

Aktivierung mit Neutronen

1. Einleitung

Atomkerne sind nur dann stabil, wenn das Verhältnis ihrer Neutronen- und Protonenzahl innerhalb enger Grenzen liegt. Dabei ist die Neutronenzahl je nach Nuklid zumeist 20 bis 50% höher als z. Kerne, deren Zahlenverhältnis außerhalb des Stabilitätsbereiches liegt, wandeln sich mit sehr unterschiedlicher Wahrscheinlichkeit in einen stabilen oder einen anderen instabilen Kern, der dann weiter zerfällt, um.

Die Zerfallswahrscheinlichkeit eines bestimmten Nuklids kann man durch die sogenannte **Halbwertszeit T** ausdrücken. Das ist der Zeitraum, in dem von einer sehr großen Anzahl instabiler Kerne gerade die Hälfte zerfallen ist. Bei einem Blick auf eine Nuklid-Karte stellt man fest, dass T über 23 Zehnerpotenzen variiert. Da die Zerfallswahrscheinlichkeit eine wichtige kernphysikalische Größe ist, hat man verschiedene Methoden entwickelt, um T zu bestimmen. Im vorliegenden Experiment soll ein Messverfahren vorgestellt werden, dass es gestattet, Halbwertszeiten, welche in der Größenordnung Sekunden bis Stunden liegen, zu messen. Nuklide mit derartigen Halbwertszeiten müssen unmittelbar vor Beginn der Messung hergestellt werden. Das geschieht am einfachsten durch Beschuss stabiler Kerne mit Neutronen; denn diese brauchen wegen ihrer fehlenden elektrischen Ladung nicht die Coulomb-Barriere des Kerns zu überwinden¹.

In den folgenden Kapiteln wird daher auf die Wechselwirkung von Neutronen mit Kernen näher eingegangen. Sodann wird die Erzeugung freier Neutronen behandelt und schließlich ein Messverfahren zur Bestimmung mittlerer Halbwertszeiten nebst geeigneter Messapparatur beschrieben.

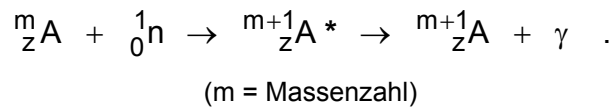
2. Kernreaktionen mit Neutronen

Wechselwirkungen von Teilchen mit Kernen bezeichnet man allgemein als Kernreaktionen. Hier soll nun die spezielle Kernreaktion betrachtet werden, bei der ein Neutron in einen Kern A eindringt. Den durch die Absorption des Neutrons entstandenen neuen Kern A^* nennt man **Zwischenkern** oder **Compoundkern**. Seine Energie liegt um die kinetische Energie und die Bindungsenergie des Neutrons² höher als die des Kerns A . Wegen der starken Wechselwirkung der Nukleonen im Kern verteilt sich die aufgenommene Energie sofort auf eine große Anzahl Nukleonen, die dadurch in höhere Energiezustände gebracht werden. Man spricht deshalb auch von einer Aufheizung des Zwischenkerns. Wegen der Verteilung der eingebrachten Energie auf viele Nukleonen ist der Kern A^* zumeist nicht mehr in der Lage, das aufgenommene Neutron oder ein

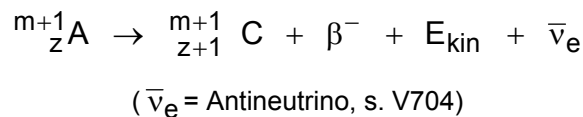
¹ Um geladene Teilchen mit Kernen in Wechselwirkung zu bringen, benötigt man Energien, die weit oberhalb 10 MeV liegen. Sie können nur mit Teilchenbeschleunigern erzeugt werden.

² Sie liegt etwa bei 8 MeV und ist geringfügig von z und m abhängig.

anderes Nukleon abzustößen³ insbesondere dann, wenn die kinetische Energie des einfallenden Neutrons nur gering war. In diesem Fall geht der angeregte Zwischenkern durch Emission eines γ -Quants nach etwa 10^{-16} s⁴ wieder in seinen Grundzustand über. Es läuft also folgende Reaktion ab:



Der neu entstandene Kern ${}_Z^{m+1}\text{A}$ ist meist nicht stabil, da er mehr Neutronen enthält, als einem stabilen Kern gleicher Ordnungszahl zukommen. Wegen des Energieverlustes durch das Photon ist er im Vergleich zum Zwischenkern relativ langlebig. Er wandelt sich unter Emission eines Elektrons in einen stabilen Kern um:



Die Masse des Kerns ${}_Z^{m+1}\text{A}$ ist größer als die Summe der Massen der Teilchen, die auf der rechten Seite der obigen Gleichung stehen. Die überschüssige Masse (Massendefekt) wird gemäß der Einsteinschen Beziehung

$$\Delta E = \Delta m c^2$$

in kinetische Energie von Elektron und Antineutrino umgewandelt.

Die Wahrscheinlichkeit für den Einfang eines Neutrons durch einen stabilen Kern wird in der Kernphysik durch den sogenannten **Wirkungsquerschnitt** σ beschrieben. Man versteht darunter diejenige Fläche, die der Kern besitzen müsste, wenn jedes diese Fläche treffende Neutron zu einem Einfang führen würde. Wird demnach 1 cm^2 einer dünnen Folie (Dicke d , K Atome/ cm^3) von n Neutronen pro Sekunde getroffen, wobei u Einfänge auftreten mögen, so ist der Wirkungsquerschnitt σ durch

$$\sigma = \frac{u}{nKd}$$

gegeben. Die Einheit des Wirkungsquerschnittes ist $10^{-24} \text{ cm}^2 =: 1\text{barn}$. Sie ist in der Größenordnung nach dem Kernquerschnitt gleich (siehe hierzu V705, Kap. 2).

Der Wirkungsquerschnitt für den Neutroneneinfang ist stark von der Geschwindigkeit v der Neutronen und damit von ihrer kinetischen Energie abhängig. Man unterscheidet in diesem Zusammenhang zwischen schnellen und langsamen Neutronen. Als Kriterium dient die De-Broglie-Wellenlänge λ . Ein Neutron, das sich mit der Geschwindigkeit v bewegt, hat eine De-Broglie-Wellenlänge von

³ Mit endlicher Wahrscheinlichkeit kommt es vor, dass sich infolge einer statistischen Schwankung für eine kurze Zeitspanne eine so hohe Energie auf ein Nukleon (oder auf eine Nukleonkombination wie z.B. ein α -Teilchen (siehe z.B. V705)) konzentriert, dass diese(s) in der Lage ist, den Kern A^* zu verlassen. Dieser Vorgang soll hier jedoch nicht weiter betrachtet werden.

⁴ Dieser Zeitraum ist um mehrere Zehnerpotenzen größer als die Zeit, die ein Neutron zum Durchqueren der Kernsphäre benötigt. Daher ist es sinnvoll, die Existenz eines Zwischenkerns anzunehmen.

$$\lambda = h/m_n v \quad .$$

(h = Plancksches Wirkungsquantum, m_n = Neutronenmasse)

Ist v so groß, dass λ klein gegen den Kernradius R ($\approx 10^{-12}$ cm) ist, so kann man auf die Wechselwirkung der Neutronen mit dem Kern einfache geometrische Überlegungen anwenden. Der Kern dient gewissermaßen als Zielscheibe für die Neutronen. Völlig analog hierzu kann man in der Optik die Streuung des Lichtes an einem Objekt, das groß gegen die Wellenlänge ist, durch Anwendung der Gesetze der geometrischen Optik behandeln. Für langsame Neutronen, bei denen $R \leq \lambda$ ist, sind geometrische Überlegungen unbrauchbar. Das folgt schon daraus, dass in Analogie zur Optik die Streuung unter diesen Bedingungen von Interferenzeffekten begleitet ist. Das Experiment beweist, dass der Wirkungsquerschnitt eines Kerns für bestimmte Neutronengeschwindigkeiten um mehrere Zehnerpotenzen größer ist als der geometrische Querschnitt. Im quantenmechanischen Bild tritt Resonanzabsorption genau dann auf, wenn die Energie des einfallenden Neutrons gleich der Differenz zweier Energieniveaus des Zwischenkerns ist, den man näherungsweise als ein System harmonischer Oszillatoren mit diskreten Energie-Eigenwerten auffassen kann. Breit und Wigner haben eine Formel angegeben, die den Wirkungsquerschnitt als Funktion der Neutronenenergie E darstellt:

$$\sigma(E) = \sigma_0 \sqrt{\frac{E_{r_i}}{E}} \frac{\tilde{\sigma}}{(E - E_{r_i})^2 + \tilde{\sigma}} \quad .$$

$\tilde{\sigma}$ und σ_0 sind charakteristische Konstanten der betreffenden Kernreaktion; die Größen E_{r_i} stellen die Energieniveaus des Zwischenkerns dar. Man erkennt, dass $\sigma(E)$ immer dann ein Maximum erreicht, wenn die einfallende Energie (= kinetische Energie + Bindungsenergie des Teilchens) gleich der Höhe eines Energieniveaus ist.

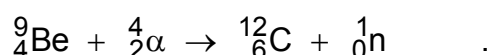
Wenn $E \ll E_r$ ist, kann man $(E - E_r)^2$ praktisch als konstant annehmen, und es folgt dann

$$\sigma \sim 1/\sqrt{E} \sim 1/v \quad ,$$

das heißt, der Einfangquerschnitt ist umgekehrt proportional zur Neutronengeschwindigkeit. Dieses Ergebnis stimmt mit der anschaulichen Vorstellung überein, dass sich das Neutron bei kleiner Geschwindigkeit länger in der Einwirkungssphäre des Kerns aufhält und daher die Wahrscheinlichkeit seines Einfanges größer wird.

3. Erzeugung niederenergetischer Neutronen

Da man aus den oben angegebenen Gründen Kernreaktionen hoher Ausbeute insbesondere mit niederenergetischen Neutronen erreichen kann, stellt sich die Frage, wie sich derartige Neutronen erzeugen lassen. Da das Neutron als freies Teilchen instabil ist, kommt es in der Natur nicht vor sondern muss erst durch geeignete Kernreaktionen erzeugt werden. Im vorliegenden Versuch werden die Neutronen durch Beschuss von ^9Be -Kernen mit α -Teilchen freigesetzt:



Die α -Teilchen stammen aus dem Zerfall von ^{226}Ra -Kernen. Die Neutronen besitzen ein kontinuierliches Energiespektrum, das bis 13,7 MeV reicht. Zur Abbremsung lässt man sie durch dicke Materieschichten hindurchdiffundieren, die aus Atomen mit leichten Kernen bestehen. Durch elastische Stöße geben dann die Neutronen ihre Energie an die leichten Kerne ab. Dieser Bremseffekt ist umso wirkungsvoller, je weniger verschieden die beiden stoßenden Massen sind; denn nach den Gesetzen des elastischen Stoßes beträgt die maximal übertragene Energie

$$E_{\text{ü}} = E_0 \frac{4Mm}{(M + m)^2} ,$$

worin M und m die Massen der Stoßpartner bedeuten. Als geeignetste Substanz würde sich nach diesen Überlegungen Wasserstoff⁵ ergeben. Die benutzte Neutronenquelle besitzt daher einen Mantel aus Paraffin (siehe Abb.1). Durch mehrfache Stöße eines

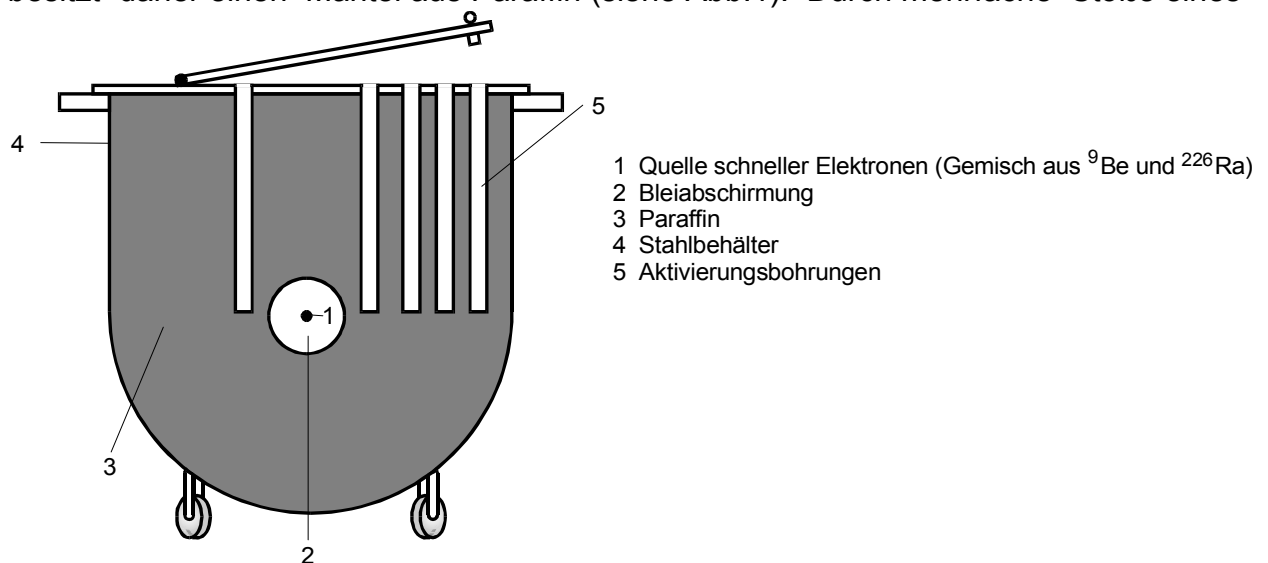
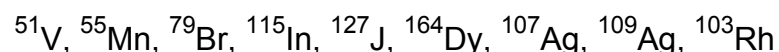


Abb.1: Querschnitt durch die hier verwendete Quelle für thermische Neutronen

Neutrons mit den Protonen des Paraffins erreicht seine Energie schließlich einen Wert, der der mittleren kinetischen Energie der Moleküle seiner Umgebung angenähert gleich ist, also etwa 0,025 eV bei $T = 290 \text{ °K}$. Dieser Wert entspricht einer mittleren Neutronengeschwindigkeit von 2,2 km/sec. Die Gesamtheit der Neutronen mit diesen Energien und Geschwindigkeiten bezeichnet man als **thermische Neutronen**.

4. Untersuchung des Zerfalls instabiler Isotope

Folgende stabile Isotope können durch Neutronenstrahlung mit großem Wirkungsquerschnitt in instabile verwandelt werden:



Man bringt dazu zylindrische Proben, die die entsprechenden Nuklide enthalten, in die Aktivierungsschächte der Neutronenquelle (Abb.1) ein. Die erzeugten instabilen Isotope gehen durch β^- -Zerfall wieder in stabile über. Die Halbwertszeiten liegen zwischen Se-

⁵ Nachteilig wirkt sich hier der nicht vernachlässigbare Einfangquerschnitt des Protons für Neutronen aus. Ein Teil der Neutronen wird daher unter Bildung von Deuteronen weggefangen.

kunden und Stunden. Aktivierung und Zerfall verlaufen gemäß der folgenden Gleichungen:

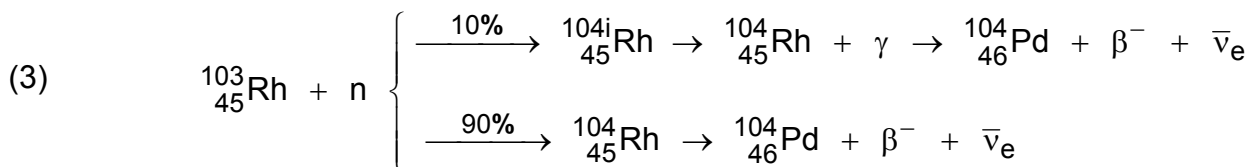
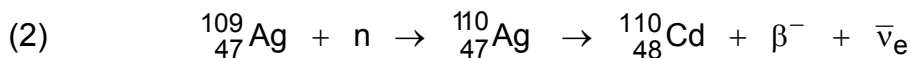
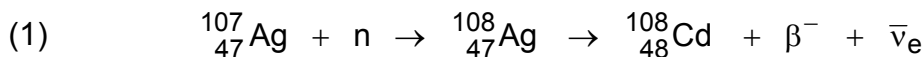
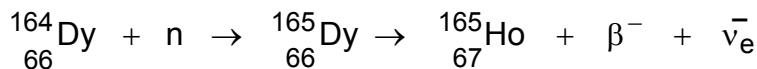
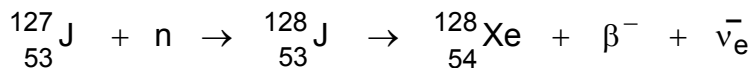
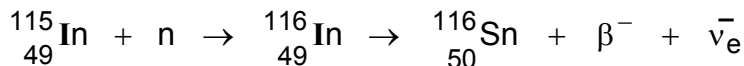
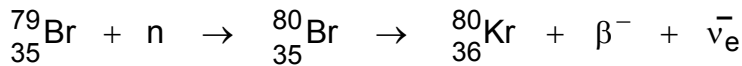
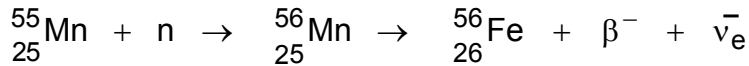
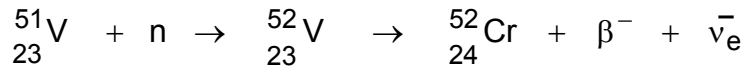


Tabelle 1: Erzeugung und Zerfall einiger instabiler Isotope

Es ist das Ziel dieses Experimentes, die Halbwertszeiten einiger der oben angeführten Zerfälle zu bestimmen. Hierzu muss die Gesetzmäßigkeit des radioaktiven Zerfalles bekannt sein. Diese Thematik wird in V701 behandelt. Dort wird gezeigt, dass die Zahl $N(t)$ der zu einem Zeitpunkt t noch nicht zerfallenen Kerne durch

$$(4) \quad N(t) = N_0 e^{-\lambda t}$$

gegeben ist. Hierin bedeuten N_0 die zur Zeit $t = 0$ vorhandenen instabilen Kerne und λ die sogenannte **Zerfallskonstante**, welche eine Aussage über die Wahrscheinlichkeit des vorliegenden Zerfalls macht. Die Halbwertszeit T steht in engem Zusammenhang mit λ . Er ist durch die Gleichung

$$\frac{1}{2} N_0 = N_0 e^{-\lambda T}$$

gegeben, woraus folgt

$$T = \ln 2 / \lambda \quad .$$

Im Prinzip könnte man aufgrund der Beziehung (4) durch eine Messung der Zeitabhängigkeit der Größe $N(t)$ die Zerfallskonstante oder die Halbwertszeit ermitteln. Es ist jedoch äußerst schwierig, $N(t)$ zuverlässig zu ermitteln. Daher wird hier ein anderer Weg zur Lösung des Problems beschritten: Wesentlich einfacher lässt sich die Zahl $N_{\Delta t}(t)$ der in einem festen Zeitintervall Δt zerfallenden Kerne (oder zumindest ein konstanter Bruchteil davon) in Abhängigkeit von der Zeit messen, da geeignete Strahlungsdetektoren jeden Zerfall durch Abgabe eines elektrischen Impulses signalisieren können. $N_{\Delta t}(t)$ hängt ebenfalls exponentiell von der Zeit ab, wie sich sofort zeigen lässt: Nach Definition von $N_{\Delta t}(t)$ ist

$$N_{\Delta t}(t) = N(t) - N(t + \Delta t) \quad ;$$

somit folgt für $N_{\Delta t}(t)$ aus (4)

$$N_{\Delta t}(t) = N_0 e^{-\lambda t} - N_0 e^{-\lambda(t + \Delta t)} = N_0 (1 - e^{-\lambda \Delta t}) e^{-\lambda t}$$

oder

$$(5) \quad \ln N_{\Delta t}(t) = \ln N_0 (1 - e^{-\lambda \Delta t}) - \lambda t \quad .$$

Man erkennt an (5), dass man λ durch eine lineare Ausgleichsrechnung mit den Wertepaaren $\{\ln N_{\Delta t}(t_i), t_i\}$ erhält, da der Ausdruck

$$\ln N_0 (1 - e^{-\lambda \Delta t})$$

in (5) konstant ist. Etwas problematisch ist bei diesem Messverfahren die Wahl eines geeigneten Zeitintervalles Δt . Wählt man Δt zu klein, so erhält man große statistische Fehler für $N_{\Delta t}(t)$; ist Δt zu groß angesetzt – etwa vergleichbar mit T –, dann bekommt man einen systematischen Fehler bei λ . Diese Größe hängt dann scheinbar von Δt ab, was in Wirklichkeit natürlich nicht zutrifft. Das passende Zeitintervall Δt muss daher eventuell durch Vorversuche ermittelt werden.

Nach dem soeben beschriebenen Verfahren können die Halbwertszeiten der in Tabelle 1 aufgelisteten Isotope von Vanadium bis zum Dysprosium ermittelt werden. Beim Silber und Rhodium treten jedoch Besonderheiten auf, die im Folgenden behandelt werden sollen:

- a) **Silber:** Das natürliche Silber besteht zu 52,3% aus dem Isotop ^{107}Ag und zu 48,7% aus ^{109}Ag . Aktiviert man also ein Blech aus natürlichem Silber, so laufen die beiden Zerfälle (1) und (2) nebeneinander ab. Die Gesamtaktivität der Probe setzt sich additiv aus den beiden Einzelaktivitäten zusammen. Eine Bestimmung der Halbwertszeiten der beiden Isotope ist nur möglich, wenn beide stark voneinander verschieden sind, was für ^{108}Ag und ^{110}Ag zutrifft. Nach hinreichend langer Zeit wird das kurzlebige Isotop praktisch zerfallen sein. Die zu beobachtende Aktivität rührt nur noch vom langlebigen ^{108}Ag her. Im Zerfalls-Diagramm (Abb.2) beobachtet man in diesem Bereich (etwa ab t^*) eine Gerade. Aus den Wertepaaren $\{\ln N_{\Delta t}(t_i), t_i\}$ für alle $t_i \geq t^*$ lässt sich dann die Zerfallsgleichung (5) mit den Parametern λ_ℓ und $N_0 (1 - e^{-\lambda_\ell \Delta t})$ mittels Ausgleichsrechnung bestimmen. Die Zerfallskonstante λ_k für den kurzlebigen Zerfall erhält man, wenn man von den Gesamtzählraten $N_{\Delta t}(t_i)$

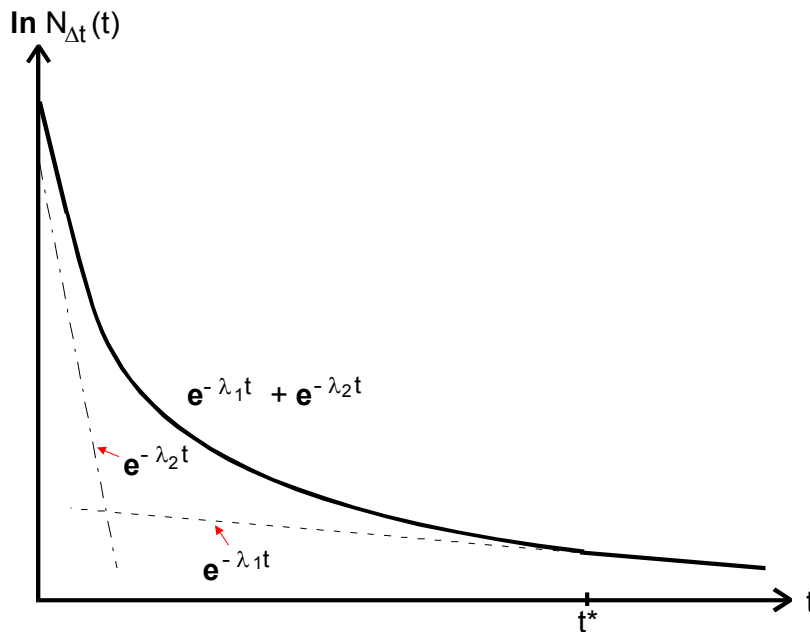


Abb. 2: Zerfallskurve eines Präparates, das aus 2 Isotopen mit sehr unterschiedlichen Zerfallskonstanten ($\lambda_2 \ll \lambda_1$) besteht.

zunächst die Werte

$$N_{\Delta t_\ell}(t) := N_0 \left(1 - e^{-\lambda_\ell \Delta t}\right) e^{-\lambda_\ell t}$$

für $t_i < t^*$ subtrahiert und dann eine Ausgleichsrechnung mit den Wertepaaren $\{\ln(N_{\Delta t}(t_i) - N_{\Delta t_\ell}(t_i)), t_i\}$ durchführt. Dabei sollte t_i deutlich unterhalb von t^* liegen, sonst ist die Wahrscheinlichkeit groß, dass infolge einer statistischen Schwankung

$$N_{\Delta t}(t_i) - N_{\Delta t_\ell}(t_i) \leq 0$$

wird.

- b) **Rhodium:** Aktiviert man natürliches Rhodium, das zu 100% aus dem Isotop ^{103}Rh besteht, dann entsteht, wie in Gleichung (3) dargestellt, mit einer Wahrscheinlichkeit von 0,9 das instabile Isotop ^{104}Rh daneben aber auch das ebenfalls instabile ^{104i}Rh , welches durch Emission eines γ -Quants in ^{104}Rh übergeht⁶. Die Zerfälle der beiden Isotope laufen nebeneinander ab und zwar mit unterschiedlichen Halbwertszeiten. Da der beim vorliegenden Experiment verwendete Strahlungsdetektor auch die von den ^{104i}Rh -Kernen emittierte, relativ energiearme γ -Strahlung nachweisen kann, liegen hier praktisch die gleichen Verhältnisse wie bei dem Ag-Zerfall vor. Man ist

⁶ Durch den Index i wird angedeutet, dass es sich bei ^{104i}Rh um einen zu ^{104}Rh isomeren Kern handelt. Unter **isomeren Kernen** versteht man solche gleicher Ladungs- und Massenzahl, die aber eine unterschiedliche Energie und Halbwertszeit besitzen, was durch eine verschiedene Anordnung der Nukleonen im Kernvolumen bedingt ist. Der Übergang eines isomeren Kernes in seinen Grundzustand ist oft mit einer starken Änderung seines Bahndrehimpulses verbunden. Dadurch wird analog den Verhältnissen in den Elektronenhülle eines Atoms die Übergangswahrscheinlichkeit sehr gering. Man spricht in diesem Zusammenhang von verbotenen Übergängen. Auf diese Weise entstehen Halbwertszeiten von der Größenordnung Sekunden im Vergleich zu 10^{-16}s beim Zwischenkern.

also in der Lage, mit der gleichen Auswertemethode die Halbwertszeiten von ^{104}Rh und $^{104\text{i}}\text{Rh}$ zu bestimmen. Ganz korrekt ist diese Aussage jedoch nicht; denn, wie aus (3) hervorgeht, zerfällt das aus $^{104\text{i}}\text{Rh}$ entstandene ^{104}Rh unter β^- -Emission weiter in ^{104}Pd . Es werden also während des Zerfalles der instabilen Nuklide ständig neue instabile Kerne gebildet, die ebenfalls vom Detektor nachgewiesen werden. Man kann jedoch zeigen, dass die Zerfallsrate der aus den $^{104\text{i}}\text{Rh}$ -Kernen entstandenen ^{104}Rh -Kerne in der Gesamtbilanz nur eine untergeordnete Rolle spielt.

5. Angaben zur Apparatur

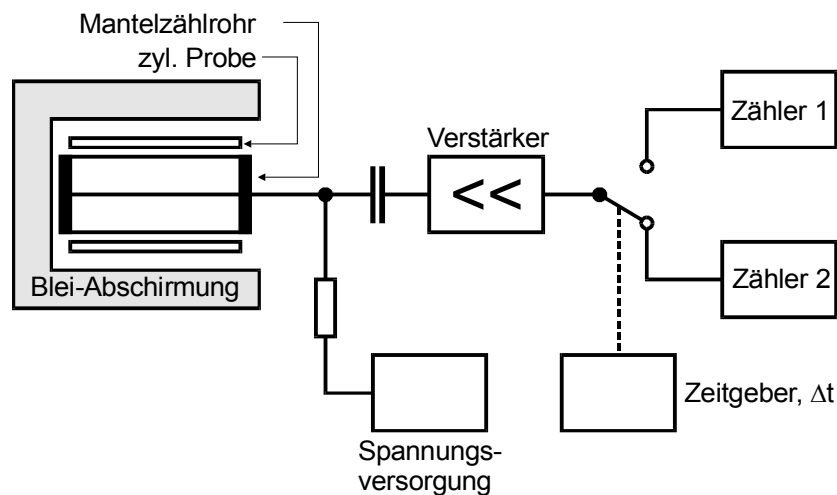


Abb.3: Schematische Darstellung des Versuchsaufbaus

Die Messungen erfolgen mit der in Abb.3 skizzierten Apparatur. Mit einem Geiger-Müller-Zählrohr (siehe V703) wird ein konstanter Bruchteil der von den zylinderförmigen Proben emittierten β^- - und γ -Teilchen nachgewiesen. Das Zählrohr befindet sich in einem Abschirmblock aus Blei, um den Einfluss der Umgebungsradioaktivität möglichst gering zu halten (Verringerung des sogenannten "Nulleffektes"). Jedes registrierte Teilchen liefert am Verstärkerausgang einen elektrischen Impuls, der zu einem elektronischen Zählwerk weitergeleitet wird. Das hier benutzte Gerät hat zwei Anzeigevorrichtungen, die periodisch umgeschaltet werden, sodass praktisch pausenlos gemessen werden kann. Die Messzeit Δt lässt sich mit einem Codierschalter an der Frontplatte des Gerätes einstellen. Sie wird mit einer relativen Genauigkeit von 10^{-5} reproduziert. Am Ende eines Zeitintervalles Δt schaltet die Apparatur innerhalb eines Zeitraumes von 100 ns von einem Zählwerk auf das andere um. Das Zählergebn bleibt während des Zeitraumes Δt stehen, sodass es bequem abgelesen werden kann. Danach wird es automatisch gelöscht.

Das Zählrohr registriert bereits ohne eine aktivierte Probe eine endliche Zählrate im Zeitintervall Δt , den sogenannten **Nulleffekt** N_u . Er entsteht im wesentlichen durch die Höhenstrahlung und durch natürliche Radioaktivität (z.B.: ^{40}K). Er muss bei der Auswertung berücksichtigt werden, da sonst die Messergebnisse insbesondere bei kleinen Zählraten verfälscht werden. Es ist daher vor der Zerfallsmessung eine Untersuchung des Nulleffektes notwendig. N_u sollte mit kleinem statistischen Fehler (lange Messzeit)

bestimmt werden, damit er praktisch keinen Einfluss auf den Fehler der nicht unmittelbar messbaren Größe $N_{\Delta t}(t_i)$ hat, welche gemäß der Beziehung

$$(6) \quad N_{\Delta t}(t_i) = N_{\Delta t, \text{gem}}(t_i) - N_{\Delta t, u}$$

aus dem Messwert $N_{\Delta t, \text{gem}}(t_i)$ errechnet werden muss. In (6) bedeuten $N_{\Delta t, \text{gem}}(t_i)$ die für den Zeitpunkt t_i gemessene Gesamtzählrate und $N_{\Delta t, u}$ den auf das Zeitintervall Δt umgerechneten Nulleffekt. Zur genauen Bestimmung des Nulleffektes kann im Rechner ein spezielles Programm aufgerufen werden.

6. Aufgabe

- Man bestimme die Zerfallskurve und die Halbwertszeit eines Isotopes mit einfachem Zerfall. (z.B. ^{52}V , ^{56}Mn , ^{80}Br , ^{116}In , ^{127}J oder ^{164}Dy)
- Man bestimme die Halbwertszeiten der instabilen Isotopengemische ^{108}Ag und ^{110}Ag sowie ^{104}Rh und ^{104i}Rh .

7. Hinweise zur Messung und Auswertung

zu 6a: Es wurde bereits in Kap.4 darauf hingewiesen, dass die Wahl des Messzeitintervalles Δt problematisch ist. Δt muss eventuell durch zeitraubende Vorversuche ermittelt werden. Um diese Zeit einzusparen, werden auf einer Tabelle, die neben der Apparatur liegt, geeignete Δt -Werte vorgeschlagen. Die Halbwertszeit, ihr statistischer Fehler sowie die Größe $N(0)(1 - e^{-\Delta t/\tau})$ sollen berechnet werden.

Vor der Aufnahme einer jeden Zerfallskurve ist der Nulleffekt zu messen. Um ein Ergebnis mit einem statistischen Relativfehler von ca. 10% oder weniger zu erhalten, muss man mindestens 500 bis 600 s messen.

Da die Messwerte sollten in halblogarithmischen Diagrammen dargestellt werden. In diese Diagramme sollten auch die berechneten Zerfallsgeraden und zumindest für jeden 2. Messpunkt der Fehlerbalken eingezeichnet werden.

zu 6b: Bei der Untersuchung des Rh- und des Ag-Präparates besteht das Problem, die beiden mit unterschiedlicher Geschwindigkeit ablaufenden Zerfälle von einander zu trennen. In der halblogarithmischen Darstellung geht die anfangs gekrümmte Kurve (siehe Abb.2) allmählich in eine Gerade über nämlich dann, wenn der kurzlebige Zerfall nahezu abgeklungen ist. Man kann im Zerfallsdiagramm (mit einiger Willkür) einen Zeitpunkt t^* festlegen, ab dem praktisch nur noch der langlebige Zerfall eine Rolle spielt. Bei der Berechnung der Parameter des kurzlebigen Zerfalls subtrahiere man zunächst die Zerfallsraten $N_{\Delta t, \text{lang}}(t_i)$ vom Gesamtzerfall und errechnet dann die Parameter des kurzlebigen Zerfalls. Dabei ist es unbedingt notwendig, für die Rechnung eine obere Zeitgrenze t_{max} anzugeben, die auf jeden Fall unterhalb t^* liegen sollte; sonst wird die Wahrscheinlichkeit groß, dass für ein t_i

$$N_{\Delta t, \text{kurz}}(t_i) = N_{\Delta t, \text{ges}}(t_i) - N_{\Delta t, \text{lang}}(t_i) \leq 0$$

ist, was eine Auswertung unmöglich macht. Sobald die Parameter für die beiden Zerfallskurven vorliegen, kann man $N_{\Delta t, \text{kurz}}(t^*)$ und $N_{\Delta t, \text{lang}}(t^*)$ berechnen und zeigen, dass

$$N_{\Delta t, \text{ kurz}}(t_j) \ll N_{\Delta t, \text{ lang}}(t_j)$$

ist. Sollte die Ungleichung nicht gelten, muss die Auswertung mit einem größeren t^* wiederholt werden.

Zur Veranschaulichung trage man auch hier die Messpunkte in ein halblogarithmisches Diagramm ein. Weiterhin zeichne man dort die beiden optimierten Zerfallsgeraden sowie die gerechnete Summenkurve ein.