

Versuch: P2-82

Beta- und Gamma-Absorption

- Vorbereitung -

Vorbemerkung

In diesem Versuch soll u.a. untersucht werden, wie radioaktive Strahlung (genauer: β - und γ -Strahlung) mit Materie wechselwirkt. Als Nachweisgerät verwenden wir das Geiger-Müller-Zählrohr, dessen Eigenschaften in der ersten Aufgabe ebenfalls untersucht werden sollen. In der zweiten Aufgabe werden wir uns näher mit der Absorption der Strahlung und dem Absorptionsvermögen verschiedener Stoffe beschäftigen.

Inhaltsverzeichnis

0 Grundlagen	2
0.1 Strahlungsarten	2
0.2 Geiger-Müller-Zählrohr	4
0.3 Wirkungsquerschnitt	5
1 Geiger-Müller-Zählrohr und β-Absorption	5
1.1 Zählrohrcharakteristik bei kleinen Zählraten	5
1.2 oszilloskopische Bestimmung der Totzeit	6
1.3 Bestimmung der Totzeit aus Zählergebnissen	6
1.4 β -Absorptionskurve von Aluminium	7
1.5 Aktivitätsbestimmung der $Co - 60$ -Quelle	8
1.6 Untersuchung der Zeitintervall-Verteilungen	9
2 γ-Absorption	10
2.1 γ -Absorptionskurve von Blei für $Co - 60$ und Massenabsorptionskoeffizient	10
2.2 Absorptionsvermögen verschiedener Absorbermaterialien	10

0 Grundlagen

Als Henri Becquerel, Marie und Pierre Curie die spontane Kernumwandlung entdeckten, rüttelten sie, ohne das zu beabsichtigen, an den drei damals heiligsten Naturgesetzen: die Unveränderlichkeit der Elemente, dem Energiesatz und dem Kausalgesetz. Becquerel fand auf einer dicht verpackten Photoplatte, auf der er versehentlich ein Stück Uranpechblende liegen gelassen hatte, ein präzises Abbild dieses Stückchens. Als man später die Ablenkbarkeit der entdeckten Strahlung im Magnetfeld untersuchte, kam man zu dem Schluss, dass man drei Strahlungsarten unterscheiden müsste, die man (aufgrund mangelnder Kenntnis der Natur der Strahlung) α -, β - und γ -Strahlung taufte.

0.1 Strahlungsarten

Unter Radioaktivität oder radioaktivem Zerfall oder Kernzerfall versteht man die Eigenschaft instabiler Atomkerne, sich spontan unter Energieabgabe umzuwandeln. Die freiwerdende Energie wird in Form ionisierender Strahlung, nämlich energiereicher Teilchen und/oder Gammastrahlung, abgegeben.

α -Strahlung

Die α -Strahlung ist eine echte Teilchenstrahlung, deren einzelne Partikel aus zwei Protonen und zwei Neutronen bestehen, also einem zweifach positiv geladenen Heliumkern. Der Grund für den α -Zerfall kann man zumeist darin finden, dass größere Kerne in einen stabileren Zustand übergehen können. Aufgrund des ausgestoßenen Heliumkerns verringert sich die Massenzahl des ausstoßenden Kerns um 4, die Ladung entsprechend um 2. Man findet desweiteren, dass alle α -Teilchen aus einem bestimmten Nuklid die gleiche Energie haben (oder wenige Gruppen von α -Teilchen mit verschiedenen, aber jeweils einheitlichen Energien), die Energieverteilung ist also ein Linienspektrum. Dieses Linienspektrum ist so scharf, dass es zur Identifizierung des emittierenden Nuklids dienen kann.

Aufgrund ihrer Ladung und relativ großen Masse haben α -Teilchen nur eine sehr geringe Eindringtiefe in Materie. Ein dickeres Blatt Papier oder einige Zentimeter Luft reichen im Allgemeinen schon aus, um α -Teilchen vollständig abzuschirmen. Das kommt dadurch zu Stande, dass die Wahrscheinlichkeit, dass ein Atom durch die Strahlung ionisiert wird, durch die geringe Geschwindigkeit relativ hoch ist, weshalb man in der Nebelkammer α -Strahlung am besten erkennt.

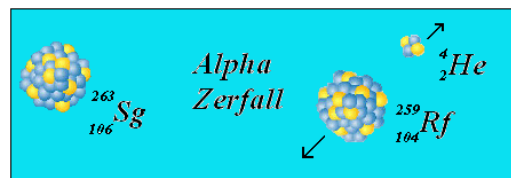


Abb.1: α Zerfall

β -Strahlung

Genau wie bei der α -Strahlung handelt es sich bei der β -Strahlung um eine Strahlung bestehend aus Teilchen. Im Magnetfeld zeigt sich allerdings ein anderes Verhalten: sie wird in eine andere Richtung als die α -Strahlung abgelenkt. Somit schlussfolgerte man, dass diese Strahlung hauptsächlich aus hoch-energetischen Elektronen bestehen musste. Später entdeckte man noch eine andere Art der β -Strahlung, womit es 2 Kategorien gibt:

- β -Minus-Strahlung

Bei einem großen Neutronenüberschuss (bzw. Protonenmangel) im Kern kann diese Strahlungsart auftreten. Es findet eine Umwandlung des Neutrons statt, bei der ein Proton, ein Elektron und ein Antineutrino entsteht. Das Proton verbleibt im Kern, wodurch sich die Ladungszahl um 1 erhöht und die Massenzahl gleich bleibt. Die Masse selbst sinkt allerdings um einen sehr kleinen Teil, denn das Elektron und das Antineutrino werden emittiert.



Abb.2: β^- Zerfall

- **β -Plus-Strahlung**

Hier läuft der Zerfall recht analog ab, wobei in diesem Fall der Kern einen Protonenüberschuss (bzw. Neutronenmangel) zu verbuchen hat. Somit wandelt sich das Proton um, mit dem Resultat eines Neutrons, eines Neutrinos und eines Positrons. Das Neutron verbleibt im Kern, somit wird bei fast gleichbleibender Masse die Massenzahl beibehalten und die Kernladungszahl um 1 erniedrigt. Das entstandene Positron und Neutrino werden emittiert.



Abb.3: β^+ Zerfall

In beiden Fällen werden also 2 Teilchen emittiert, auf die sich die frei werdene Energie verteilen kann. Somit liegt im Gegensatz zur α -Strahlung ein kontinuierliches Spektrum der Energie für die Elektronen vor, dessen größte Häufigkeit bei etwa einem Drittel der Maximalenergie zu finden ist, wobei die Maximalenergie aber wieder für das Nuklid charakteristisch ist (Größenordnung (wie auch α) MeV).

β -Strahlen lassen sich mit einem einige Millimeter dicken Absorber gut abschirmen. Allerdings wird dabei ein Teil der Energie der β -Teilchen in Röntgen-Bremsstrahlung umgewandelt. Je nach Material kann die Eindringtiefe auch einige Zentimeter betragen.

γ -Strahlung

Nach einem α - oder β -Zerfall befindet sich der neu entstandene Atomkern häufig in einem angeregten Zustand. Beim Übergang in einen weniger angeregten Zustand oder den Grundzustand wird γ -Strahlung emittiert, kurzweilige und somit hochenergetische Photonen. Aus der Quantenphysik folgt, dass die Energieniveaus der Elektronen im Atom diskret sind und somit ist auch die Energie des abgestrahlten Photons (als Differenz der Energieniveaus) in einem diskreten Spektrum verteilt. Von diesem Prozess unbeeinflusst bleiben natürlich Massen- und Kernladungszahl. Die Photonen haben eine hohe Durchdringungsfähigkeit, wodurch erst Bleiplatten von größerer Dicke in der Lage sind, die Strahlung effektiv abzuschirmen.



Abb.4: γ Strahlung

Die γ -Quanten verhalten sich natürlich im magnetischen Feld neutral, somit sind sie schlicht durch eine Nicht-Änderung ihrer Richtung charakterisiert. Ihr Nachweis muss demnach durch die Wechselwirkung mit Materie erfolgen; hierfür gibt es mehrere gängige Möglichkeiten:

- **Photoeffekt** Beim Photoeffekt wird ein auf ein Atom einfallendes γ -Quant absorbiert, sollte es eine Mindestenergie aufweisen. Diese Forderung ergibt sich aus der Quantisierung der Energiezustände von Elektron und Photon. Hat es diese Mindestenergie, so überträgt das Photon seine

gesamte Energie auf ein Elektron einer inneren Schale, wodurch es absorbiert wird. Das Elektron erreicht dadurch eine so hohe Energie, dass es sich aus der Bindung mit dem Kern lösen kann. Die Energie, die nötig ist, um sich vom Kern zu lösen wird als Austrittsarbeit bezeichnet, die Differenz der Energie des Photons und der Austrittsarbeit steht dem Elektron nach der Ionisation noch als kinetische Energie zur Verfügung.

- **Comptoneffekt** Der Comptoneffekt ist die Wechselwirkung eines Photons mit einem äußeren, schwach gebundenen (also quasi freien) Hüllenelektron eines Absorbers. Das γ -Quant überträgt einen Teil seiner Energie und seines Impulses auf das Elektron, wodurch dieses die Atomhülle verlässt. Der Clou ist, dass die γ -Strahlung auf diese Art gestreut wird, so dass man um die Probe herum unter einem beliebigen Winkel (maximal 180°) gestreute γ -Strahlung detektieren kann. Die Auffassung der Wechselwirkung von Elektron und Strahlung als Teilchenstoß war bedeutend für das Verständnis der Quantenmechanik.

0.2 Geiger-Müller-Zählrohr

Um Strahlung zu detektieren oder um Strahlungsraten zu messen, verwendet man das sogenannte Geiger-Müller-Zählrohr. Der Aufbau ist aus Abbildung 5 ersichtlich (Quelle: katalog.av-medien.net/bilder1806.jpg): Im Wesentlichen besteht das Zählrohr aus einem Zylinder, in dessen Symmetrieachse ein dünner Draht isoliert eingespannt ist. In diesem Rohr befindet sich ein Gas, häufig Argon, bei einem Druck von etwa 0,1 bar. Nun wird an Zylindermantel und Draht eine Spannung angelegt, in der Größenordnung von 500 Volt. Der Zylindermantel dient als Kathode (also negativ) und der Draht als Anode (positiv).

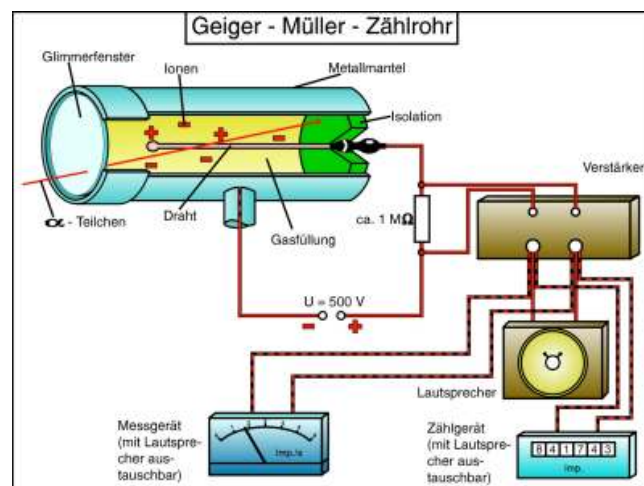


Abb.5: Aufbau Geiger-Müller Zählrohr

Betrachten wir nun die Vorgänge im Innern am Beispiel eines einfallenden hochenergetischen Elektrons (also das Resultat eines β -Minus Zerfalls). Das Elektron trifft nach dem Eintreten in das Rohr durch eine Folie (denn das Gas muss am Entweichen gehindert, aber trotzdem Teilchen hinein gelassen werden) auf ein neutrales Gasatom. Dieses wird mit der hohen Energie des Elektrons ionisiert, indem das Elektron ein Hüllenelektron herausschlägt. Aufgrund des herrschenden elektrischen Feldes werden die Elektronen wieder beschleunigt und können nun ihrerseits andere Atome ionisieren. Dieser Effekt wird dementsprechend auch Lawineneffekt genannt (s.Zener-Diode). Treffen die Elektronen nun auf die Anode, so können wir einen Strom registrieren. Die schweren positiv geladenen Ionen wandern zur Kathode und werden, mit neuen Elektronen versorgt, wieder zu neutralen Atomen. Der somit mit dem Geiger-Müller-Zählrohr durchgeführte Nachweis von Radioaktivität ist allerdings kein kontinuierlicher Prozess - es gibt Unterbrechungen, in der keine eintreffende Strahlung nachgewiesen werden kann. Diese Zeitspanne nennt man die *Totzeit*, auf die zu einem späteren Zeitpunkt noch näher eingegangen wird.

0.3 Wirkungsquerschnitt

Der Wirkungsquerschnitt σ ist ein Maß für die effektive Größe eines Kerns bei einer bestimmten Reaktion. Sei I die Intensität der einlaufenden Teilchen, d.h. die Anzahl einfallender Teilchen pro Zeit und Fläche, und R die Anzahl der pro Zeiteinheit und Kern stattfindenden Reaktionen, dann ist der (totale) Wirkungsquerschnitt als

$$\sigma = \frac{R}{I} \quad (1)$$

definiert. Der Wirkungsquerschnitt hat somit die Dimension einer Fläche.

1 Geiger-Müller-Zählrohr und β -Absorption

1.1 Zählrohrcharakteristik bei kleinen Zählraten

Die Zählrohrcharakteristik beschreibt den Zusammenhang von Bestrahlung und Zählimpulsen. Dieser wird logischerweise sehr stark von der Spannung zwischen Anode und Kathode abhängig sein. Mißt man also bei konstanter Bestrahlung die Zählrate N für verschiedene Spannungen U , so erhält man die Zählrohrkennlinie. Diese kann in verschiedene Bereiche eingeteilt werden; es ist folgendes Verhalten zu erwarten:

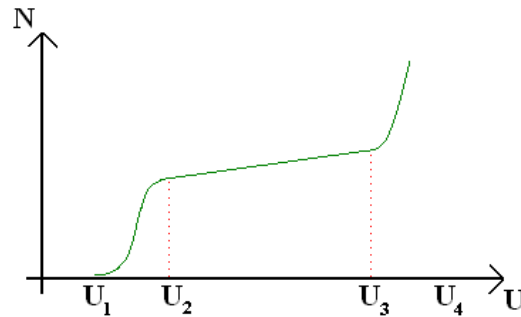


Abb.6: Zählrohrcharakteristik

Unterhalb eines gewissen Schwellwertes U_1 tritt keine Verstärkung durch Stoßionisation auf, was schlicht daran liegt, dass die sich bildenden Ionen so lange unterwegs sind, dass sie vor dem Eintreffen bei einer Elektrode wieder rekombinieren. Oberhalb von U_1 steigt die Zählrate allerdings schnell an, bis sie einen Sättigungsbereich erreicht (U_2). Dieser Effekt erklärt sich daher, dass nun Ionisation stattfinden kann, der Lawineneffekt tritt ein und beim Sättigungsbereich löst so gut wie jedes in das Zählrohr eindringende ionisierende Teilchen einen zählbaren Impuls aus. Dieser Plateaubereich bleibt bis zu einer gewissen Spannung U_3 relativ konstant; oberhalb von U_3 wird die Rate der gezählten Impulse durch Nachentladungen erhöht, bis schließlich ab einer Spannung U_4 eine Dauergasentladung einsetzt, die dann u.a. eine Beschädigung des Zählrohres zur Folge haben kann. Um einen möglichst guten Punkt für Messungen zu wählen, bietet es sich an, einen Wert zwischen U_2 und U_3 zu verwenden, denn hier ist die Erfassung der Ereignisse recht stabil.

In diesem Versuchsteil soll nun bestimmt werden:

- die Zählrohrcharakteristik (also die Zählrate in Abhängigkeit von der Spannung)
- die Impulshöhe in Abhängigkeit von der Spannung

Für die Messung soll ein beliebiger β -Strahler verwendet werden, wobei eine kleine Zählrate von unter 300 Ereignissen pro Sekunde verwendet werden soll. Wählt man nämlich eine zu hohe Zählrate, so erreicht die Betriebsspannung am Zählrohr nicht schnell genug wieder ihren größten Wert, bevor ein weiterer Impuls eintrifft, wodurch die Messung verfälscht würde.

1.2 oszilloskopische Bestimmung der Totzeit

Wie bereits in der Einführung angedeutet, kann das Geiger-Müller Zählrohr nicht kontinuierlich Strahlung messen. Wird die Anzahl der Ereignisse zu groß, so werden nicht mehr alle Ereignisse detektiert. Dies liegt daran, dass es nach jedem Ereignis eine kleine Zeit gibt, in der der Detektor nicht ansprechbar ist, also ein eintretendes Ereignis nicht als solches detektiert wird. Diese kurze Zeit nennt sich *Totzeit*, sie erklärt sich folgendermaßen:

Wir haben die Situation, dass ein ionisierendes Teilchen in das Zählrohr eingedrungen ist und die Elektronenlawine ausgelöst hat. Die Elektronen werden schnell zum positiven Draht hin beschleunigt, treffen dort auf und der somit auftretende Strom wird von uns als Ereignis interpretiert. Nun sind allerdings die Elektronen, beschleunigt vom elektrischen Feld, sehr viel schneller als die schwereren Atome, die nun ionisiert langsam zur Rohrwand wandern. Somit gibt es eine größere langsame Anzahl von positiven Ionen, die nur langsam von der Anode wegkommt und dabei etwas wie einen positiven Ladungsschlauch bilden:

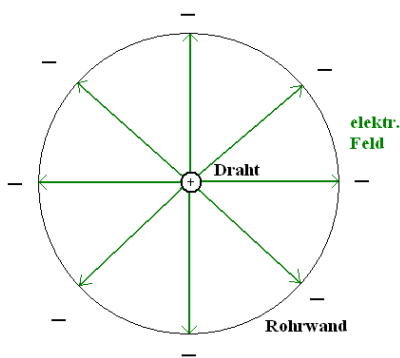


Abb.7: Rohr vor Lawineneffekt

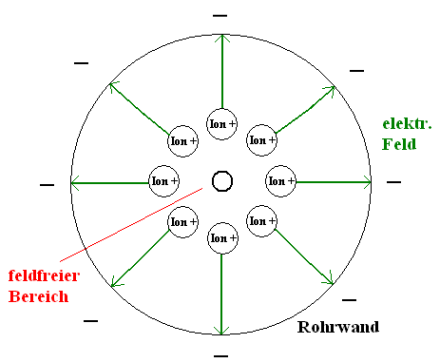


Abb.8: Rohr nach Lawineneffekt

Innerhalb wird das elektrische Feld mehr oder weniger vollständig abgeschirmt - somit können auch keine ionisierenden oder aus der Hülle herausgeschlagenen Elektronen mehr beschleunigt werden; der Lawineneffekt findet nicht mehr statt. Somit kann auch ein neues ionisierendes Teilchen, was aus einem kurz darauffolgenden Ereignis resultiert, nicht mehr detektiert werden. Bis dies wieder geschehen kann, muss sich der Ladungsschlauch abbauen, also die positiv geladenen Atome zur Kathode gelangen. Je mehr sich dort wieder durch zusätzliche Elektronen neutral verhalten, desto schwächer wird das Gegenfeld und das ursprüngliche Feld wird wieder aufgebaut, so dass die Lawine wieder in Gang kommen kann.

Nun soll die Totzeit oszillographisch gemessen werden. Dazu triggert man die Zeitablenkung des Oszilloskops auf die Impulse des Zählrohrs und trägt dieselben Impulse über der Zeit auf. Wählt man nun die Zeiteinstellung geeignet, so kann man erkennen, dass nach einem registrierten Impuls eine Zeit lang kein neuer Impuls registriert wird. Da ein radioaktiver Zerfall aber ungleichmäßig und statistisch verteilt von statten geht, wird der zeitliche Abstand der Impulse nicht konstant sein. Klartext also: wir messen, in welchen Abständen die Peaks eintreten und können dann als obere Schranke für die Totzeit den kleinsten zeitlichen Abstand annehmen, in dem 2 Ereignisse detektiert wurden.

1.3 Bestimmung der Totzeit aus Zählergebnissen

Nun soll mittels einer statistischen Methode die Totzeit des Zählrohrs bestimmt werden. Dafür gehen wir folgendermaßen vor: es werden 2 Quellen vermessen und zwar die β -Strahler $Co - 60$ und $Sr - 90/Y - 90$. Man misst nun deren Zählraten allein und danach gemeinsam. Es ist natürlich zu erwarten, dass die gemeinsame Messung eine deutlich geringere Anzahl von Ereignissen ergeben wird, als die Summe der Einzelmessungen. Dies liegt schlicht daran, dass die Wahrscheinlichkeit, dass ein Ereignis in die Totzeit fällt, deutlich ansteigt. Der Abstand der Quellen vom Zählrohr ist so zu wählen, dass sich für die gemeinsame Messung einmal eine große Zählratensumme ergibt (nämlich $N_{12} = 500 \frac{1}{s}$) und einmal eine kleine Summe (nämlich $N_{12} = 150 \frac{1}{s}$).

Ausgehend von der Formel:

$$N_{wahr} = \frac{N_{mess}}{1 - \frac{N_{mess} \cdot \tau}{T}} \quad (2)$$

wobei N_{wahr} die tatsächliche und N_{mess} die registrierte Summe von Ereignissen, T die Messzeit und τ die als konstant angenommene Totzeit bezeichne, erhält man mittels:

$$N_{wahr_1} + N_{wahr_2} = N_{wahr_{12}} \quad (3)$$

folgende Formel für die Bestimmung der Totzeit:

$$\tau = \frac{T}{N_{12}} \cdot \left(1 - \sqrt{1 - \frac{(N_1 + N_2 - N_{12}) \cdot N_{12}}{N_1 \cdot N_2}} \right) \quad (4)$$

Also das Vorgehen:

- beide Präparate gemeinsam auf bestimmten Abstand und somit Zählrate (500 und 150) einstellen
- erst gemeinsam, dann Einzelpräparate auf dieser Entfernung vermessen
- Totzeit τ ergibt sich mittels (4)

1.4 β -Absorptionskurve von Aluminium

Hier soll nun die Absorption von β -Strahlung beim Durchgang durch Aluminium untersucht werden. Da die Elektronen der Strahlung beim Durchgang durch Materie mit der Materie durch beschriebene Effekte wechselwirken, werden die ermittelten Zählraten natürlich sinken und zwar mehr oder weniger (wenn zumindest noch die Hälfte der Teilchen vorhanden ist) exponentiell, woraus folgt, dass wir die Zählrate darstellen können als:

$$N(d) = N_0 \cdot e^{-k \cdot \rho \cdot d} \quad (5)$$

Im verwendeten Präparat finden zwei Zerfälle statt: Zunächst zerfällt Yttrium (Halbwertszeit 28 Jahre, Grenzwertenergie 540keV), was dann allerdings zu Zirkonium (Halbwertszeit 64 Stunden, Grenzwertenergie 2,25MeV) zerfällt. Da der $Sr-90 \rightarrow Y-90$ Zerfall eine viel größere Halbwertszeit als der Zerfall $Y-90 \rightarrow Zr-90$ hat, wird sich nach einer genügend großen Zeit, welche ja seit Erwerb des Präparats vergangen sein dürfte, eine gleich große Aktivität einstellen, deren Größe der von $Sr-90 \rightarrow Y-90$ bestimmt ist. Da die Absorptionskoeffizienten möglichst genau bestimmt werden sollen, müssen die Effekte wie die Hintergrundstrahlung, die Totzeit sowie die Luft- und Zählrohrfensterabsorption berücksichtigt werden. Desweiteren soll noch die maximale Reichweite R sowie die Grenzenergien bestimmt werden. Aus Aufgabe 1.3 wissen wir

$$N_{wahr} = \frac{N_{mess}}{1 - \frac{N_{mess} \cdot \tau}{T}} \quad (6)$$

Die maximale sowie praktische Reichweite der jeweiligen Strahlung (540keV bzw. 2,25MeV) kann theoretisch aus der Absorptionskurve, welche aufgrund der exponentiellen Abhängigkeit logarithmisch aufgetragen werden sollte, bestimmt werden. Da die erhaltene Kurve jedoch eine Überlagerung der zwei Absorptionskurven der β -Zerfälle darstellen wird, könnte eine genaue Auswertung schwierig werden. Die Absorption durch Luftweg und Zählrohrfenster entspricht der einer Aluminiumdicke von $12\mu m$, so dass diese leicht berücksichtigt werden kann. Die Grenzenergien können bei bekannten maximalen Reichweiten mit Hilfe (angegebenen) Flammersfeld-Beziehung bestimmt werden:

$$W = 1,92 \cdot \sqrt{R^2 \cdot \rho^2 + 0,22 \cdot R \cdot \rho} \quad (7)$$

wobei ρ die Dichte des Absorbermaterials bezeichne. Am Ende kommt noch ein Absorber anderen Materials zum Einsatz.

Also Vorgehensweise:

- Hintergrundstrahlung messen
- Zählraten für verschiedene Aluminiumdicken messen
- Auswertung unter Beachtung von korrigierter Dicke, Hintergrundstrahlung und Totzeit

Es sollten noch aus der Literatur die Absorptionskurven für monoenergetische und normale β -Strahlung herausgesucht werden (Quelle: Krieger 212,215):

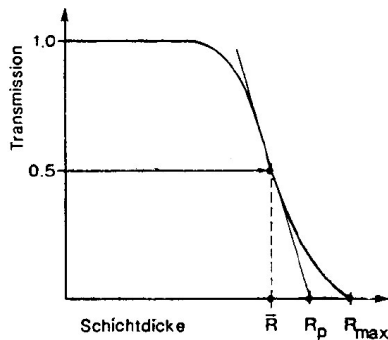


Abb.9: monoenergetische β -Strahlung

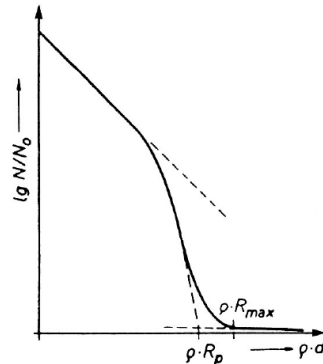


Abb.10: normale β -Strahlung

1.5 Aktivitätsbestimmung der $Co - 60$ -Quelle

Es soll nun die Aktivität der $Co - 60$ Quelle bestimmt werden. Die Aktivität ist definiert als Anzahl der Zerfälle N pro Zeiteinheit T . Da wir aufgrund der Lochblende nur in einem kleinen Ausschnitt des Winkelbereichs arbeiten und messen können, müssen wir eine entsprechende Korrektur durchführen. Ebenfalls müssen wir die Absorption der Luft und des Fensters einberechnen. Als Korrekturfaktoren ergeben sich:

- der geometrische Korrekturfaktor c_G

Mit einem Blendenöffnungsdurchmesser von $d = 16mm$ und dem Abstand zur Quelle a ergibt sich:

$$c_G = \frac{\Omega}{4\pi}, \quad \text{mit } \Omega = 2\pi \cdot \left(1 - \frac{1}{\sqrt{\frac{d^2}{4a^2} + 1}} \right) \quad (8)$$

- der Korrekturfaktor für Luft- und Fensterabsorption c_A

Wie erwähnt entspricht die Absorption von Luft und Zählrohrfenster der von $12\mu m$ Aluminium, somit gilt:

$$c_A = e^{-k \cdot \rho \cdot 12 \cdot 10^{-6}} \quad (9)$$

Mit Berücksichtigung der korrigierten Zählrate (zur Berücksichtigung der Totzeit) und der Hintergrundstrahlung N_H ergibt sich für die Aktivität:

$$A = \frac{c_A}{c_G} \cdot \left(\frac{N_{mess}}{T - N_{mess} \cdot \tau} - N_H \right) \quad (10)$$

1.6 Untersuchung der Zeitintervall-Verteilungen

Wir haben bisher verschiedenartig die Totzeit unseres Messgeräts bestimmt. Bei komplizierten Versuchen ist deren genaue Angabe aber entscheidend für die Aussage des Versuchs. Somit müssen wir noch mehr über die Wahrscheinlichkeit in Erfahrung bringen, dass ein auf ein detektiertes Ereignis folgendes Ereignis in die Totzeit fällt. Wir versuchen nun also die Verteilung von Zeitintervallen zwischen einem und dem n -ten darauf folgenden Ergebnis zu ermitteln. Um diesen Versuch durchzuführen, benutzen wir den PC. Mittels des Programms *Zeitintervall* wird die Messung durchgeführt. Es ist nun zu prüfen, ob die beobachtete Verteilung mit der theoretischen Verteilung aus der Vorbereitungsmappe übereinstimmt. für diese gilt:

$$n = 1 : \quad I_1(t) = r \cdot e^{-r \cdot t} \quad (11)$$

$$n = 2 : \quad I_2(t) = r^2 \cdot t \cdot e^{-r \cdot t} \quad (12)$$

$$n = 4 : \quad I_4(t) = \frac{1}{6} \cdot r^4 \cdot t^3 \cdot e^{-r \cdot t} \quad (13)$$

wobei sich r ergibt als:

$$r = \frac{N_{\text{gesamt}}}{t_{\text{gesamt}}} \quad (14)$$

Die zu bestimmende Zeitintervallverteilung sollte folgendermaßen aussehen:

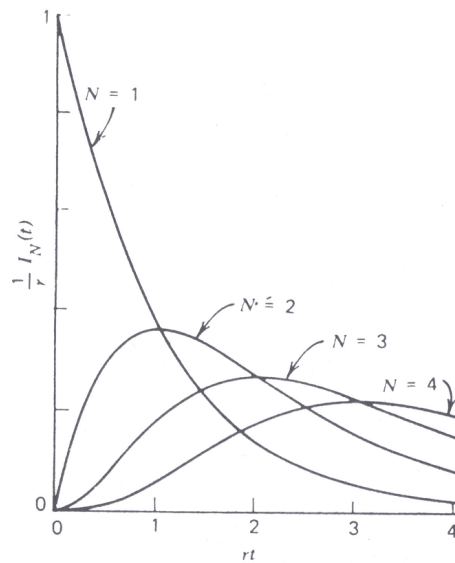


Abb.11: theoretischer Verlauf (Quelle: Krieger, 144)

2 γ -Absorption

2.1 γ -Absorptionskurve von Blei für $Co - 60$ und Massenabsorptionskoeffizient

In dieser Aufgabe wenden wir uns den γ -Strahlen zu und untersuchen, wie die Absorptionskurve von Blei für γ -Strahlung des Präparates $Co - 60$ aussieht. Der Messvorgang wird analog zu Aufgabe 1.4 durchgeführt, wobei wieder Totzeit und Hintergrundstrahlung berücksichtigt werden. Bei der Messung setzen wir uns das Ziel, den statistischen Fehler möglichst unter 3% zu halten und somit werden wir als Zählergebnis mindestens 1000 verwenden.

Da allerdings $Co - 60$ kein reiner γ -Strahler ist, sondern auch β -Strahlung emittiert, kann mit einem Halter eine Kupferscheibe und an der Stirnseite des Zählrohrs eine Aluminiumkappe befestigt werden, wodurch die unerwünschte β -Strahlung absorbiert wird. Nach Bestimmung der Absorptionskurve soll der Absorptionskoeffizient μ bestimmt werden. Wir erwarten einen exponentiellen Verlauf:

$$N(d) = N_0 \cdot e^{-\mu \cdot d} \quad (15)$$

wobei d die Schichtdicke bezeichne. Für die graphische Darstellung ist folgende Umstellung geschickt:

$$\ln(N(d)) = \ln(N_0) - \mu \cdot d \quad (16)$$

wodurch sich dann die gesuchte Größe μ aus der Steigung der Ausgleichsgeraden ergibt, wenn man $\ln(N(d))$ über d aufträgt. Der sogenannte Massenabsorptionskoeffizient setzt das Absorptionsvermögen in Relation zur Dichte des absorbierenden Materials. Es gilt:

$$\delta = \frac{\mu}{\rho} \quad (17)$$

Dieser ergibt sich also als Quotient von μ und der Dichte von Blei $\rho_{Pb} = 11,43 \frac{g}{cm^3}$.

Schlussendlich soll die Absorptionskurve nocheinmal mittels eines anderen Strahlers bestimmt werden, man verwendet nun ein $Cs - 137$ Präparat als Quelle der γ -Strahlung, dessen γ -Quanten weniger Energie aufweisen als die von $Co - 60$.

2.2 Absorptionsvermögen verschiedener Absorbermaterialien

Nun soll das Absorptionsvermögen verschiedener Absorbermaterialien mit gleicher Dicke d für die vom $Co - 60$ Präparat emittierte Strahlung bestimmt werden. Die Wahrscheinlichkeit, dass ein in Materie eintretendes γ -Quant auf einem Wegstück Δx absorbiert wird, hängt maßgeblich von der Materie ab, die sich in dem Volumenelement ΔV befindet, in dem Δx liegt. Es ist zu erwarten, dass der Intensitätsverlust, also die Anzahl der absorbierten Quanten, umso größer wird, je dichter das durchstrahlende Material ist. Das Absorptionsvermögen ergibt sich als:

$$A = \frac{N_0 - N(d)}{N_0} \quad (18)$$

Hierbei stellt N_0 eine Anfangsintensität dar und $N(d)$ die Intensität nach einer gewissen Weglänge d , also die Intensität nach Durchgang durch den Absorber. Diese Messung soll für verschiedene Materialien mit unterschiedlicher Dichte durchgeführt werden.