

V704

Absorption von β - und γ -Strahlung

Lukas Bertsch
lukas.bertsch@tu-dortmund.de

Steffen Kober
steffen.kober@tu-dortmund.de

Durchführung: 31.05.2022

Abgabe: 07.06.2022

Inhaltsverzeichnis

| | |
|--|-----------|
| 1 Zielsetzung | 3 |
| 2 Theorie | 3 |
| 2.1 γ -Strahlung | 3 |
| 2.2 Wechselwirkungsverhalten von γ -Strahlung mit Materie | 3 |
| 2.3 β -Strahlung | 4 |
| 2.4 Wechselwirkungsverhalten von β -Strahlung mit Materie | 5 |
| 2.5 Wirkungsquerschnitt | 5 |
| 2.6 Absorptionskurve von Betastrahlung | 7 |
| 3 Durchführung | 7 |
| 3.1 Messung der Absorptionskurven eines Gamma-Strahlers | 8 |
| 3.2 Messung der Aluminium-Absorptionskurve eines Beta-Strahlers | 8 |
| 4 Auswertung | 9 |
| 4.1 Bestimmung der Absorptionskoeffizienten verschiedener Stoffe bei γ -Strahlung | 9 |
| 4.2 Absorptionskurve des β -Strahlers | 11 |
| 5 Diskussion | 13 |
| Literatur | 14 |
| Anhang | 15 |

1 Zielsetzung

In diesem Versuch wird das Absorptionsverhalten von β - und γ -Strahlung untersucht. Aus dem Absorptionsverhalten wird dann für β -Strahlung die maximale Energie der β -Teilchen bestimmt. Für γ -Strahlung werden die relevanten Größen des exponentiellen Absorptionsgesetzes 2 bestimmt. Daraus kann auf den vorliegenden Absorptionsmechanismus geschlossen werden.

2 Theorie

Für diesen Versuch werden grundlegende Kenntnisse zur Erzeugung und Eigenschaften von β - und γ -Strahlung benötigt. Außerdem muss das Wechselwirkungsverhalten der beiden verwendeten Strahlungsarten bekannt sein. Diese Themen werden in den folgenden Abschnitten erklärt.

2.1 γ -Strahlung

γ -Quanten können entstehen, wenn ein angeregter Atomkern, also ein Atomkern mit erhöhter Energie, in einen niederenergetischen und stabileren Zustand zurückfällt. Die dabei entstehende Energiedifferenz wird in Form von γ -Quanten frei. Ein γ -Quant ist allerdings kein Teilchen im klassischen Sinne, sondern unterliegt dem *Welle-Teilchen-Dualismus*. Ebenfalls können einzelne γ -Quanten nicht nur durch ihren Wellencharakter beschrieben werden. Wird aber eine große Zahl an γ -Quanten betrachtet, kann im zeitlichen Mittel der Teilchencharakter vernachlässigt werden. Daher kann γ -Strahlung in diesem Versuch als elektromagnetische Welle betrachtet werden. Daher gilt für γ -Strahlung gemäß der Quantentheorie

$$E_\gamma = \frac{h}{\nu} = \frac{hc}{\lambda}.$$

Dabei ist h das Plancksche Wirkungsquantum, c die Lichtgeschwindigkeit, ν die Frequenz und λ die Wellenlänge der γ -Strahlung. Das γ -Spektrum ist nicht kontinuierlich, sondern sehr diskret. Dies folgt aus der Eigenschaft der Energieniveaus der Kerne, denn die Kernenergieniveaus sind genau definiert.

2.2 Wechselwirkungsverhalten von γ -Strahlung mit Materie

Trifft ein γ -Quant auf Materie, tritt es in Wechselwirkung mit dieser. Dabei kann ein γ -Quant mit unterschiedlichen Bausteinen der Materie wechselwirken. Alle bisher bekannten Wechselwirkungen werden in Abbildung 1 dargestellt.

Aufgrund der Relevanz für diesen Versuch wird nun lediglich auf die dominierenden Wechselwirkungen, im üblichen 10 keV - 10 MeV γ -Energiespektrum, eingegangen. Das sind der Photo-Effekt, der Compton-Effekt und die Paarbildung.

Tritt der (innere) Photoeffekt auf, wechselwirkt ein γ -Quant mit einem Hüllenelektron des Materials. Dadurch wird das γ -Quant annihilert und Energie und Impuls des γ -Quants werden an das Material abgegeben. Dabei erhält das Elektron, mit welchem

| W-W-Partner \ W-W-Prozess | Annihilation | Inelast. Streuung | Elast. Streuung |
|---------------------------|-----------------------|-----------------------|-------------------|
| | | | |
| Elektron | (innerer) Photoeffekt | Compton-Effekt | Thomson-Streuung |
| Kern | Kernphotoeffekt | Kernresonanz-Streuung | |
| Elektr. Felder | Paarerzeugung | | Delbrück-Streuung |

Abbildung 1: In dieser Abbildung ist eine Tabelle der möglichen Wechselwirkungen eines Gamma-Quants mit Materie dargestellt. [1].

die Wechselwirkung stattfindet die Energie des γ -Quants. Daher kann die Energie des Elektrons durch

$$E_e = h\nu - E_B$$

beschrieben werden. Dabei ist E_B die Bindungsenergie des Elektrons und $h\nu$ die übertragene Energie des γ -Quants. Gilt nun $h\nu > E_B$, wird das Elektron aus der Hülle gelöst (Photoeffekt). Ist jedoch die Bindungsenergie größer, ist der Photoeffekt nicht möglich. Der Impuls des γ -Quants geht dabei auf den Atomkern über. Dies geschieht aber nur, wenn das Elektron fest genug an das Atom gebunden ist, woraus folgt, dass die Wahrscheinlichkeit des Photoeffekts auf inneren Elektronenschalen größer ist. Daraus folgt wiederum, dass der Wirkungsquerschnitt, welcher im Unterabschnitt 2.5 erläutert wird, proportional zur fünften Potenz der Ordnungszahl und zu $E_\gamma^{-3.5}$ ist.

Der Compton-Effekt beschreibt eine Streuung des γ -Quants an einem freien Elektron. Im Gegensatz zum Photoeffekt, bei welchem das γ -Quant annihiliert wird, kann ein γ -Quant nicht seine gesamte Energie an ein freies Elektron abgeben. Daher bleibt bei dem Comptoneffekt immer ein γ -Quant erhalten. Durch die Energie- und Impuls-Übertragung des γ -Quants an das Elektron ändert sich aber die Richtung und Energie des γ -Quants. Für die Paarbildung muss die Energie des γ -Quants größer als die doppelte Ruhemasse des Elektrons sein. Ist diese Energie gegeben kann ein γ -Quant unter Kollision annihilert werden und somit ein Elektron und ein Positron bilden. Dabei wird ein gewisser Impuls an den Stoßpartner übertragen.

Für diese drei Effekte besteht allerdings keine diskrete Energieaufteilung. Allerdings unterliegt die Wahrscheinlichkeit der Effekte unterschiedlichen Energie- und Ordnungs-zahlabhängigkeiten. Daher kann zu einer gegebenen Ordnungszahl eine Verteilungskurve der Effekte abhängig von der Energie erstellt werden.

Für kleine Ordnungszahlen dominiert bei kleinen Energien der Photoeffekt. Ab 200 keV übernimmt dann hauptsächlich der Comptoneffekt. Mit steigender Energie ab 1 MeV setzt die Paarbildung ein. Ab circa 5 MeV findet praktisch ausschließlich Paarbildung statt.

2.3 β -Strahlung

β -Teilchen können in instabilen Atomkernen entstehen. Dabei kann ein Neutron in ein Proton, ein β^+ -Teilchen und ein Antielektronenneutrino oder ein Proton in ein Neutron, ein β^- -Teilchen und ein Elektronenneutrino zerfallen. Die dabei entstehenden

β -Teilchen sind positive oder negative schnelle Elektronen. Da sich die frei werdende Umwandlungsenergie statistisch auf die entstehenden Teilchen verteilt, entsteht beim β -Strahler ein kontinuierliches Spektrum.

2.4 Wechselwirkungsverhalten von β -Strahlung mit Materie

Trifft ein β -Teilchen nun auf eine Absorberschicht, können im wesentlichen drei dominierende Prozesse auftreten.

Zum einen kann die Rutherford-Streuung auftreten. Diese beschreibt eine elastische Streuung am Atomkern des Absorbermaterials. Dabei werden die β -Teilchen, welche als paralleles Strahlenbündel auf das Material treffen durch die elektrischen Felder der Atomkerne abgelenkt. Dies hat eine breite statistische Verteilung an Richtungen zufolge. Außerdem kann es durch diese Streuung passieren, dass die Reichweite R der β -Teilchen nicht mehr ausreicht um wieder aus dem Material auszutreten.

Des Weiteren kann aber auch eine inelastische Streuung an den Atomkernen stattfinden. Durch die Ablenkungen im elektrischen Feld muss Energie abgestrahlt werden. Diese Energie wird Bremsstrahlung genannt, weil die β -Teilchen durch die abgestrahlte Energie an Geschwindigkeit verlieren. Die Wahrscheinlichkeit für diesen Prozess wird durch den Wirkungsquerschnitt

$$\sigma_{\text{Br}} = \alpha r_e^2 z^2$$

beschrieben. Die Energie der Bremsstrahlung kann durch Integration aller Streuwinkel zu

$$E_{\text{Br}} = 7 \cdot 10^{-7} z E_{\beta}^2$$

berechnet werden. Dabei ist E_{β} die Energie der β -Teilchen. Diese Gleichung gilt nur Näherungsweise für Energien E_{β} bis zu 2500 keV. Aus verschiedenen Berechnungen zeigt sich, dass diese Form der Energieabgabe nur eine untergeordnete Rolle in der Absorption von β -Teilchen spielt.

Eine weitere Energieabgabe der β -Teilchen liegt in der inelastischen Streuung an Elektronen. Hierbei gibt des β -Teilchen bei jedem Stoß einen kleinen Teil der Energie ab, wodurch das gestoßene Atom ionisiert wird. Dieser Prozess kann für jedes β -Teilchen häufig auftreten. Die Wahrscheinlichkeit für diesen Prozess ist proportional zur Ordnungszahl und zur Anzahl der Atome pro Volumen im Material. Der Energieverlust pro Stoßprozess kann bei β -Teilchen mit Energien kleiner als $m_0 c^2$ durch

$$\frac{dE}{dx} = -\frac{2\pi r_e^2}{E_{\beta}} \frac{N_L \rho}{M} z \ln \frac{E_{\beta}}{I} \quad (1)$$

beschrieben werden. Hier beschreibt I die Ionisationsenergie des Absorbermaterials.

2.5 Wirkungsquerschnitt

Wie bisher beschrieben, treten verschiedene Wechselwirkungen beim Eintreten von Strahlung in Materie auf. Die Häufigkeit dieser Wechselwirkungen pro Teilchen und pro Fläche wird Wirkungsquerschnitt σ genannt. Für einen **vereinfachten** Absorber der

Dicke D mit einer Querschnittsfläche F und n Teilchen pro Volumeneinheit kann der Wirkungsquerschnitt für ein eintreffendes Teilchen gemäß

$$\sigma = \frac{W}{nD},$$

mit der Wahrscheinlichkeit einer Wechselwirkung W , berechnet werden. Bei einem **vereinfachten** Absorber würden die einzelnen Atome einander in Strahlungsrichtung nicht überdecken. Da diese Annahme allerdings sehr realitätsfern ist, wird eine allgemeinere Form für den Wirkungsquerschnitt benötigt. Diese kann durch Betrachtung infinitesimaler kleiner Absorberstücke erreicht werden. Wird über alle Schichten integriert, ergibt sich ein exponentielles Absorptionsgesetz. Dieses ist mit

$$N(D) = N_0 e^{-n\sigma D} \quad (2)$$

gegeben. Der Faktor im Exponenten wird nun als Absorptionskoeffizient μ definiert mit

$$\mu = n\sigma. \quad (3)$$

Da es sich bei dem Absorptionsgesetz um einen einfachen exponentiellen Zusammenhang handelt, gilt hier das Halbwärtsproblem und es ergibt sich

$$D_{1/2} = \frac{\ln 2}{\mu}, \quad (4)$$

mit der Halbwärtsdicke $D_{1/2}$.

Der Wirkungsquerschnitt des Comptoneffektes ist durch

$$\sigma_{\text{com}} = 2\pi r_e^2 \left(\frac{1+\epsilon}{\epsilon^2} \left(\frac{2(1+\epsilon)}{1+2\epsilon} - \frac{1}{\epsilon} \ln(1+2\epsilon) \right) + \frac{1}{2\epsilon} \ln(1+2\epsilon) - \frac{1+3\epsilon}{(1+2\epsilon)^2} \right) \quad (5)$$

gegeben. Dabei ist ϵ das Verhältnis der Gammaquantenenergie zur Ruheenergie des Elektrons. Mit diesem Wirkungsquerschnitt lässt sich die Comptonabsorptionskonstante bestimmen. Diese ist durch

$$\mu_{\text{com}} = n\sigma_{\text{com}}(\epsilon) = \frac{zN_L\rho}{M}\sigma_{\text{com}}(\epsilon) \quad (6)$$

gegeben. Aufgrund der Energieabhängigkeit des Comptonwirkungsquerschnittes kann für kleine Energien, was physikalisch eine elastische Streuung beschreibt, der *Thomsonsche Wirkungsquerschnitt* σ_{Th} genähert werden. Dieser lautet

$$\sigma_{\text{Th}} = \frac{8}{3}\pi r_e^2 \quad (7)$$

Für β -Strahlung ist der Wirkungsquerschnitt, welcher aus der Bremsstrahlung entsteht, gegeben durch

$$\sigma_{\text{Br}} = \alpha r_e^2 z^2, \quad (8)$$

mit der Sommerfeldschen Feinstrukturkonstanten α .

2.6 Absorptionskurve von Betastrahlung

Wie bereits erwähnt wurde, treten bei β -Teilchen in einer Absorberschicht viele verschiedene Wechselwirkungen auf. Daher ist ein analytischer Zusammenhang zwischen der Dicke des Absorbers und der Intensität der Strahlung nur schwierig aufzustellen. Allerdings kann für natürliche β -Strahlung eine Näherung durch ein bereits beschriebenes einfaches Absorptionsgesetz verwendet werden. Diese ist nur für relativ dünne Absorberschichten gültig. In Abbildung 2 wird der gewollte Zusammenhang von D und $n(D)$ mit der Näherung dargestellt. Dabei wird anstatt der Dicke D die Massenbelegung R , welche über $R = \rho D$ zusammenhängen, verwendet. Der in der Abbildung 2 eingezeichnete Punkt R_{\max} beschreibt die maximale Reichweite der Strahlung.

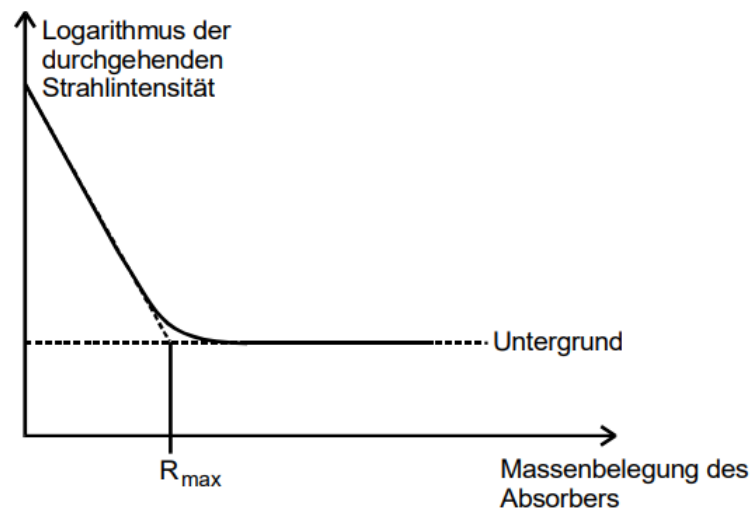


Abbildung 2: In dieser Abbildung ist der allgemeine Verlauf einer Absorptionskurve dargestellt. [1].

Aus der maximalen Reichweite kann ebenfalls die maximale Energie der β -Teilchen bestimmt werden. Dies gelingt über den Zusammenhang

$$E_{\max} = 1.92 \sqrt{R_{\max}^2 + 0.22 R_{\max}}. \quad (9)$$

3 Durchführung

Zur Durchführung dieses Versuches wird der in Abbildung 3 gezeigte Versuchsaufbau verwendet. Im wesentlichen besteht dieser aus einem radioaktiven Präparat (β - oder γ -Strahler), einer Halterung der Absorberplatten und einem Geiger-Müller-Zählrohr (GMZ). Es können Absorberplatten verschiedener Materialien und verschiedener Dicke installiert werden. Die emittierte Strahlung durchläuft die Absorbermaterialien und wird anschließend (sofern sie nicht vollständig absorbiert wurde) im Geiger-Müller-Zählrohr

detektiert. Die Zählraten des *GMZ* können über einen zuvor eingestellten Zeitbereich ermittelt und an einer digitalen Anzeige abgelesen werden.

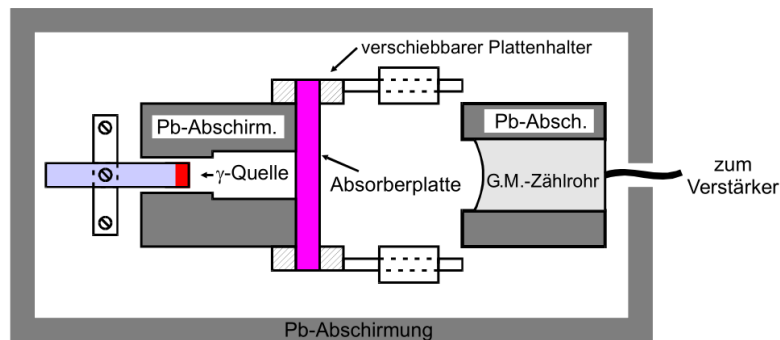


Abbildung 3: Aufbau des Versuches [1].

Vor Beginn der eigentlichen Messreihen werden die Zählraten des *GMZ* ohne Strahlungsquelle über eine Dauer von 900 s gemessen. Des Weiteren wird die Zählrate des Zählrohres mit Strahlungsquelle, jedoch ohne Absorbermaterial über ein kurzes Zeitintervall gemessen.

3.1 Messung der Absorptionskurven eines Gamma-Strahlers

Zuerst wird das Absorptionsverhalten eines γ -Strahlers untersucht. Es wird Cäsium-137 als Strahlungsquelle verwendet. Für Absorberplatten aus Blei (Pb) und ein weiteres Absorbermaterial (Eisen, Zink oder Kupfer), werden die Zählraten des *GMZ* in einem Zeitbereich von 100 bis 200 s gemessen. Es werden 10 Messwerte zu verschiedenen Dicken des Absorbers aufgenommen. Die Dicke des Absorbers lässt sich durch Kombination verschieden dicker Platten des jeweiligen Materials variieren. Bei niedrigeren Zählraten (dickere Absorberschicht) sollte ein größeres Intervall der Messzeit gewählt werden. Es werden jeweils Dicke der Absorberschicht, die Zählraten des *GMZ* und die Zählzeit notiert. Aus den Messwerten kann mittels Ausgleichsrechnung der Absorptionskoeffizient des verwendeten Absorbermaterials bestimmt werden.

3.2 Messung der Aluminium-Absorptionskurve eines Beta-Strahlers

Im zweiten Teil des Versuches wird die Absorptionskurve von Technetium-99 bei Verwendung eines Aluminiumabsorbers ausgewertet. Auch hier werden zu verschiedenen Dicken der Absorberschicht die Zählraten des *GMZ* gemessen. Es sollten Zeitintervalle von 200 bis 400 s betrachtet werden, wobei zu größeren Dicken der Absorberschicht wieder ein größeres Zeitintervall gewählt werden sollte. Aus den Messwerten lässt sich die maximale Energie des β -Strahlers ermitteln.

4 Auswertung

Die Fehlerrechnung dieses Kapitels genügt der gaußschen Fehlerfortpflanzung

$$\Delta F = \sqrt{\sum_i \left(\frac{dF}{dy_i} \Delta y_i \right)^2}.$$

Die Standardfehler des Mittelwertes ergeben sich nach

$$\sigma(x) = \sqrt{\frac{1}{n(n-1)} \sum_i (x_i - \bar{x})^2}.$$

Die Fehlerrechnung wird in *Python* unter Verwendung des Paketes *uncertainties* [6] durchgeführt.

4.1 Bestimmung der Absorptionskoeffizienten verschiedener Stoffe bei γ -Strahlung

Tabelle 1: Messwerte der Absorption von γ -Strahlung eines Cäsium-137-Strahlers. Es werden Blei und Zink als Absorber verwendet. d beschreibt die Dicke der Absorberschicht und N_t die Zählraten des *GMZ* während der Zeit t .

| Blei | | | | Zink | | | |
|-----------------|-------------------|----------------|--|-----------------|-------------------|----------------|--|
| d / mm | N_t | t / s | | d / mm | N_t | t / s | |
| 0 | 3081 ± 56 | 30 | | 0 | 3081 ± 56 | 30 | |
| 1,2 | $10\,470 \pm 102$ | 100 | | 2 | $10\,602 \pm 103$ | 100 | |
| 2,4 | 9246 ± 96 | 100 | | 4 | 9766 ± 99 | 100 | |
| 4,7 | 7415 ± 86 | 100 | | 6 | 8812 ± 94 | 100 | |
| 7,4 | 6229 ± 79 | 100 | | 8 | 8462 ± 92 | 100 | |
| 10,3 | 6297 ± 79 | 150 | | 10 | 8034 ± 90 | 100 | |
| 13,8 | 4481 ± 67 | 150 | | 12 | 7018 ± 84 | 100 | |
| 17,7 | 3532 ± 59 | 150 | | 14 | 6549 ± 81 | 100 | |
| 20,0 | 2460 ± 50 | 150 | | 16 | 5925 ± 77 | 100 | |
| 30,3 | 1141 ± 34 | 150 | | 18 | 5727 ± 76 | 100 | |
| 40,8 | 892 ± 30 | 200 | | 20 | 5020 ± 71 | 100 | |

Zur Bestimmung der Absorptionskoeffizienten von Blei und Zink werden die Messwerte aus Tabelle 1 verwendet. Die Zählraten des *GMZ* folgen einer Poisson-Verteilung, weshalb sich die Unsicherheit der Messwerte N als $\Delta N = \sqrt{N}$ annehmen lässt. Die Nullmessung zur Bestimmung des Hintergrund-/Störsignals ergibt $N_{00} = 1,44 \text{ s}^{-1}$ (Es wurden 1295 Signale in 900 s gemessen). Die Zählraten werden zeitlich gemittelt. Anschließend wird die Nullmessung (Hintergrund) subtrahiert und es wird der Logarithmus der dimensionslosen Größe $N(d) \cdot s = N_t/t \cdot s$ gegen die Dicke der Absorberschicht aufgetragen. Die so

entstehenden Diagramme sind für beide Absorbermaterialien in Abbildung 4 abgebildet. Da die Absorption von Strahlung nach Gleichung 2 einem exponentiellen Gesetz der Form

$$N(d) = N_0 \cdot e^{-\mu \cdot d} \quad (10)$$

folgt, gilt für den Logarithmus

$$\log(N(d) \cdot s) = -\mu \cdot d + \log(N_0) \cdot s,$$

was eine Geradengleichung $f(x) = -ax + b$ beschreibt.

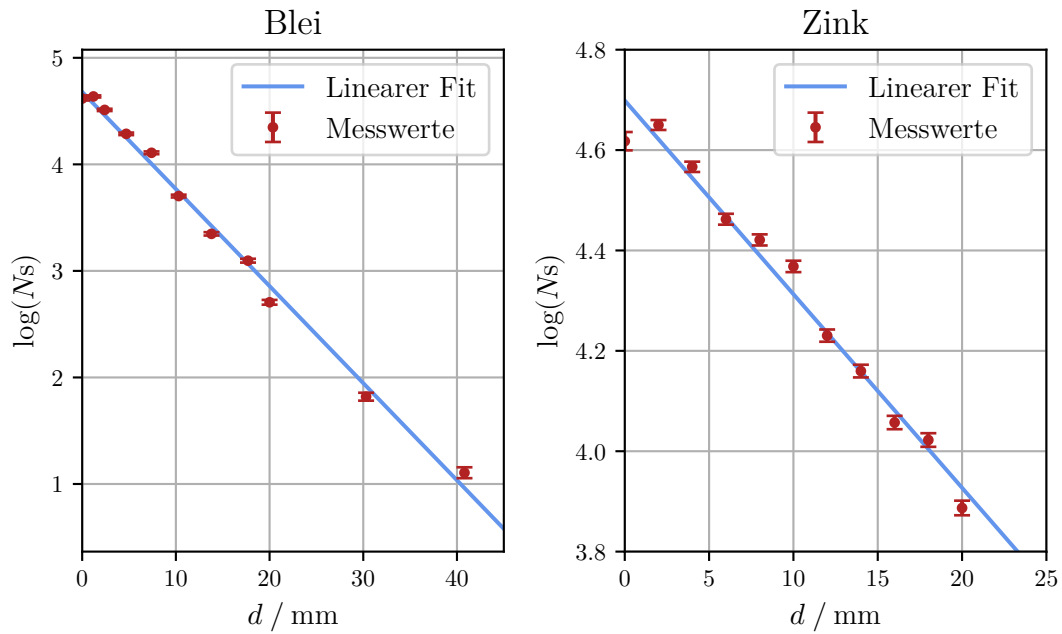


Abbildung 4: Absorptionskurven der beiden Absorbermaterialien und lineare Regression. Erstellt mit *matplotlib* [4].

Durch eine lineare Regression mittels *scipy* [5] ergeben sich die Parameter

Blei:

$$a = (82,7 \pm 3,1) \cdot 10^{-3} \frac{1}{\text{mm}}, \quad b = 4,65 \pm 0,06$$

Zink:

$$a = (37,8 \pm 1,9) \cdot 10^{-3} \frac{1}{\text{mm}}, \quad b = 4,71 \pm 0,02$$

der Geradengleichungen für die beiden Absorber. Da $b = \log(N_0 \cdot s)$ und $\mu = a$ gilt,

ergeben sich die Werte

$$\begin{aligned}\mu_{\text{Blei}} &= (82,7 \pm 3,1) \frac{1}{\text{m}}, & N_{0,\text{Blei}} &= (105 \pm 6) \text{ s}^{-1} \\ \mu_{\text{Zink}} &= (37,8 \pm 1,9) \frac{1}{\text{m}}, & N_{0,\text{Zink}} &= (111,1 \pm 2,5) \text{ s}^{-1}\end{aligned}$$

für die Absorptionskoeffizienten μ und die Größe $N_0 = N(0)$. Der Messwert ohne Absorber ergab sich zu $N_{0,\text{gemessen}} = (102,7 \pm 1,9) \text{ s}^{-1}$.

Mithilfe von Gleichung 5 kann der Wirkungsquerschnitt des Comptoneffektes berechnet werden. Dazu wird das Energieverhältnis $\varepsilon = 1.295$ und der klassische Elektronenradius $r_e = 2,82 \cdot 10^{-15} \text{ m}$ [1] verwendet. Der Wirkungsquerschnitt ergibt sich zu $\sigma_{\text{com}} = 2,57 \cdot 10^{-29} \text{ m}^2$. Mit Gleichung 6 kann die Comptonabsorptionskonstante für die beiden Absorbermaterialien berechnet werden. Dazu werden die in Tabelle 2 aufgeführten Materialkonstanten verwendet.

Tabelle 2: Materialkonstanten zu Blei und Zink. Z : Ordnungszahl, ρ : Dichte, M : Molmasse [3].

| | Blei | Zink |
|------------------------|-------|-------|
| Z | 82 | 30 |
| $\rho / \text{g/cm}^3$ | 11.3 | 7.14 |
| $M / \text{g/mol}$ | 207.2 | 65.39 |

Es ergeben sich die Theoriewerte des Compton-Absorptionskoeffizienten

$$\mu_{\text{com, Pb}} = 69,09 \frac{1}{\text{m}} \quad \mu_{\text{com, Zn}} = 50,61 \frac{1}{\text{m}}$$

für die beiden Absorberstoffe.

4.2 Absorptionskurve des β -Strahlers

Als β -Strahlungsquelle wird Technetium-99 verwendet. Das Absorbermaterial ist Aluminium. Zur Nullmessung der Hintergrundstrahlung werden 553 Impulse in 900 s gemessen. Dies ergibt ein Hintergrundsignal von $(0,614 \pm 0,026) \text{ s}^{-1}$. Die Messwerte der Absorptionskurve sind in Tabelle 3 aufgeführt.

Wieder wird der Logarithmus der zeitlich gemittelten Zählraten N gegen die Dicke der Absorberschicht aufgetragen. Das Hintergrundsignal wird wie zuvor von den Messwerten subtrahiert. Anhand der Abbildung 5 lässt sich ein Bereich linearer Steigung (blaue Marker) und ein Bereich einer konstanten Gerade (rote Marker) feststellen. Zweiterer Bereich ist ein Untergrundrauschen, welches nicht in Verbindung mit der eigentlichen Absorptionskurve steht.

Tabelle 3: Messwerte der Absorption von β -Strahlung eines Technetium-99-Strahlers. Das Absorbermaterial ist Aluminium. d beschreibt die Dicke der Absorberschicht und N_t die Zählraten des *GMZ* während der Zeit t .

| $d / \mu\text{m}$ | N_t | t / s |
|-------------------|---------------|----------------|
| 125 ± 0 | 2470 ± 50 | 200 |
| 100 ± 0 | 7508 ± 87 | 200 |
| $153 \pm 0,5$ | 1964 ± 44 | 220 |
| 160 ± 1 | 1258 ± 35 | 240 |
| 200 ± 1 | 550 ± 23 | 280 |
| 253 ± 1 | 275 ± 17 | 300 |
| 302 ± 1 | 220 ± 15 | 320 |
| 338 ± 5 | 228 ± 15 | 360 |
| 400 ± 1 | 252 ± 16 | 400 |
| 444 ± 1 | 249 ± 16 | 400 |
| 482 ± 1 | 280 ± 17 | 400 |

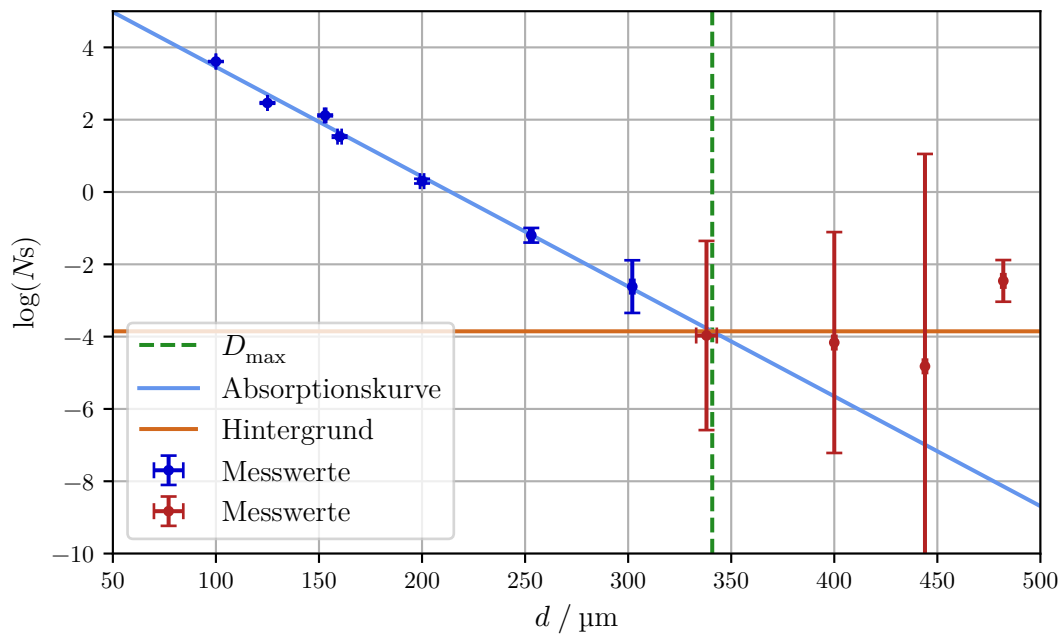


Abbildung 5: Absorptionskurve des β -Strahlers und Regressionsgeraden.

Mit den jeweiligen Messwerten wird eine Regression beziehungsweise Mittelung durchgeführt. Für die blaue Gerade ergeben sich die Parameter

$$a = (-30,4 \pm 1,1) \frac{1}{\text{mm}} \quad b = 6,50 \pm 0,21.$$

Der Wert der konstanten (orangen) Gerade ist $y = \text{const} = -3,85 \pm 0,86$. Der x -Wert des Schnittpunktes dieser beiden Geraden ist die maximale Reichweite der Strahlung im Absorbermaterial (Aluminium). Er kann über

$$D_{\text{max}} = \frac{\text{const} - b}{a} = (341 \pm 14) \mu\text{m}$$

berechnet werden. Mit diesem Wert lässt sich wiederum die Massenbelegung

$$R_{\text{max}} = \rho \cdot D_{\text{max}} = (0,092 \pm 0,004) \frac{\text{g}}{\text{cm}^2}$$

ermitteln. Dazu wird die Dichte von Aluminium $\rho_{\text{Alu}} = 2,7 \text{ g/cm}^3$ [3] verwendet. Mit Gleichung 9 ergibt sich die maximale Energie der β -Strahlung zu

$$E_{\text{max}} = (0,325 \pm 0,009) \text{ MeV}.$$

5 Diskussion

Im ersten Teil des Versuches wurde die Absorptionskurve von γ -Strahlung für Blei und Zink als Absorberschicht aufgenommen. Zu Blei wurde aus den Messwerten die Absorptionskonstante $\mu_{\text{Pb}} = (82,7 \pm 3,1) \text{ m}^{-1}$ bestimmt. Im Vergleich mit der Comptonabsorptionskonstante $\mu_{\text{com, Pb}} = 69,09 \text{ m}^{-1}$ fällt ein Differenz der Werte auf. Dies bedeutet, dass der Comptoneffekt zwar eine übergeordnete Rolle in der vorliegenden Absorption vertritt, er aber nicht der einzige auftretende Absorptionseffekt ist. Die aus den Messwerten bestimmte Nullzählrate lautet $N_{0,\text{Pb}} = (105 \pm 6) \text{ s}^{-1}$. Diese weicht um $\Delta N_{0,\text{Pb}} = 2 \pm 6\%$ von der Nullmessung ab, welche in Abschnitt 3 beschrieben wurde.

Aus der Messreihe zu Zink ergibt sich die Absorptionskonstante $\mu_{\text{Zn}} = (37,8 \pm 1,9) \text{ m}^{-1}$. Hierzu lautet die Comptonabsorptionskonstante $\mu_{\text{com, Zn}} = 50,61 \text{ m}^{-1}$. Die experimentelle Absorptionskonstante liegt unter dem Wert der Comptonabsorptionskonstante zu Zink. Daraus wird gedeutet, dass der Comptoneffekt der überwiegende Absorptionseffekt ist. Allerdings dürfte in diesem Fall die gesamte Absorptionskonstante nicht kleiner als die Comptonabsorptionskonstante sein, weshalb auf eine statistische Abweichung der Messwerte geschlossen werden muss. Die Nullzählrate liegt bei $N_{0,\text{Zn}} = (111,1 \pm 2,5) \text{ s}^{-1}$ und weicht somit um $\Delta N_{0,\text{Zn}} = 8,2 \pm 3,1\%$ von der Nullmessung ab.

Die Abweichungen der Zählraten sind keine Abweichung von Literaturwerten, sondern von einer statistisch fehlerbehafteten Messung, weshalb von dieser nicht auf die Qualität der Messung geschlossen werden kann. Ebenso unterliegen die Absorptionskonstanten statistischen Fehlern. Jedoch kann angemerkt werden, dass der verwendete Cs-137-Strahler lediglich γ -Quanten abstrahlt, welche eine Energie von $E_{\gamma} = 662 \text{ keV}$ [2] haben. Daher ist der Paarbildungseffekt in der Deutung der Absorptionskonstanten auszuschließen.

Im zweiten Teil dieses Versuches wurde die Absorptionskurve von β -Strahlung, aus einer Technetium-99 Strahlungsquelle aufgenommen. Aus der durchgeführten Regression wurde die maximale Strahlungsreichweite in einer Aluminiumabsorberschicht bestimmt. Diese lautet $R_{\max} = (0,092 \pm 0,004) \text{ g/cm}^2$. Die dazugehörige maximale Energie E_{\max} der abgestrahlten β -Teilchen ergibt sich zu $E_{\max} = (0,325 \pm 0,009) \text{ MeV}$. Der Literaturwert der maximalen Energie der β -Teilchen bei diesem Übergang lautet $E_{\max, \text{Lit}} = 0,294 \text{ MeV}$. Daher ergibt sich eine Abweichung von $\Delta E_{\max} = 10,7 \pm 2,9\%$. Zusammenfassend genügen alle Abweichungen der statistischen Unsicherheit, welche bei diesem Versuchsaufbau gegeben ist. Die Präzision der Messung ist ausreichend, um von einer qualitativen Messung zu sprechen.

Literatur

- [1] 704 - Absorption von Gamma- und Beta-Strahlung. TU Dortmund. URL: https://moodle.tu-dortmund.de/pluginfile.php/2005007/mod_resource/content/2/V704.pdf (besucht am 31.05.2022).
- [2] Hans Joachim Eichler, Heinz-Detlef Kronfeldt und Jürgen Sahm. *Das neue physikalische Grundpraktikum*. Springer Verlag, 2016. ISBN: 978-3-662-49022-8.
- [3] *GESTIS-Stoffdatenbank*. Deutsche Gesetzliche Unfallversicherung e.V. (DGUV). URL: <https://www.dguv.de/ifa/gestis/gestis-stoffdatenbank/index.jsp> (besucht am 02.06.2022).
- [4] John D. Hunter. „Matplotlib: A 2D Graphics Environment“. Version 1.4.3. In: *Computing in Science & Engineering* 9.3 (2007), S. 90–95. URL: <http://matplotlib.org/>.
- [5] Eric Jones, Travis E. Oliphant, Pearu Peterson u. a. *SciPy: Open source scientific tools for Python*. Version 0.16.0. URL: <http://www.scipy.org/>.
- [6] Eric O. Lebigot. *Uncertainties: a Python package for calculations with uncertainties*. Version 2.4.6.1. URL: <http://pythonhosted.org/uncertainties/>.

Anhang

Versuch 704

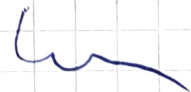
γ -Strahler: Cs-137

$N_0 = 1255 / 900s$

Zink

| d/mm | N | t/s | d/mm | N | t/s |
|--------|-------|-------|--------|-------|-------|
| 0 | 3081 | 30 | 2 | 10602 | 100 |
| 1,2 | 10470 | 100 | 4 | 9766 | 100 |
| 2,4 | 9246 | 100 | 6 | 8812 | 100 |
| 4,7 | 7415 | 100 | 8 | 8462 | 100 |
| 7,4 | 6229 | 100 | 10 | 8034 | 100 |
| 10,3 | 6237 | 150 | 12 | 7018 | 100 |
| 13,8 | 4481 | 150 | 14 | 6549 | 100 |
| 17,7 | 3532 | 150 | 16 | 5925 | 100 |
| 20,0 | 2460 | 150 | 18 | 5727 | 100 |
| 30,3 | 1141 | 150 | 20 | 5020 | 100 |
| 40,8 | 852 | 200 | | | |

Plumbum



β -Strahler

Technetium-99

$$N_0 = 553 / 500s$$

Aluminium:

| $d / \mu m$ | N | t / s |
|---------------|------|---------|
| 125 | 2470 | 200 |
| 100 | 7508 | 200 |
| 153 ± 0.5 | 1964 | 220 |
| 160 ± 1 | 1258 | 240 |
| 200 ± 1 | 550 | 280 |
| 253 ± 1 | 275 | 300 |
| 302 ± 1 | 220 | 320 |
| 338 ± 5 | 228 | 360 |
| 400 ± 1 | 252 | 400 |
| 444 ± 1 | 245 | 400 |
| 482 ± 1 | 280 | 400 |

u