

6.9 Energiespektrum bei α - und β -Zerfall

Energiespektrum beim α -Zerfall

Für die Energiemessung geladener Teilchen, wie α - und β -Teilchen, wurde eine Vielzahl physikalischer Instrumente entwickelt. Diese Geräte (Spektrometer) benützen meist ein homogenes Magnetfeld, in dem geladene Teilchen auf eine Kreisbahn gezwungen werden. Aus dem Krümmungsradius r und der Flussdichte B erhält man aus

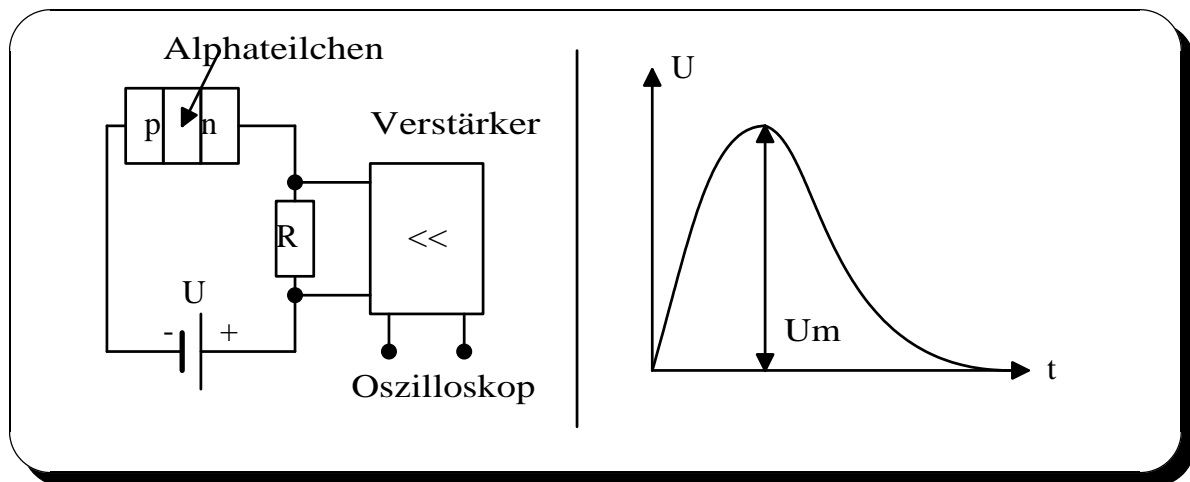
$$m \cdot \frac{v^2}{r} = q \cdot v \cdot B \Rightarrow v = \frac{q \cdot r \cdot B}{m}$$

die Geschwindigkeit und damit die Energie der Teilchen.

Speziell für α -Teilchen ist die Energiemessung aufwendig; zum einen benötigt man wegen der geringen spezifischen Ladung starke Magnetfelder für eine messbare Ablenkung, zum anderen braucht man wegen der kurzen Reichweite in Luft unbedingt eine Vakuumapparatur.

Hier soll deshalb eine komfortable Methode zur Energiemessung von α -Teilchen mit Hilfe eines Halbleiterdetektors vorgestellt werden: Der Detektor besteht aus einer Silizium-Fotodiode, in deren Sperrschicht α -Teilchen vollständig absorbiert werden. Dabei werden Ladungsträger erzeugt, die zu einem Stromstoß bzw. zu einem Spannungsstoß am Arbeitswiderstand R führen.

Skizze:



Die Amplitude dieses Spannungsstoßes ist, wie Messungen ergeben haben, proportional zur Energie W des α -Teilchens. (Beim Geiger-Müller-Zählrohr ist dies ganz anders: Der Zählrohrimpuls hat unabhängig von der Energie des einfallenden Teilchens immer dieselbe Höhe!) Der nachgeschaltete Diskriminator-Vorverstärker liefert die Vorspannung für den Halbleiter-Detektor, verstärkt dessen Impulse und gibt sie auf einen Analogausgang für energie-proportionale Impulse und über einen Integralkriminator auf

einen Digitalausgang für Rechteck-Impulse, die von den Teilchen geliefert werden, deren Energie über einer am Gerät einstellbaren Schwelle liegen.

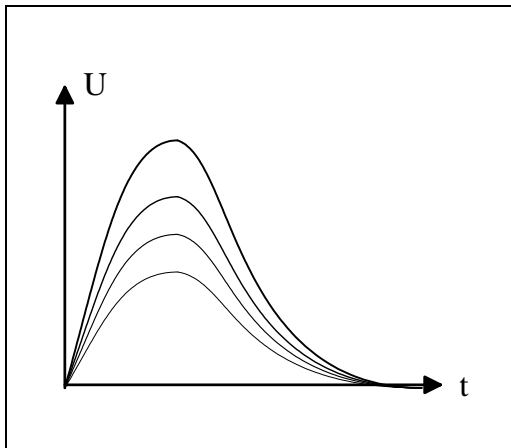
Anmerkung:

β -Teilchen geben nur einen Teil ihrer Energie ab, so dass deren Energie-Analyse mit dem Halbleiterdetektor nicht möglich ist.

Versuch: Verschiedene Präparate (Am-241 und Ra-226 mit seinen Folgeprodukten) werden mit dem beschriebenen Detektor untersucht.

Ergebnisse: Die Präparate haben diskrete Energien (vgl. Abb.).

Abb.



Zusammenfassung: Die kinetische Energie der α -Strahlen eines Nuklids ist scharf bestimmt. Viele Nuklide senden α -Strahlen mit mehreren diskreten Energiewerten aus.

Anmerkungen:

1. Wenn man das Oszilloskop triggert, so ergeben sich bei größerer Impulsdehnung auf der Zeitachse sehr stark gedehnte Impulse, die alle den gleichen Anfang haben. Ein getriggertes Oszilloskop setzt mit der Zeitablenkung erst ein, wenn die eingespeiste Spannung einen Minimalwert überschreitet. Die zeitlich aufeinander folgenden Kurven beginnen dann alle links am Schirm und werden vom Auge zusammen registriert, so als ob sie gleichzeitig aufgetreten wären.
2. Die α -Teilchen kommen aus verschiedenen tiefen Schichten des Präparats und verlieren dementsprechend beim Verlassen des Präparats mehr oder weniger Energie. Damit lässt sich die Unschärfe der Kurven erklären.

Erklärung des α -Zerfalls als Tunneleffekt

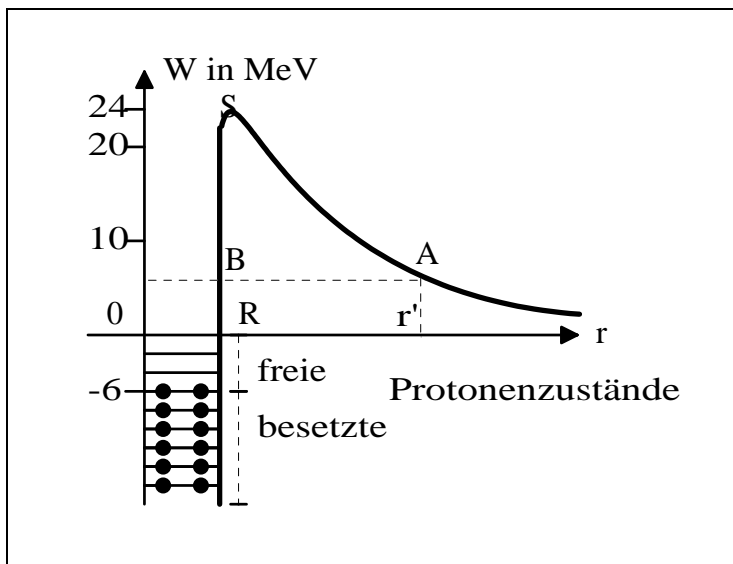
Aufgrund der Wirkung der Kernkräfte können Nukleonen den Kern (Potentialtopf) nicht ohne Energiezufuhr verlassen. Umgekehrt braucht man

erhebliche Energien, um positiv geladene Teilchen von außen dem ebenfalls positiv geladenen Kern zu nähern.

Um die Höhe dieses "Coulombwalles" zu messen, schießt man sehr schnelle He-Kerne auf die zu untersuchenden Kerne. Dabei erhält man für Geschosenergien unter 20 MeV ein Verhalten, wie es Rutherford bei seinen Streuver-suchen allein mit der Coulomb-Wechselwirkung erklären konnte. Erst oberhalb von ca. 20 MeV kinetischer Energie werden die α -Teilchen von den Kernkräften beeinflusst. Unter Umständen werden sie kurzfristig in den Kern eingebaut, d. h. sie besetzen freie Zustände im Potentialtopf.

Wegen des mit abnehmendem Abstand r mit $\frac{1}{r}$ ansteigenden Coulombwalls (Arbeit im radialsymmetrischen Coulombfeld!) finden auf einen Zielkern geschossene α -Teilchen folgende Potentialverhältnisse vor:

Skizze:



Wird der als Sonde auf den ${}_{82}^{206}\text{Pb}$ -Kern geschossene ${}_{2}^{4}\text{He}$ -Kern in den Potentialtopf eingefangen, so entsteht ein ${}_{84}^{210}\text{Po}$ -Kern, laut Nuklidkarte ein α -Strahler mit der Halbwertszeit 138 d und der kinetischen Energie 5,3 MeV des ausgesandten α -Teilchens.

Soll ein α -Teilchen den oben skizzierten Weg rückwärts gehen, d. h. den Kern wieder verlassen, so muss es nach klassischer Vorstellung eine Energie von mindestens 24 MeV erhalten, um bis zur Spitze des Potentialwalles zu gelangen. Dort würde es dann durch die Coulombkräfte abgestoßen und im "Unendlichen" (mit potentieller Energie Null) mindestens mit der kinetischen Energie 24 MeV ankommen.

Tatsächlich hat aber kein α -Strahler die Eigenschaft, He-Kerne mit einer derartigen Energie, die sich als Höhe des Coulombwalls aus den Kernladungszahlen und Kernradien bestimmen lässt, auszuschleudern; keines der α -Teilchen kommt also von Punkt S in obiger Abbildung.

Setzt man die α -Energie von Po-210 (5,3 MeV) in obige Abbildung ein, dann kann das α -Teilchen nur von Punkt A des Potentialwalls durch Coulombkräfte abgestoßen worden sein; der Abstand r' berechnet sich zu etwa $4,5 \cdot 10^{-14}$ m (etwa 4,5-facher Kernradius). Es ist also klassisch völlig unverständlich, wie das α trotz des Potentialwalls der Höhe von etwa 24 MeV den Kern verlassen konnte!

Der somit klassisch nicht erklärbare α -Zerfall kann nur so verstanden werden, dass das α -Teilchen den Potentialwall in Höhe A "durchtunnelt". Dieses Durchtunneln eines Potentialwalls konnte erst nach Entwicklung der Quantenmechanik verstanden.

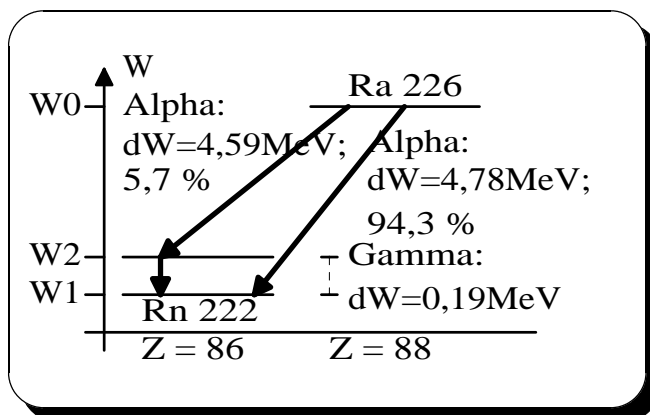
Anmerkung:

Ein Beispiel aus der Optik zeigt einen analogen Effekt: Bringt man einen Paraffinblock so vor einen Dezimeterwellensender, dass Totalreflexion auftritt, so stellt man in einem Streifen, dessen Dicke der verwendeten Wellenlänge entspricht, hinter dem Prisma trotzdem eine - wenn auch rasch abnehmende - Feldstärke fest. Dieses Ergebnis steht ebenfalls im Gegensatz zur geometrischen Optik.

Zusammenfassung: Der α -Zerfall lässt sich quantentheoretisch mit Hilfe des Tunneleffekts erklären. Das stochastische Auftreten von Kernprozessen ist ein Quantenphänomen.

γ -Emission beim α -Zerfall

Mit Hilfe eines Halbleiterzählers und eines Szintillationszählers lässt sich zeigen, dass reines Ra-226 α -Teilchen mit den Energien $W_1 = 4,78$ MeV und $W_2 = 4,59$ MeV sowie γ -Strahlung der Energie $W_\gamma = 0,19$ MeV emittiert; diese Energie ist gleich $W_1 - W_2$! Die Erklärung bietet die nachstehende Abbildung:



Ra-226 zerfällt beim α -Zerfall nicht nur in den Grundzustand W_1 , sondern mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit auch in einen angeregten Zustand

W_2 , aus dem es durch Emission eines Gammaquants in den Grundzustand W_1 "fällt".

Die γ -Emission aus einem angeregten Kernniveau erfolgt völlig analog zur Lichtemission aus angeregten Niveaus in der Atomhülle. Es gelten auch dieselben Kombinationsmechanismen. Die Vorgänge unterscheiden sich lediglich durch die Größe der Energie, die das Atom als γ -Quant oder Photon verlässt (keV bis MeV bzw. eV).

Zusammenfassung: γ -Quanten werden bei Übergängen zwischen diskreten Energiezuständen des Kerns nach der Gleichung $\Delta W = h \cdot f$ emittiert. α -Strahler emittieren γ -Strahlung, wenn der α -Zerfall einen Kern in angeregte Zustände des Tochterkerns überführt.

Die Reaktionsenergie Q

Nach der Einsteinschen Masse-Energie-Beziehung ist in einem abgeschlossenen System die Summe aller Energien unveränderlich; dabei ist der Masse m vorhandener Teilchen die Energie $m \cdot c^2$ zuzuordnen.

Beispiele für die Gültigkeit dieser Beziehung:

- v relativistische Massenzunahme (Energie wird in Masse verwandelt)
- v Bindungsenergie der Nukleonen eines Nuklids, die sich als Massendefekt des Nuklids gegenüber seinen Nukleonen im freien Zustand äußert
- v Energie bei Kernreaktionen

Wenn man bei einer Kernreaktion das abgeschlossene System aller beteiligten Teilchen betrachtet, dann lässt sich der Erhaltungssatz von Masse und Energie so ansetzen:

$$m_1 \cdot c^2 + E_1 = m_2 \cdot c^2 + E_2$$

m_1 und m_2 sind die Teilchenmassen, E_1 und E_2 die Energien vor (1) bzw. nach (2) der Reaktion.

Eine leichte Umformung ergibt

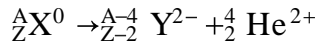
$$E_1 - E_2 = m_1 \cdot c^2 - m_2 \cdot c^2 = (m_1 - m_2) \cdot c^2 = \Delta m \cdot c^2.$$

Für die Reaktionsenergie $Q = E_1 - E_2$ gilt also

$$Q = \Delta m \cdot c^2.$$

Reaktionsenergie beim α -Zerfall

Beim α -Zerfall eines neutralen Nuklids



verlässt das α -Teilchen den Kern mit hoher Energie, die von dem Massenverlust stammt, der beim Zerfall auftritt. Für diesen Massenverlust Δm gilt

$$\Delta m = m({}^A_ZX^0) - m({}^{A-4}_{Z-2}Y^{2-}) - m({}^4_2\text{He}^{2+}).$$

Die Atommassen neutraler Nuklide finden sich in den Formelsammlungen; damit man diese verwenden kann, verwendet man die Umformungen

$$m({}^{A-4}_{Z-2}Y^{2-}) = m({}^{A-4}_{Z-2}Y^0) + 2 \cdot m_e \text{ und}$$

$$m({}^4_2\text{He}^{2+}) = m({}^4_2\text{He}^0) - 2 \cdot m_e.$$

Dabei werden die Ionisierungsenergien (einige eV) im Vergleich zu der Reaktionsenergie (einige MeV) vernachlässigt.

Damit lässt sich der Massendefekt Δm mit Hilfe der Atommassen angeben:

$$\begin{aligned} \Delta m &= m({}^A_ZX^0) - [m({}^{A-4}_{Z-2}Y^0) + 2 \cdot m_e] - [m({}^4_2\text{He}^0) - 2 \cdot m_e] = \\ &= m({}^A_ZX^0) - m({}^{A-4}_{Z-2}Y^0) - 2 \cdot m_e - m({}^4_2\text{He}^0) + 2 \cdot m_e = m({}^A_ZX^0) - m({}^{A-4}_{Z-2}Y^0) - m({}^4_2\text{He}^0) \end{aligned}$$

Für die Reaktionsenergie Q folgt daraus

$$Q = [m({}^A_ZX^0) - m({}^{A-4}_{Z-2}Y^0) - m({}^4_2\text{He}^0)] \cdot c^2.$$

Die Reaktionsenergie kann also beim α -Zerfall aus den Massen der neutralen Nuklide berechnet werden!

Für den Zerfall von Ra-226 erhält man zum Beispiel eine Reaktionsenergie

$$\begin{aligned} Q &= [m({}^{226}_{88}\text{Ra}^0) - m({}^{222}_{86}\text{Rn}^0) - m({}^4_2\text{He}^0)] \cdot c^2 = \\ &= [226,0245 - 222,01757 - 4,0026] \cdot u \cdot c^2 = 5,23 \cdot 10^{-3} \cdot u \cdot c^2 = 4,87 \text{ MeV}. \end{aligned}$$

Es fällt auf, dass die Reaktionsenergie Q größer ist als die kinetischen Energien der entstehenden α -Teilchen (4,78 MeV (bzw. 4,59 MeV beim Übergang in einen angeregten Zustand)). Es liegt nahe, dass den Energieunterschied $4,78 \text{ MeV} - 4,78 \text{ MeV} = 0,09 \text{ MeV}$ der Tochterkern Rn-222 erhalten hat, wobei sich Energie und Impuls auf die entstehenden Teilchen gemäß dem Energie- und Impulssatz verteilen (in der Abschätzung werden wieder die Atommassen verwendet, wobei R für das Rückstoßatom und α für das Heliumatom steht):

$$\frac{1}{2} \cdot m_R \cdot v_R^2 + \frac{1}{2} \cdot m_\alpha \cdot v_\alpha^2 = Q \text{ (Energieerhaltung)}$$

$$m_R \cdot v_R - m_\alpha \cdot v_\alpha = 0 \text{ (Impulserhaltung)}$$

Nach einigen Umformungen erhält man

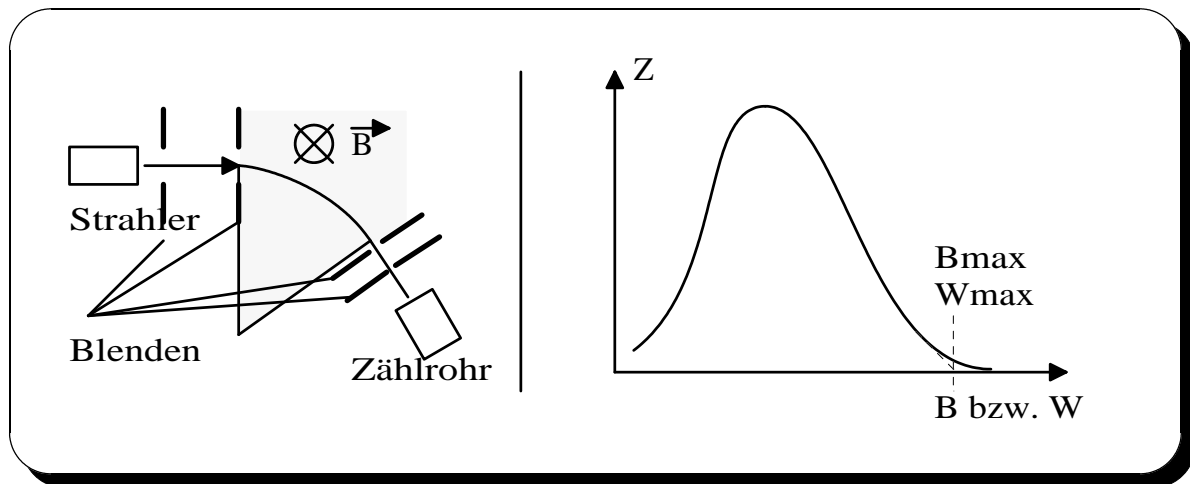
$$E_a = \frac{1}{2} \cdot m_a \cdot v_a^2 = \frac{Q \cdot m_R}{m_a + m_R} = 4,78 \text{ MeV und}$$

$$E_R = Q - E_a = 4,87 \text{ MeV} - 4,78 \text{ MeV} = 0,09 \text{ MeV.}$$

Energiemessung beim β -Zerfall

Versuch: Mit dem weiter oben angesprochenen magnetischen Spektrometer lassen sich β -Strahlen untersuchen. Dabei fallen nur solche Teilchen ins Zählrohr, die den durch Blenden festgesetzten Kreis mit Radius r durchlaufen haben. Variiert man die Flussdichte B und misst die zugehörige Zählrate Z , so findet man z. B. für den Betastrahler Tl-204 die skizzierte Messkurve (vgl. Abb.).

Abb:



Ergebnis: Bei jedem $B < B_{\max}$ fallen Teilchen ins Zählrohr, das Energiespektrum von β -Teilchen ist also kontinuierlich.

Auswertung: Wegen der hohen Teilchengeschwindigkeiten muss man relativistisch rechnen. Für die kinetische Energie W_{kin} gilt daher

$$W_{\text{kin}} = W - W_0.$$

Mit der relativistischen Energie-Impuls-Beziehung

$$W^2 = W_0^2 + p^2 \cdot c^2$$

folgt daraus

$$W_{\text{kin}} = \sqrt{W_0^2 + p^2 \cdot c^2} - W_0.$$

Für den Impuls p gilt (vgl. weiter oben!)

$$p = m \cdot v = m \cdot \frac{e \cdot r \cdot B}{m} = e \cdot r \cdot B, \text{ womit man für } W_{\text{kin}}$$

$$W_{\text{kin}} = \sqrt{W_0^2 + e^2 \cdot c^2 \cdot (B \cdot r)^2} - W_0$$

erhält. Es besteht also ein eindeutiger (wenngleich nicht linearer!) Zusammenhang zwischen $(B \cdot r)$ und W_{kin} ; man kann damit die B -Achse in eine

Energieachse umdeuten. Für die maximale Energie von β -Teilchen aus dem Zerfall von Tl-204 findet man so $W_{\max} = 720 \text{ keV}$.

Zur Berechnung der Geschwindigkeit v setzt man

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2}}$$

in die Gleichung

$$m \cdot v = e \cdot r \cdot B$$

(vgl. oben!) ein und löst nach v auf. Man erhält schließlich

$$v = \frac{c}{\sqrt{1 + \left(\frac{W_0}{e \cdot B \cdot r \cdot c}\right)^2}}.$$

Die Maximalgeschwindigkeit v_{\max} resultiert daraus bei $B_{\max} = 0,075 \text{ T}$ zu $v_{\max} = 0,91 \text{ c}$.

Zusammenfassung: Die β -Teilchen eines Strahlers besitzen ein kontinuierliches Energiespektrum mit einer Maximalenergie W_{\max} . Die Geschwindigkeit der β -Teilchen kann nahezu Lichtgeschwindigkeit erreichen.

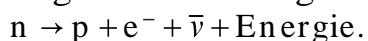
Energieerhaltung beim β -Zerfall

Genaue Messungen haben ergeben, dass Ausgangs- und Endkern eines β -Strahlers wohldefinierte Energiewerte besitzen. Das β -Spektrum sollte also diskret sein; tatsächlich ist es aber kontinuierlich, und lediglich β -Teilchen der Energie W_{\max} befriedigen den Energiesatz.

Auch der Impulssatz scheint beim β -Zerfall verletzt zu sein; Nebelkammerbilder zeigen nämlich, dass beim Zerfall eines ruhenden Atoms (Impuls Null!) β -Teilchen und Restkern nicht unter 180° auseinander fliegen, also einen von Null verschiedenen Gesamtimpuls haben.

Wolfgang Paul rettete 1930 die beiden wichtigen Erhaltungssätze beim β -Zerfall durch die heute unbestrittene Hypothese, dass beim β -Zerfall gleichzeitig mit dem Elektron noch ein anderes Teilchen emittiert wird, das Neutron (kleines Neutron), das alle die geforderten Eigenschaften besitzt: Neutrons besitzen keine Ladung und wahrscheinlich die Ruhemasse Null und breiten sich mit Lichtgeschwindigkeit aus. Wegen ihrer verschwindenden Masse und Ladungslosigkeit werden Neutrons fast gar nicht von Substanzen absorbiert; sie haben kaum Ionisationsfähigkeit und sind deshalb in herkömmlichen Nachweisgeräten (z. B. Ionisationskammern) nicht nachweisbar. Aus diesem Grund gestaltet sich der direkte Nachweis von Neutron und seinem Antiteilchen, dem Antineutrino, sehr schwierig.

Der Vorgang der Umwandlung eines Neutrons beim Betazerfall kann durch folgende Gleichung beschrieben werden:



Anmerkung:

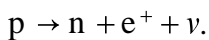
Nach dieser Gleichung zerfällt auch ein freies Neutron!

Zusammenfassung: Beim β -Zerfall wandelt sich ein Neutron in ein Proton, ein Elektron und ein Antineutrino um. Energie, Impuls und Ladung bleiben bei dem Zerfall erhalten.

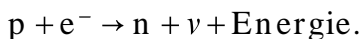
β^+ -Zerfall und Elektroneneinfang

Nach der Entdeckung des Neutrons war es leicht, auch den β^+ -Zerfall und den Elektroneneinfang vollständig zu beschreiben.

Für die Umwandlung eines Protons beim β^+ -Zerfall gilt:



In Konkurrenz zum β^+ -Zerfall steht der Zerfall durch Elektroneneinfang (er ist in der Nuklidkarte durch den Buchstaben ε in den rot gefärbten Kästchen angegeben). Dabei wird ein Elektron aus der Hülle, meist aus der K-Schale, vom Kern eingefangen; es bildet mit dem Proton ein Neutron und ein Neutrino:



Die Energie verteilt sich dabei auf die Bindungsenergie des Elektrons - die überwunden werden muss, um das Elektron aus seiner Schale zu lösen - und eine nunmehr feste Energie des ausgesandten Neutrons. Experimentell erkennt man den K-Einfang an der Emission der charakteristischen Röntgenstrahlung, die beim Auffüllen der Lücke in der Schale entsteht.

Nicht jede denkbare Kernreaktion ist auch energetisch möglich. Für den β^+ -Zerfall lautet zum Beispiel die Energiebilanz bei Vernachlässigung der Masse des Neutrons und der Annahme, dass das Positron die Zerfallsenergie vollständig übernimmt,

$$\Delta Q = \Delta m \cdot c^2 = (m_p - m_n - m_e) \cdot c^2 < 0,$$

da das Proton eine kleinere Masse als das Neutron hat. Dieser Prozess ist also nur möglich, wenn das Proton eine genügend große Energie mitbringt. Freie Protonen können also nicht von selbst zerfallen.

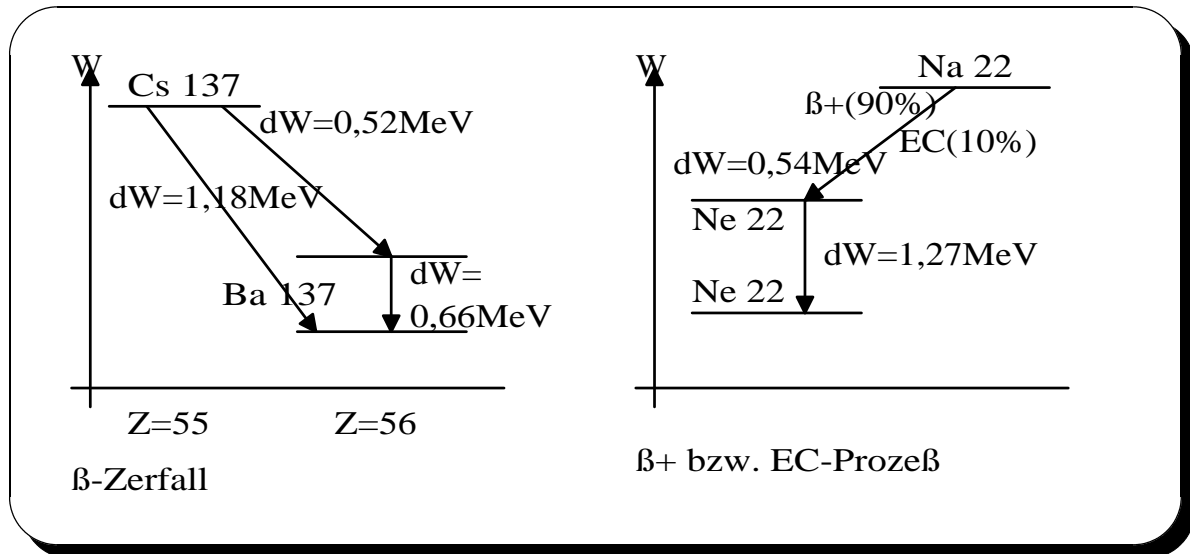
Zusammenfassung: Beim β^+ -Zerfall zerfällt ein Proton in ein Neutron, ein Positron und ein Neutrino. Beim Elektroneneinfang verbindet sich ein Elektron der Atomhülle mit einem Proton zu Neutron und Neutrino.

γ -Emission nach β -Zerfall

Wie beim α -Zerfall führt ein β -Zerfall häufig nicht in den Grundzustand, sondern in einen angeregten Zustand des Tochterkerns. Aus diesem geht der Kern durch γ -Emission (oft in mehreren Stufen) in den Grundzustand

über. Gelegentlich verweilt ein Kern längere Zeit in einem angeregten Zustand (isomerer Zustand).

Beispiele für solche Übergänge sind in unten stehenden Skizzen gezeichnet:

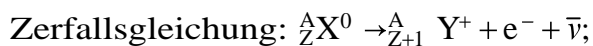


Zusammenfassung: β -Strahler emittieren sehr häufig auch γ -Strahlung, da der β -Zerfall eines Kerns oft nicht in den Grundzustand, sondern in angeregte Zustände des Tochterkerns führt.

Reaktionsenergien bei den Betazerfällen

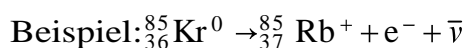
Mit den Annahmen über die Reaktionsenergien bei α -Zerfällen (Vernachlässigung der Ionisationsenergien und daher Verwendung von Atommassen) und der Zusatzannahme, dass eine mögliche Neutrinomasse vernachlässigbar klein ist, ergeben sich folgende Gleichungen zur Reaktionsenergie Q :

v β -Zerfall:



Das entstandene positive Ion und das Betateilchen repräsentieren zusammen die Masse des neutralen Tochteratoms, so dass sich die Reaktionsenergie leicht berechnen lässt:

$$Q = (m({}^A_Z X^0) - m({}^A_{Z+1} Y^0)) \cdot c^2$$



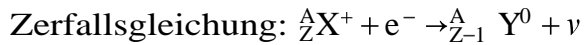
$$Q = (84,9125 - 84,9118) \cdot u \cdot c^2 = 0,0007 \cdot 931,49 \text{ MeV} = 0,65 \text{ MeV}$$

Der entstehende Wert gibt die gesamte Energie an, die beim Zerfall frei wird (kinetische Energien des Elektrons und des Antineutrinos sowie eine

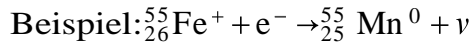
Energie bei α - und β -Zerfall

mögliche Kernanregungsenergie, weiterhin auch die Rückstoßenergie, mögliche Anregungsenergien der Atomhülle und die bei der Rekombination frei werdende Ionisierungsenergie).

v Elektroneneinfang (EC-Prozess)

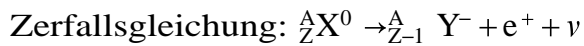


$$Q = (m({}^A_Z\text{X}^0) - m({}^A_{Z-1}\text{Y}^0)) \cdot c^2$$



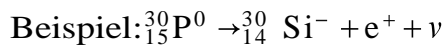
$$Q = (54,9383 - 54,93805) \cdot u \cdot c^2 = 0,00025 \cdot 931,49 \text{ MeV} = 0,23 \text{ MeV}$$

v β^+ -Zerfall



Bei der Berechnung von Q müssen das überschüssige Elektron beim Ersetzen des negativen Ions durch das neutrale Atom im Zerfallsprodukt und das Elektron gleichermaßen berücksichtigt werden!

$$Q = [m({}^A_Z\text{X}^0) - (m({}^A_{Z+1}\text{Y}^0) + m_e) - m_e] \cdot c^2 = [m({}^A_Z\text{X}^0) - (m({}^A_{Z+1}\text{Y}^0) + 2 \cdot m_e)] \cdot c^2$$



$$Q = (29,978307 - 29,973770 - 2 \cdot 5,48580 \cdot 10^{-4}) \cdot u \cdot c^2 = \\ = 0,0034 \cdot 931,49 \text{ MeV} = 3,2 \text{ MeV}$$

Zusammenfassung: Bei jeder der drei β -Zerfallsarten ergibt sich die frei werdende Gesamtenergie einfach aus der Differenz der Atommassen von Mutter- und Tochternuklid. Dabei kommt der Bilanzgedanke zum Ausdruck: Die frei werdende Energie hängt nur vom Anfangs- und Endzustand und nicht vom genauen Ablauf ab.

Dieses Dokument wurde mit Win2PDF, erhaeltlich unter <http://www.win2pdf.com/ch>
Die unregistrierte Version von Win2PDF darf nur zu nicht-kommerziellen Zwecken und zur Evaluation eingesetzt werden.