

V6 - Radioaktivität

Aufgabenstellung:

1. Zeigen Sie, dass der radioaktive Zerfall ein stochastischer Prozess ist.
2. Überprüfen Sie die Schwächung von γ – Strahlung durch Bleiplatten und ermitteln Sie den linearen Schwächungskoeffizient und die Halbwertsdicke von Blei.
3. Untersuchen Sie das Intensitäts-Abstandsverhalten von γ – Strahlung in Luft.

Stichworte zur Vorbereitung:

natürliche Radioaktivität, Radionuklide, α –, β – und γ –Strahlung, Zerfallsreihen, Zerfallsgesetz, Halbwertszeit, Abstandsgesetz, γ –Absorption, Schwächungskoeffizient, Halbwertsdicke, Geiger–Müller–Zählrohr, Nulleffekt.

Literatur:

- H. Lindner, *Grundriss der Atom- und Kernphysik* Kapitel 9, 12, 13, Fachbuchverlag Leipzig 1988
- W. Stolz, *Radioaktivität* Teubner Verlag 2005
- W. Walcher *Praktikum der Physik*, Kapitel 6.4 Teubner Verlag 1989
- Schenk, W., Kremer, F. (Hrsg.), *Physikalisches Praktikum*, 13. Auflage, Vieweg+Teubner Verlag 2011
- H. J. Eichler, J. Sahm, H.-D. Kronfeldt, *Das neue Physikalische Grundpraktikum*, Kapitel 47, Springer-Verlag, Berlin 2001

1. Theoretische Grundlagen

Radioaktivität

Als natürlich radioaktiv werden jene Atomkerne bezeichnet, welche sich infolge innerer Instabilität spontan und ohne äußere Beeinflussung in einen Folgekern umwandeln und dabei hochenergetische Strahlung aussenden. Die emittierte Strahlung ist in der Lage, andere Atome zu ionisieren und wird daher zur ionisierenden Strahlung gezählt.

Die Wahrscheinlichkeit, dass sich ein instabiler Mutterkern spontan unter Aussendung ionisierender Strahlung in einen Folgekern umwandelt, ist zeitlich konstant. Waren zu einem Ausgangszeitpunkt N_0 Atome eines Radionuklids vorhanden, so beschreibt das Zerfallsgesetz die mittlere Anzahl N dieser Atome, die nach einer Zeitspanne t noch vorhanden sind:

$$N(t) = N_0 e^{-\lambda t}. \quad (1)$$

Die Zerfallskonstante λ beschreibt dabei nuklidspezifisch die mittlere Anzahl von Atomkernen, welche pro Zeiteinheit zerfallen. Setzt man $N = N_0/2$ und logarithmiert Gl. (1), erhält man die Halbwertszeit

$$t_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda}. \quad (2)$$

Diese gibt an, nach welcher Zeit die Hälfte der radioaktiven Ausgangsatome zerfallen bzw. umgewandelt sind. Die Halbwertszeiten der meisten Radionuklide liegen im Bereich von einigen Minuten bis einigen Jahren. Betrachtet man jedoch alle bekannten Radionuklide, so überdecken deren Halbwertszeiten den Zeitbereich von ca. 10^{-22} s bis 10^{24} s. Die mittlere Anzahl der pro Zeiteinheit in einer bestimmten Materialprobe stattfindenden Zerfallsereignisse wird durch die Aktivität A angegeben. Sie hängt ab von der Zahl der vorhandenen instabilen Kerne und deren Zerfallskonstante.

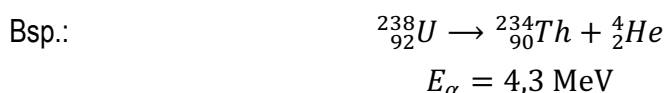
$$A = \lambda N. \quad (3)$$

Die Einheit der Aktivität ist das Becquerel ($1 \text{ Bq} = 1 \text{ s}^{-1}$).

Bei der durch radioaktiven Zerfall erzeugten ionisierenden Strahlung unterscheidet man drei Strahlungsarten:

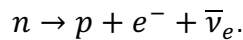
α -Strahlung

Diese Teilchenstrahlung besteht aus energiereichen, zweifach positiv geladenen Heliumkernen. Sie haben ein hohes Ionisationsvermögen und verlieren somit durch Stoßprozesse ihre Energie schon nach geringer Entfernung. Die Reichweite dieser Strahlung in Materie ist gering: Ein α -Teilchen mit einer kinetischen Energie von 10 MeV hat an Luft eine mittlere Reichweite von ca. 10 cm. Aus energetischen Gründen ist die α -Umwandlung vorwiegend auf schwere Nuklide mit Massenzahlen größer 170 und Kernladungszahlen größer 70 beschränkt. Emittiert ein Atomkern ein α -Teilchen, so verringert sich seine Kernladungszahl um zwei und seine Massenzahl um vier. Alle α -Strahler haben ein diskretes Energiespektrum.

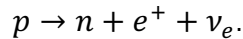


β -Strahlung

Diese Teilchenstrahlung besteht aus Elektronen (e^-) oder Positronen (e^+). Wird in einem Radionuklid ein Neutron ${}_0^1n$ in ein Proton ${}_1^1p$ umgewandelt, wird β^- -Strahlung freigesetzt:

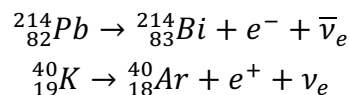


Im umgekehrten Fall wird β^+ -Strahlung emittiert:



Bei einem β -Zerfall bleibt die Massezahl erhalten, die Kernladungszahl hingegen erhöht sich beim β^- -Zerfall um eins bzw. verringert sich beim β^+ -Zerfall um den gleichen Betrag. Neben den β -Teilchen werden aus Gründen der Impulserhaltung stets auch ein Elektronenneutrino (ν_e) bzw. Antielektronenneutrino ($\bar{\nu}_e$) freigesetzt. Diese Teilchen treten mit Materie nur mit äußerst geringer Wahrscheinlichkeit in Wechselwirkung. Jedoch geht ein Teil der beim Zerfall freiwerdenden Energie auf das Neutrino über, so dass β -Strahler ein kontinuierliches Energiespektrum aufweisen. Wegen der geringeren Teilchengröße und -masse ist das Ionisationsvermögen von β -Strahlung gering, und die Teilchen werden leicht aus ihrer ursprünglichen Strahlrichtung gestreut.

Bsp:



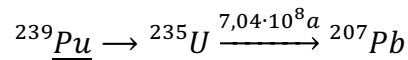
γ -Strahlung

Bei dieser Strahlung handelt es sich um elektromagnetische Strahlung, die im Gegensatz zu Röntgenstrahlung bei Umwandlungen von Atomkernen entsteht und wegen Ihrer hohen Energie eine große Reichweite in Materie hat. Die γ -Strahlung ist meist ein Nebenprodukt des α - und β -Zerfalls infolge des Übergangs des nach dem Zerfall entstandenen Korns in seinen energetischen Grundzustand. Anders als beide Teilchenstrahlungen (die aus geladenen Teilchen bestehen) kann sie nicht von elektrischen oder magnetischen Feldern beeinflusst werden. Da bei der Emission von γ -Strahlung weder Massen- noch Kernladungszahl verändert werden, verwendet man für den stattfindenden Prozess bevorzugt den Begriff γ -Umwandlung (nicht: γ -Zerfall).

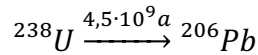
Zerfallsreihen

Durch Untersuchung der Zerfallsvorgänge wurden vier Zerfallsreihen gefunden, welche die schrittweise Umwandlung radioaktiver Ausgangsnuklide in stabile Endnuklide beschreiben. Meist beginnen diese Reihen bei Radionukliden, die wegen ihrer Halbwertszeiten in der natürlichen Umwelt heute nicht mehr vorkommen und so nur noch künstlich erzeugt werden können (diese Nuklide sind im Folgenden unterstrichen). Innerhalb der Zerfallsreihen sind die Kernladungszahlen aller Nuklide stets einer der Zahlenfolgen $4n + m$ (n natürliche Zahlen, $m = 0, 1, 2, 3$) zuzuordnen:

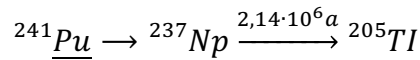
- Die Uran-Actinium-Reihe (Reihe $4n+3$) gilt als natürliche Zerfallsreihe:



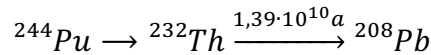
- Die Uran-Radium-Reihe (Reihe $4n + 2$) ist eine natürliche Zerfallsreihe. Die gesamte Zerfallsreihe ist in Abb. 1 in einer Nuklidkartendarstellung gezeigt..



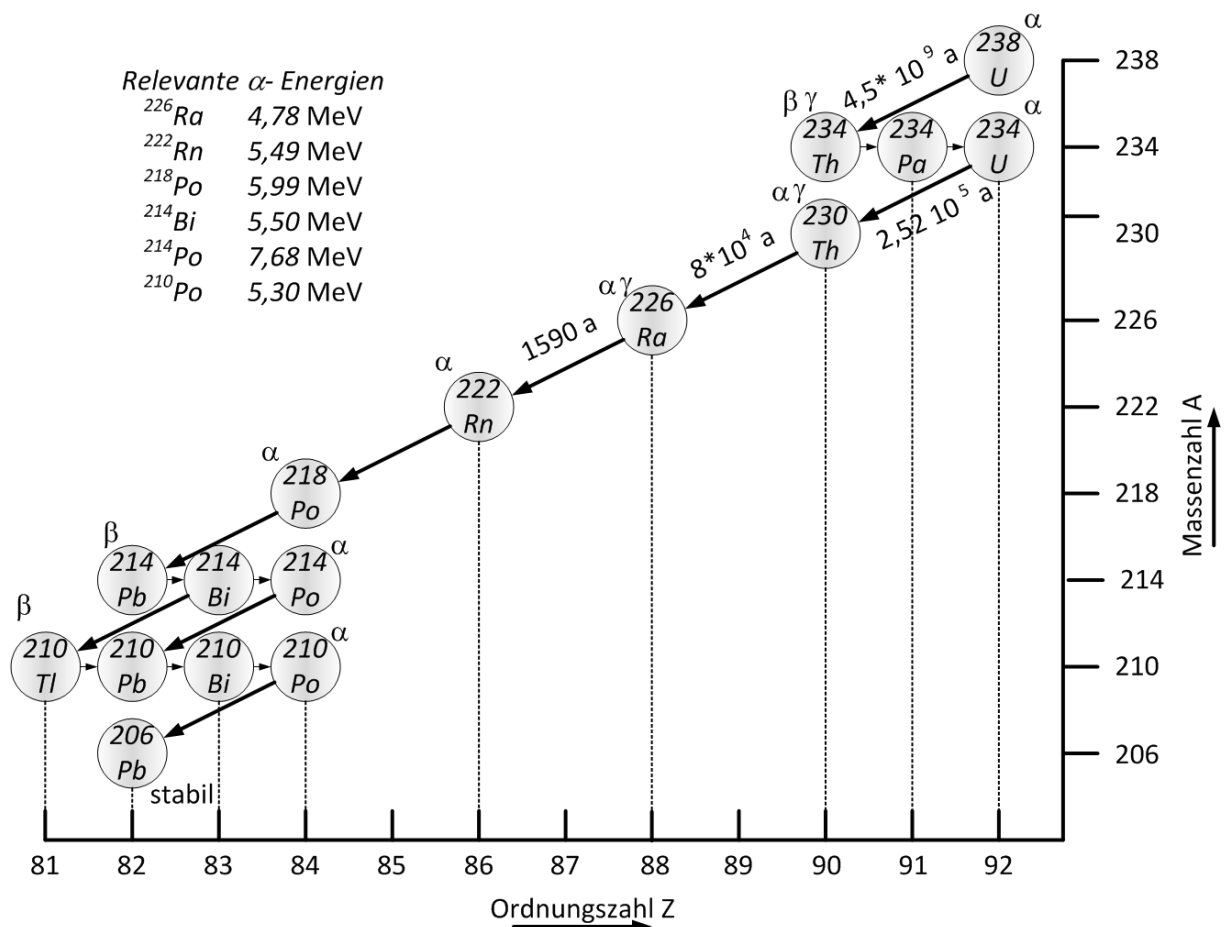
- Die Neptunium-Reihe (Reihe $4n + 1$) gilt als künstliche Zerfallsreihe:



- Die Thorium-Reihe (Reihe $4n$) gilt als natürliche Zerfallsreihe:



Abgesehen von der dritten, als künstlich bezeichneten Zerfallsreihe enden alle Zerfallsreihen bei dem Element Blei. Sind in einer Zerfallsreihe noch Ausgangskerne (Mutternuklide) vorhanden, stellt sich zwischen allen in der Zerfallsreihe folgenden Radionukliden (Tochterkernen) ein Zerfallsgleichgewicht (auch als radioaktives Gleichgewicht bezeichnet) ein, bei welchem pro Zeiteinheit genau soviel Atome eines Radionuklids zerfallen, wie nachgeliefert werden.



Nachweis ionisierender Strahlung

Der Nachweis ionisierender Strahlung beruht auf ihrer Wechselwirkung mit Materie, d.h. der Ionisationsprozess selbst oder einer der Folgeprozesse werden vorzugsweise in elektrische Signale (Spannungs- oder Stromimpulse) gewandelt. Einer der einfachsten Strahlungsdetektoren ist dabei das Auslösezählrohr, welches auch als Geiger-Müller-Zählrohr bekannt ist. Das von H. GEIGER und W. MÜLLER 1928 entwickelte Auslösezählrohr ist wegen des einfachen Aufbaus und der geringen Anforderung an die Nachweiselektronik bis heute ein unentbehrliches Messmittel für den Nachweis ionisierender Strahlung. Der prinzipielle Aufbau ist in Abb. 2 dargestellt.

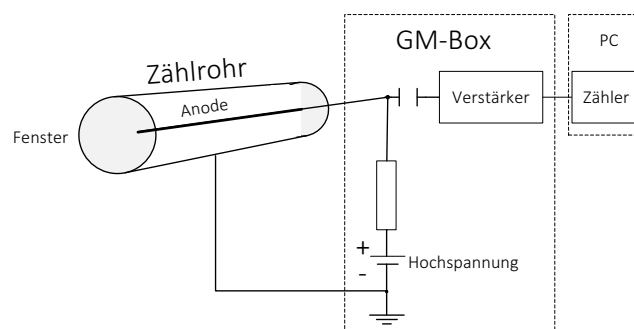


Abb. 2: Aufbau eines Geiger-Müller-Zählrohrs (schematisch).

Das Zählrohr besteht aus einem metallischen Zylindermantel und einem isoliert aufgehängten Zentraldraht, welche über einen Widerstand R so mit einer Gleichspannungsquelle verbunden sind, dass der Zählrohrdraht (Anode) gegenüber dem Metallrohr (Kathode) ein positives Potential $U = 500 \text{ V} \dots 1000 \text{ V}$ hat. Das Rohr wird durch ein sehr empfindliches dünnes Strahleneintrittsfenster (z. B. Glimmer) verschlossen und mit einem Edelgas (z. B. Ar, Xe) und geringen Anteilen organischer Zusätze (z. B. $\text{CH}_3\text{-OH}$, $\text{C}_2\text{H}_5\text{-OH}$, 10%...20%) unter einem Druck von ca. 100 mbar gefüllt.

Trifft ionisierende Strahlung auf die Gasfüllung, wird ein Teil der Edelgasatome ionisiert (Ionisationsenergie: Ar: 15,76 eV; Xe: 10,45 eV). Die freigesetzten Elektronen wandern in Richtung Anode, wobei sie im zentralsymmetrischen elektrischen Feld immer stärker beschleunigt werden. Die Zählrohrspannung wird nun so gewählt, dass die Primärelektronen in unmittelbarer Drahtnähe ihrerseits in der Lage sind, Edelgasatome zu ionisieren, und es kommt zu einer Elektronenvervielfältigung durch Stoßionisation. Die Primär- und Sekundärelektronen erreichen den Anodendraht nahezu zeitgleich und der Stromfluss bewirkt einen kurzzeitigen Spannungsabfall über dem Widerstand R . Die dadurch erzeugten Spannungsimpulse werden in einem Verstärker elektronisch verstärkt und mit einem Impulszähler gezählt. Der organische Zusatz der Gasfüllung begrenzt als Löschgas die Dauer der Elektronenlawine und verhindert so eine Glimmentladung im Zählrohr.

Die von der Zähleinrichtung gemessene Zahl von Impulsen wird als Impulszahl N und ihre zeitliche Ableitung als Impulsrate \dot{N} (Einheit $\frac{1}{s}$) bezeichnet.

Statistischer Charakter radioaktiver Prozesse

Sowohl der radioaktive Zerfall als auch der Nachweis ionisierender Strahlung sind stochastische Prozesse. Es gibt eine gewisse Wahrscheinlichkeit (beschrieben durch die bereits eingeführte Zerfallskonstante λ), dass eine radioaktive Umwandlung stattfindet. Ebenso wird ein Strahlungsquant oder -teilchen nur mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit mit der Materie in einem Detektor in Wechselwirkung treten - diese bestimmt die Nachweiseffektivität des Detektors für die betrachtete Strahlung. Zeitlich aufeinanderfolgende Messungen über gleiche Zeitintervalle und unter gleichen Bedingungen (gleiche Strahlungsquelle, gleicher Detektor, unveränderter Versuchsaufbau etc.) ergeben daher im Regelfall verschiedene Impulszahlen N_i . Die Variation dieser Werte ist für eine geringe Anzahl n von Stichproben POISSON-verteilt und kann für $n \rightarrow \infty$ durch eine GAUSS-Verteilung beschrieben werden. Aussagekräftiger als der Wert der Einzelmessung ist daher der Mittelwert der Nettoimpulszahl aus n Einzelmessungen

$$\bar{N} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n N_i. \quad (4a)$$

Zur Angabe der Schwankungsbreite von Einzelmessungen eignet sich die Standardabweichung

$$s_N = \sqrt{\frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^n (N_i - \bar{N})^2}. \quad (4b)$$

Für die Charakterisierung der POISSON-Verteilung, der die N_i Einzelmessungen wie erwähnt folgen, genügt jedoch die Kenntnis des Mittelwertes, denn es gilt in diesem Spezialfall

$$s_N = \sqrt{\bar{N}}. \quad (5a)$$

Die Standardabweichung einer schwankenden Messgröße kann auch als Maß für den zufälligen Anteil der Messunsicherheit herangezogen werden. Für eine Poisson-verteilte Messgröße folgt mit Gleichung (6a) für die relative Messunsicherheit

$$\frac{\Delta N_N}{\bar{N}_N} = \frac{1}{\sqrt{\bar{N}_N}}. \quad (5b)$$

Der relative Fehler einer Impulsmessung wird also umso kleiner, je mehr Impulse gezählt werden, d. h. je länger die Messzeit gewählt wird. Vervierfachung der Zählzeit führt dabei jedoch nur zu einer Halbierung des relativen statistischen Fehlers.

Schwächung von γ -Strahlung:

Anders als beide Teilchenstrahlungen des radioaktiven Zerfalls wird γ -Strahlung von Stoffen nur wenig geschwächt. Verantwortlich für die große Eindringtiefe ist dabei nicht die Intensität, sondern nur die *Energie* dieser Strahlung. So kann z. B. auch eine sehr intensitätsschwache ^{60}Co -Quelle (künstliche Radionuklidquelle, $t_{1/2} = 5,26$ a) mit ihrer hochenergetischen γ -Strahlung von 1,1732 MeV bzw. 1,3325 MeV mühelos selbst dicke Bleischichten durchdringen.

Für eine feststehende Strahlungsgeometrie (d.h. hier fester Abstand Quelle – Detektor) wird die Schwächung von γ -Strahlung in einem (homogenen) Material der Dicke x durch das Schwächungs- bzw. Absorptionsgesetz für beschrieben:

$$N(x) = N(0)e^{-\mu(E)x} \quad (6)$$

Dabei ist $\mu(E)$ der lineare Schwächungskoeffizient des Materials für die Strahlungsenergie E und die Nettoimpulszahl $N(0)$ beziehen sich auf eine geometrisch gleiche Messung ohne das schwächende Material. Die Schichtdicke, welche die Strahlungsintensität auf die Hälfte schwächt, wird als Halbwertsdicke bezeichnet:

$$x_{1/2} = \frac{\ln 2}{\mu(E)}. \quad (7)$$

Da Schwächung und Streuung in Luft unter Normaldruck vernachlässigbar sind, breitet sich die γ -Strahlung einer punktförmigen Quelle geradlinig und radialsymmetrisch aus. Im Abstand r von der Quelle verteilt sich somit die Strahlung auf einer Kugeloberfläche und die Strahlungsdichte pro Flächeneinheit verringert sich somit indirekt proportional zu r^2 . Für die registrierte Nettoimpulszahl im Abstand r gilt somit die Abhängigkeit

$$N_N(r) \sim \frac{1}{r^2} \quad (8)$$

2. Versuchsdurchführung

Für die Untersuchungen stehen Messplätze mit einem Geiger-Müller-Zählrohr und einer Aufnahme für stabförmige, umschlossene Strahlungsquellen zur Verfügung. Die Quellenposition x_{SP} kann dabei auf einer am Versuchsaufbau befestigten Skala mit willkürlichem Nullpunkt abgelesen werden. Bei Nullstellung des Quellensupports (d.h. $x_{SP} = 0$) verbleibt ein Abstand zwischen Präparat und Zählrohr. Zudem ist die genaue Position des radioaktiven Materials innerhalb des Stabpräparates ebenso unbekannt wie der Ort innerhalb des Zählrohres, in dem der Nachweis der Strahlung besonders effektiv geschieht. Diese Sachverhalte werden in einem zur Supportposition zu addierenden Abstandswert x_{QD} („Quelle-Detektor“) zusammengefasst, der für jeden Messplatz empirisch ermittelt wurde und dessen Wert am Versuchsplatz vorliegt. Für den tatsächlichen Abstand zwischen radioaktivem Material und Zählrohr ist also

$$r = x_{SP} + x_{QD}, \quad (9)$$

zu verwenden. Eine quer verschiebbare Aufnahme erlaubt das Einbringen von Materialplatten in den Strahlengang. Die Nummer des Arbeitsplatzes ist zu dokumentieren.

Die Zählrohrfenster sind **sehr leicht mechanisch zerstörbar** und dürfen daher weder mit der Hand noch mit Gegenständen berührt werden. **Vor den Messungen ist die Schutzkappe vorsichtig abzunehmen und nach Messabschluss wieder anzubringen.**

Zur Durchführung des Versuches steht eine ^{60}Co -Stabquelle (γ -Strahler) zur Verfügung. Die Quellennummer ist unbedingt zu protokollieren, um bei eventuellen Nachmessungen die gleiche Quelle zurück zu erhalten. Die Nuklidquellen werden vom Betreuer mit einem Transportbehälter ausgehändigt und sind unmittelbar **nach den Messungen strahlensicher und unbeschädigt zurückzugeben (Messung und Auswertung zeitlich trennen!)**. Die Quellen dürfen nur für die gestellten Aufgaben eingesetzt werden, Manipulationen, Spielereien und Neckereien sind zu unterlassen.

Der Umgang mit Radionuklidquellen verlangt vom Experimentator besondere Sorgfalt. Auch wenn die verwendeten Quellen umschlossen und ihre Strahlungsintensität gering sind, gilt der **Strahlenschutzgrundsatz, sich der Strahlung so wenig und so kurz wie möglich auszusetzen! Essen und Trinken am Versuchsplatz und im Praktikumsraum sind untersagt.** Nach dem Umgang mit den Präparaten sind die Hände unter fließendem Wasser zu waschen.

Das Zählrohr ist an eine PC-gestützte Nachweiselektronik (Messsystem CASSY®) angeschlossen. Verwenden Sie für die Ermittlung des Nulleffektes eine Messzeit von $t = 900$ s, für alle weiteren Experimente Messzeiten von $t = 60$ s. Die dafür erforderlichen Einstellungen im Messprogramm CASSYLab2 sind in den Vorlagen *Radioaktivität_900s.labx* bzw. *Radioaktivität_60s.labx* hinterlegt. Verändern Sie die Einstellungen im Messprogramm nicht - dies führt i.A. nicht zum erhofften Resultat. Die weitere Einweisung in Messanordnung und Messwertaufnahme erfolgt am Versuchsplatz durch den Betreuer.

Betreibt man ein beliebiges Detektionssystem, also z.B. ein Geiger-Müller-Zählrohr, ohne Anwesenheit einer Strahlungsquelle, so wird man dennoch pro Zeitintervall t_0 einige wenige Impulse messen, die man als Nullimpulszahl N_0 bezeichnet. Dieser Nulleffekt wird durch natürliche Strahlungsquellen (z. B. Höhenstrahlung) und elektronische Effekte innerhalb des Detektors und der Nachweiselektronik verursacht. Alle Messungen mit dem Zählrohr sind hinsichtlich des Nulleffektes zu korrigieren. Ist N_0 die Zahl der in der Zeit t_0 gemessenen Impulse aufgrund des Nulleffektes, und N_{Mess} die Zahl in der Zeit t gemessenen Impulse in Anwesenheit eines radioaktiven Präparates, so erhält man die Nettoimpulszahl N - also die Zahl der Impulse, die ausschließlich auf radioaktive Umwandlungen im Probenmaterial zurückzuführen ist, gemäß

$$N = N_{\text{Mess}} - N_0 \frac{t}{t_0}. \quad (10)$$

Da der Nulleffekt gering ist, muss die Zeit t_0 im Experiment deutlich größer als t gewählt werden, um eine ausreichende Messgenauigkeit zu gewährleisten.

Zunächst ist der Nulleffekt ohne Radionuklidquelle einmalig mit einer Messzeit $t_0 = 900$ s zu messen. Das Resultat dieser Messung nutzen Sie für die Korrektur aller weiteren Messungen gemäß Gleichung (10).

Anschließend ist die ^{60}Co -Radionuklidquelle in die Quellenaufnahme einzusetzen und die Supportposition $x_{\text{SP}} = 20$ mm einzustellen. Es ist die Impulszahl 10 Mal zu messen.

Für die Messungen zum Schwächungsgesetz ist die Plattenaufnahme in den Strahlengang der ^{60}Co -Quelle einzuschieben und bei fester Supportposition $x_{\text{SP}} = 20$ mm sind die Untersuchungen zum Absorptionsgesetz durch Variation der Pb-Plattendicke vorzunehmen. Es genügt je Dicke der

Bleichschicht eine Messung der Impulszahl. Erfassen Sie die Dicke der einzelnen Bleiplatten mittels Bügelmessschraube an drei verschiedenen Stellen und nutzen Sie deren Mittelwert für die Auswertung.

Die Untersuchungen zum Abstandsgesetz sind an den Supportpositionen $x_{SP} = 0 \text{ mm}, 2 \text{ mm}, 4 \text{ mm}, 6 \text{ mm}, 8 \text{ mm}, 10 \text{ mm}, 15 \text{ mm}, 20 \text{ mm}, 30 \text{ mm}, 45 \text{ mm}$ und 60 mm durchzuführen.

3. Hinweise zur Auswertung

Beachten Sie bei der Auswertung, dass zur Untersuchung des Nulleffekt eine andere Zählzeit t_0 genutzt wird, als für die nachfolgenden Messungen. Alle Messungen sind um den Nulleffekt zu korrigieren.

Berechnen Sie aus den 10 Einzelmessungen der Impulszahl bei gleicher Anordnung von Strahlungsquelle und Detektor Mittelwert und Standardabweichung nach den Gleichungen (4a-b).

Zum Nachweis erwarteter Abhängigkeiten bietet sich eine graphische Darstellung an. Dabei ist die Skalierung der die Achsen so zu wählen, dass der vermutete Zusammenhang in eine lineare Funktion überführt wird - die funktionale Abhängigkeit ist dann zweifelsfrei nachgewiesen, und aus dem Geradenanstieg können ggf. Kenngrößen entnommen werden. Beachten Sie jedoch: Der Zusammenhang bleibt selbstverständlich nichtlinear, lediglich die graphische Darstellung zeigt durch die geeignete Achseneinteilung eine Gerade!

Im Fall des Schwächungsgesetzes ist dazu der Logarithmus aus den Nettoimpulszahlen über der Dicke der Bleiplatten aufzutragen. Mit Gleichung (6) ergibt sich entsprechend

$$\ln N = \ln N(0) - \mu(E)x. \quad (10)$$

der gewünschte lineare Graph und der Anstieg der Geraden ist der gesuchte Schwächungskoeffizient. Dieser ist aus der graphischen Darstellung, nicht durch Berechnung anhand der Einzelmessungen, zu bestimmen! Die Halbwertsdicke kann anschließend anhand Gleichung (7) berechnet werden. Vergleichen Sie Ihre Ergebnisse mit Literaturangaben!

In ähnlicher Weise kann das erwartete Abstandsgesetz (Gleichung (8)) linearisiert dargestellt werden, wenn die gemessenen Nettoimpulszahlen bzw. -raten über $1/r^2$ aufgetragen werden.