einheiten der dosimetrischen Größen zusammen mit den veralteten Einheiten angegeben:

Größe	Symbol	SI-Einheit	veraltete Einheit
Aktivität	A	1 Bq = 1 Becquerel = 1/s	1 Ci = $37 \cdot 10^9$ Bq
Ionendosis	D	1 C/kg	1 R = $2.6 \cdot 10^{-4}$ C/kg
Energiedosis	D	1 Gy = 1 Gray = 1 J/kg	100 rad = 1 Gy
Äquivalentdosis	$D_e = D \cdot Q_f$	1 Sv = 1 Sievert	100 rem = 1 Sv

Je höher die Ionisierungsdichte durch Strahlung in einem biologischen Gewebe ist, umso größer ist die Wahrscheinlichkeit für einen bleibenden Defekt (zum Beispiel Doppelstrangbrüche in der DNA). Der Bewertungsfaktor Q_f trägt der unterschiedlichen biologischen Wirksamkeit Rechnung:

Strahlung	Q_f	Energie/MeV	Reichweite in Wasser
γ	~ 1	0.02	6.4 cm
	~ 1	1.00	65 cm
β	~ 1	0.02	10 μm
	~ 1	1.00	7.0 mm
langsame n	2 - 3	therm.	(Diffusion)
schnelle n	~ 10	~ 1	(Abbremsung und Diffusion)
p	~ 10	10	3 mm
schwere Kerne	≥ 20	50	$\sim 1 \mu\text{m}$

Strahlenschutz: Die Einhaltung von Grenzwerten für die Strahlenexposition ist gesetzlich geregelt. Die bisher geltenden Grenzwerte sind 2001 etwa halbiert worden. Einige Grenzwerte sind hier als Beispiel angegeben:

Personenkreis	Grenzwert
beruflich strahlenexponiert: mit ärztlicher Überwachung	$< 20 \text{ mSv/a}$
beruflich strahlenexponiert:	$< 6 \text{ mSv/a}$
beruflich nicht strahlenexponiert:	$< 1 \text{ mSv/a}$

Einer ständigen Bestrahlung sind wir durch die **natürliche Radioaktivität** und Umwelteinflüsse ausgesetzt. Diese Strahlung kann sehr unterschiedlich, zum Beispiel orts- und zeitabhängig, sein. Im folgenden sind typische Werte für Deutschland angegeben:

Strahlungsquelle	Dosis [mSv/a]
Strahlung aus dem Boden:	0.4
Kosmische Strahlung:	0.3
^{40}K im Körper:	0.3
Radon durch Atmung:	1.0
insgesamt durch nat. Radioakt.:	1 - 4
Medizin (Diagnose, Therapie):	0.6
Kernkraftwerke:	≤ 0.01

Die obere Grenze für Kernkraftwerke gilt natürlich nur, wenn es keinen größeren Unfall gibt. Der Tschernobyl-Unfall 1986 hat die β -Aktivität der Bodenoberfläche in einigen Gegenden Deutschlands auf das Dreifache anwachsen lassen, auf etwa 25000 Bq/m². Der Sockel der β -Aktivität vor Tschernobyl rührte von den oberirdischen Kernwaffenversuchen in den fünfziger und sechziger Jahren her. Die zusätzliche Belastung der deutschen Bevölkerung durch den Tschernobyl-Unfall war 1986:

Strahlungsquelle	Dosis [mSv/a]
Nahrung	max. 0.7 - 0.9 (Mittel: 1/5 davon)
Luft	0.03 - 0.06
Boden	0.03 - 0.06

Die Strahlendosis wird mit Dosimetern gemessen. Am gängigsten sind Ionisationskammer (Abb. 3.21), die die von ionisierender Strahlung in einem Gasvolumen erzeugte Ladung messen. Die Meßwerte werden dann in der Regel auf Energiedosiswerte umgerechnet. Die Kalibrierung erfolgt mit Referenznormalen (zum Beispiel in der PTB Braunschweig). Die Aktivität einer Probe kann mit Geiger-Zählrohren gemessen werden. Als integrierende Zähler zur Personenüberwachung werden Film-dosimeter verwendet, die zum Beispiel einmal pro Monat ausgewertet werden. Besonders schwierig, aber auch sehr wichtig, ist die Kontrolle von Neutronenstrahlung. Wegen ihrer fehlenden Ladung können erst die Sekundärteilchen aus einer Wechselwirkung des Neutrons mit dem Detektormaterial nachgewiesen werden.

9.5 Alpha-Zerfall

Die α -Strahlung besteht aus Helium-Kernen:

$$\alpha = {}^4_2\text{He} = 2p \ 2n. \quad (9.14)$$

Der Helium-Kern ist als gg-Kern besonders stabil. Diese stabile 4-Nukleonen-Konstellation existiert auch als Einheit innerhalb schwererer Kerne. Die Emission von α -Teilchen ist deshalb für instabile schwere Kerne eine häufige Zerfallsart:

$$K_1(Z, A) \longrightarrow K_2(Z - 2, A - 4) + \alpha \quad (9.15)$$

Der Zerfall ist möglich, wenn gilt:

$$m_1(Z, A) - m_2(Z - 2, A - 4) - m_\alpha > 0 \quad (9.16)$$

Das Spektrum der α -Teilchen ist monoenergetisch, was auf einen 2-Körperzerfall mit einem Übergang zwischen festen Energieniveaus hinweist. Die Energie kann durch Reichweitmessung bestimmt werden (siehe Abschnitt 3.2.1, Tabelle 3.2 und Abb. 3.12). Die α -Energie und die Lebensdauer des Zerfallskerns sind korreliert: je kürzer die Lebensdauer, umso höher die Energie. Zum Beispiel:

	²³² Th	...	²¹² Po
τ	10 ¹⁰ a	...	10 ⁻⁷ s
E_α	4.0 MeV	...	8.8 MeV

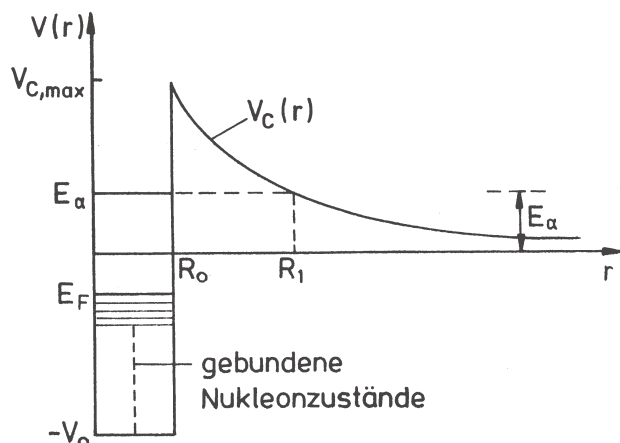


Abbildung 9.6: Potentialverlauf beim α -Zerfall in Abhängigkeit vom Abstand r vom Kernmittelpunkt.

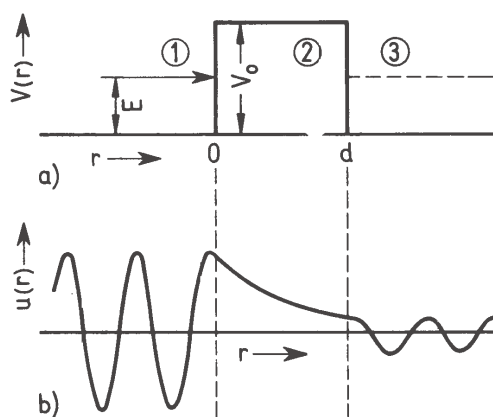


Abbildung 9.7: Beispiel für den Tunneleffekt im eindimensionalen Fall (siehe Text).

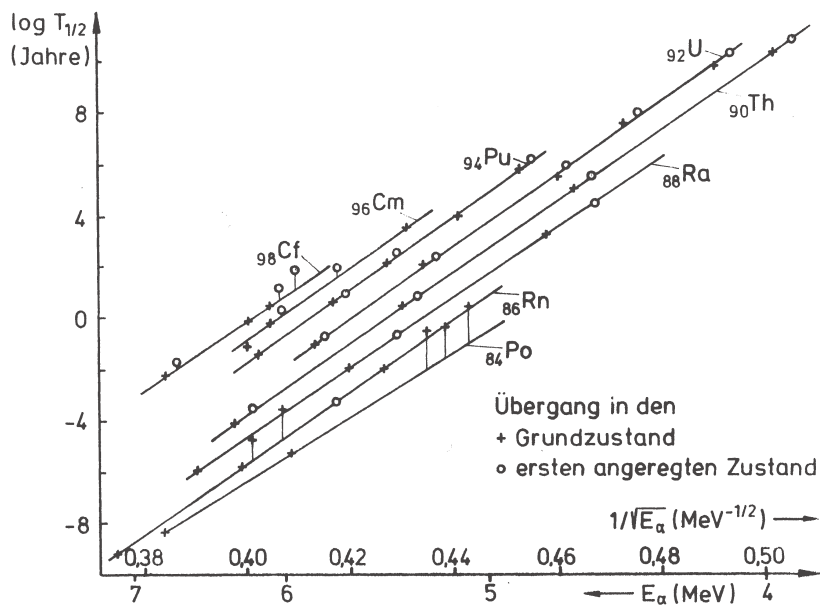


Abbildung 9.8: Abhängigkeiten der Halbwertszeiten von α -Strahlern von der Energie.

Diese Abhängigkeit läßt sich mit Hilfe eines Modells für den α -Zerfall verstehen: In Abb. 9.6 ist der Potentialtopf eines Kerns mit den Nukleonenzuständen dargestellt. Wegen der Coulomb-Abstoßung fällt das Potential $V(r)$ außerhalb des Kerns $\sim 1/r$ auf $V(\infty) = 0$ ab. Ein α -Zustand auf dem Niveau

$$0 < E_\alpha < V(R_0) = V_{max} \quad (9.17)$$

ist klassisch stabil gebunden durch den ‘Coulomb-Wall’. Quantenmechanisch kann das Teilchen die Wand durchtunneln. Die Zerfallswahrscheinlichkeit ist:

$$\lambda = \lambda_0 \cdot T \quad (9.18)$$

Dabei ist λ_0 die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten des quasi-stabilen Zustandes multipliziert mit der Häufigkeit, mit der das α -Teilchen gegen die Potentialwand läuft; T ist die Wahrscheinlichkeit der Transmissions eines anlaufenden Teilchens durch die Potentialwand.

Die Transmission oder Tunnelwahrscheinlichkeit T bestimmt im wesentlichen die Energieabhängigkeit der Zerfallswahrscheinlichkeit λ . Die Berechnung von T soll im folgenden nur kurz skizziert werden, weil der Tunneleffekt üblicherweise ausführlich in der Quantenmechanik behandelt wird. In Abb.9.7 wird das Prinzip am eindimensionalen Fall gezeigt: Aus dem potentialfreien Raum 1 läuft eine Welle auf eine Rechteckbarriere der Dicke d , tunnelt hindurch und läuft im Gebiet 3 als freie Welle weiter. Im freien Fall sind die Wellen periodische Lösungen der Schrödinger-Gleichung. Die auf den Potentialberg zulaufende Welle ist:

$$\psi \sim e^{i\vec{p}\vec{r}} \quad \text{mit} \quad |\vec{p}| = \sqrt{2mE}. \quad (9.19)$$

Im Potentialberg, wo das Teilchen klassisch nicht sein dürfte, ist der Impuls imaginär,

$$|\vec{p}| = \sqrt{2m(E - V_0)} = i\sqrt{2m(V_0 - E)}, \quad (9.20)$$

was zu einem exponentiellen Abfall der Amplitude in der Wand führt. Durch stetige Anpassung der Wellenfunktionen bei $r = 0$ und $r = d$ erhält man die richtige relative Normierung der Wellenfunktionen in den drei Gebieten. Die Tunnelwahrscheinlichkeit ergibt sich als das Quadrat des Verhältnisses der Wahrscheinlichkeitsamplituden der auf die Wand laufenden Welle in 1 zu der der auslaufenden Welle in 3. Für einen Potentialwall der Dicke d und konstanter Höhe V_0 ergibt sich näherungsweise:

$$T = \exp\left(-2\sqrt{2m(V_0 - E)}d\right) \quad (9.21)$$

Das heißt, die Tunnelwahrscheinlichkeit T hängt exponentiell von der Wanddicke und der Potentialhöhe ab: je dünner die Wand und je niedriger der Potentialwall, umso besser kann das Teilchen hindurchtunneln. Damit ist verständlich, daß die Zustände mit der höheren Energie, die höher im Potentialtopf liegen, kürzere Lebensdauern haben (Geiger-Nuttall-Regel).

Im Fall eines variablen Potentials, wie der Coulomb-Wall in Abb. 9.6, muß über das Potential integriert werden:

$$T = \exp\left(-2 \int_{R_0}^{R_1} \sqrt{2m_\alpha(V(r) - E_\alpha)} dr\right) = e^{-G} \sim \lambda = 1/\tau \quad (9.22)$$

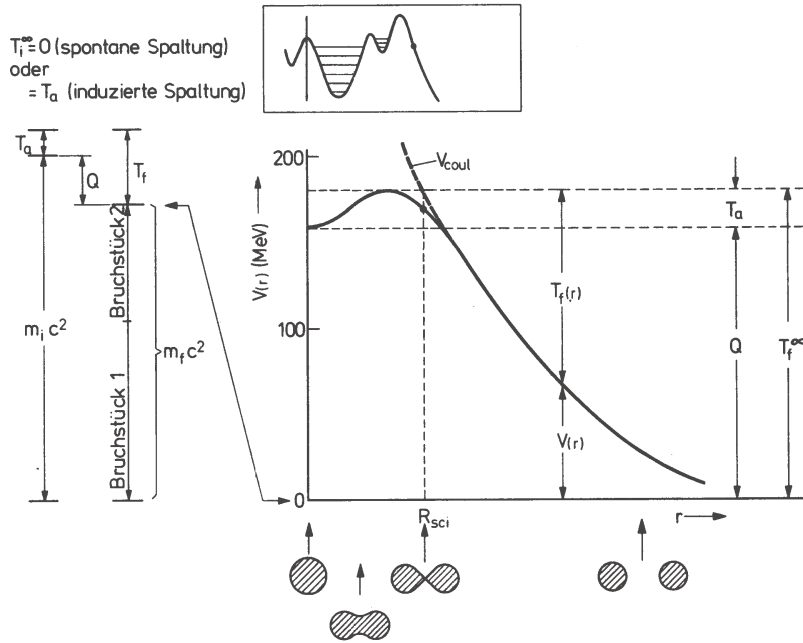


Abbildung 9.9: Modell für den Spaltprozess von Kernen: links sind die Energieverhältnisse nach dem Tröpfchenmodell angegeben; rechts ein realistischeres Modell der Spaltung nach einer Deformation des Kerns.

Da für den in (9.22) definierten Gamow-Faktor G näherungsweise gilt

$$G \sim \frac{1}{\sqrt{E_\alpha}}, \tag{9.23}$$

ergibt sich eine lineare Beziehung zwischen $\log \tau$ und $1/\sqrt{E_\alpha}$ (Abb. 9.8):

$$\log \tau \sim \frac{1}{\sqrt{E_\alpha}} + const. \tag{9.24}$$

9.6 Kernspaltung

Der Kernspaltungsprozess kann ganz ähnlich wie der α -Zerfall erklärt werden: die beiden Kernfragmente müssen den gemeinsamen Coulomb-Wall durchtunneln, um sich voneinander trennen zu können. Wann eine Kernspaltung energetisch möglich ist, läßt sich aus der Massenformel (Abschnitt 8.4.4) ableiten. Für den symmetrischen Fall der Spaltung in zwei Kerne mit der halben Masse, erhält man die Bedingung:

$$\begin{aligned} 0 < m(Z, A) - 2m\left(\frac{Z}{2}, \frac{A}{2}\right) &= a_S \left(A^{\frac{2}{3}} - 2\left(\frac{A}{2}\right)^{\frac{2}{3}} \right) + a_C \left(Z^2 \cdot A^{-\frac{1}{3}} - 2\left(\frac{Z}{2}\right)^2 \left(\frac{A}{2}\right)^{-\frac{1}{3}} \right) \\ &= -0.26 \cdot a_S \cdot A^{\frac{2}{3}} + 0.37 \cdot a_C \cdot Z^2 \cdot A^{-\frac{1}{3}} \end{aligned} \tag{9.25}$$

$$\implies Z^2/A > 17.3 \quad (\implies A \gtrsim 90) \tag{9.26}$$

Wann tatsächlich spontane Spaltung auftritt, hängt allerdings von weiteren Faktoren, wie der Tunnelwahrscheinlichkeit, ab. In Abb. 8.11 ist die Grenze für $Z^2/A > 37$ eingezeichnet, die einer Lebensdauer von etwa 10^{10} Jahren entspricht, sowie die Grenze für $Z^2/A > 47$, ab der Nuklide sich instantan spalten. Oberhalb von $Z = 92$ gibt es keine stabilen Nuklide.

Die instantane Spaltung sollte einer Energie der Spaltprodukte oberhalb des Coulomb-Walles entsprechen. Aus (9.25) würde sich das allerdings nicht ergeben. Der Spaltprozess läuft offensichtlich komplexer und dynamischer ab, als durch die Massenformel beschrieben werden könnte (Abb. 9.9): Der Kern deformiert sich zunächst, so daß die Oberflächenenergie zunimmt und die Coulomb-Energie abnimmt (relativ zu dem statischen Wert in der Massenformel). Ab einer bestimmten Deformation ist es energetisch günstiger, sich in zwei Teile zu spalten.

Die Spaltprodukte sind im allgemeinen instabil, weil N/Z mit A wächst. Das heißt, daß die Kerne mit $A/2$ dann einen n -Überschuß haben, den sie durch β^- -Zerfall oder n -Emission (Spaltneutronen) abbauen.

Durch n -Einfang kann eine Kernspaltung stabiler Kerne angeregt werden (induzierte Kernspaltung in Kernreaktoren).

9.7 Beta-Zerfall

9.7.1 Zerfallsarten

Der einfachste β -Zerfall ist der Neutron-Zerfall:



Der Zerfall ist möglich, weil das Neutron ausreichend schwerer als das Proton ist:

$$M_n - M_p > m_e \quad (9.28)$$

$$(M_p = 938.28 \text{ MeV}/c^2, M_n = 939.57 \text{ MeV}/c^2, m_e = 0.511 \text{ MeV}/c^2) \quad (9.29)$$

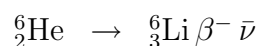
Der β^+ -Zerfall eines freien Protons ist kinematisch nicht möglich. In einem Kern dagegen kann der Zerfall stattfinden, wenn die Energie des Protonzustandes im Anfangskern höher ist als die Energie eines freien Neutronzustandes im Endkern. Ein Beispiel ist der Übergang:



Der ${}^{14}_8\text{O}$ -Kern hat 6 Neutronen und 8 Protonen auf verschiedenen Energieschalen (wie in der Atomhülle die Elektronen); der oberste Neutronzustand im ${}^{14}_7\text{N}$ -Kern ist energetisch günstiger. Die Kernladungszahl Z ändert sich also bei einem β -Zerfall immer um eine Einheit. Für eine Kern K gilt also:



Zum Beispiel:



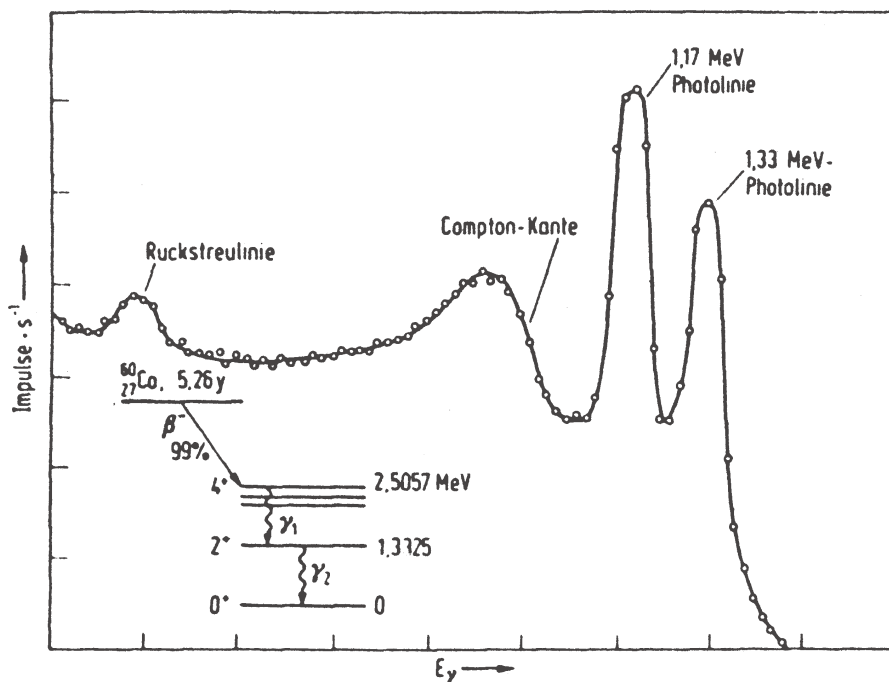


Abbildung 9.10: Zerfallsschema des ^{60}Co und die mit einem NaJ(Tl)-Detektor gemessene Pulshöhenverteilung.

Der Umkehrprozess kann auch stattfinden: ein Kern kann ein Elektron aus der Hülle einfangen (‘electron capture’ = EC):

$${}^A_Z\text{K} + \beta^- \rightarrow {}^A_{Z-1}\text{K} + \nu \tag{9.33}$$

Zum Beispiel:

$${}^{152}_{63}\text{Eu} + \beta^- \rightarrow {}^{152}_{62}\text{Sm} + \nu \tag{9.34}$$

Mit Hilfe dieses EC-Zerfalls ist von Goldhaber in einem berühmten Experiment die Helizität des Neutrinos bestimmt worden.

9.8 Gamma-Zerfall

Ein Kern mit festen Quantenzahlen A und Z kann in verschiedenen Energiezuständen mit eventuell unterschiedlichen Drehimpulsanregungen vorkommen. Übergänge in den Grundzustand oder auf andere Energieniveaus können dann über γ -Emission erfolgen. Die γ -Energien reichen vom keV- bis zum MeV-Bereich. Häufig kommt es zu spontaner γ -Emission bei angeregten Zerfallsprodukten vorausgegangener α - oder β -Zerfälle.

Im allgemeinen regt sich ein Kern nach einem α - oder β -Zerfall sehr schnell ab. Es gibt aber auch angeregte Zustände, die auf Grund von Auswahlregeln langlebiger sind. Diese Zustände heißen **Isomere** und werden auch in den Nuklid-Tabellen aufgeführt.

Übergänge mit hoher Multipolordnung, das heißt großen Drehimpulsänderungen (zum Beispiel die Übergänge im Co-Zerfall in Abb. 9.10), sind unterdrückt und

führen zu langen Lebensdauern. In der Atomhülle treten nicht so lange Lebensdauern wie bei Kernen auf, weil die Elektronen in der Regel die Möglichkeit haben über Stöße ihre Energie abzugeben.

Die Messung von γ -Übergängen (Abb. 9.10) stellt sich häufig als ein schwieriges Problem dar: neben dem 'Photo-Peak', der bei der Energie des Überganges liegt, können verschiedene andere Strukturen auftreten, die teilweise physikalischer Natur sind, wie die 'Compton-Kante', oder vom Detektor abhängen, wie der 'Rückstreu-Peak'. Wenn in der primären Wechselwirkung des Photons mit dem Detektor ein weiteres Photon erzeugt wird, so hat das eine Chance aus dem Detektor zu entweichen und das Signal wird kleiner als der Photo-Peak sein.

