

V704: Absorption von γ - und β - Strahlung

Felix Geyer
felix.geyer@tu-dortmund.de

Rune Dominik
rune.dominik@tu-dortmund.de

Durchführung: 02. Mai 2017

Abgabe: 09. Mai 2017

Inhaltsverzeichnis

1	Theorie	1
1.1	Wirkungsquerschnitt und exponentielles Absorbtionsgesetz	1
1.2	Wechselwirkung von Gamma-Strahlung mit Materie	1
1.3	Wechselwirkung von Beta-Strahlung mit Materie	2
2	Durchführung	4
2.1	Versuchsaufbau	4
2.2	Versuchsdurchführung	5
3	Auswertung	5
3.1	Bestimmung der Absorptionskoeffizienten für Zink und Kupfer unter Einfluss von γ - Strahlung.	5
3.2	Vergleich zwischen gemessenen und gerechneten Werten.	6
3.3	Absorptionskurve der β - Strahlung.	6
4	Diskussion	7
	Literatur	8

1 Theorie

1.1 Wirkungsquerschnitt und exponentielles Absorbtionsgesetz

In diesem Versuch sollen das Wechselwirkungsverhalten von hochenergetischer Strahlung mit Materie untersucht werden. Dabei werden sowohl hochenergie-Photonen (also γ -Strahlung) als auch stark beschleunigte Elektronen zwischen 60 und 1300 keV (also β^- -Strahlung) betrachtet.

Für die Betrachtung beider Strahlungsarten wird der Begriff des **Wirkungsquerschnitts** benötigt. Der Wirkungsquerschnitt σ wird nun so definiert, dass er die Fläche senkrecht zur Einfallrichtung der Strahlung umfasst, in der ein Teilchen des bestrahlten Materials mit der einfallenden Strahlung wechselwirken kann. Nimmt man nun eine gleichmäßige Verteilung der Teilchen in Schichten an, so erhält man durch Integration das **exponentielle Absorbtionsgesetz**

$$N(D) = N_0 \exp^{-\mu D} \quad (1)$$

mit Absorptionskoeffizient $\mu = n\sigma$ und Durchmesser der Absorberplatte D . Die Konstante n des Absorptionskoeffizienten gibt dabei die Anzahl von Teilchen pro Volumenelement des Absorbermaterials an, die Amplitude N_0 im Absorptionsgesetz die Anzahl der auf die Absorberplatte pro Zeiteinheit eintreffenden Teilchen.

1.2 Wechselwirkung von Gamma-Strahlung mit Materie

Dieses Gesetz lässt sich gut auf γ -Strahlung anwenden, die in guter Näherung nur eine Wechselwirkung pro γ -Quant durchführt. Quelle der γ -Strahlung ist hierbei das Abfallen angeregter Kernzustände auf energetisch stabilere, energieärmere Zustände. Die dabei verlorene Energie wird großteils in Form eines γ -Quants frei. Da die möglichen Energieniveaus eines gebundenen Elektrons diskret sind, ist auch das mögliche Spektrum der γ -Strahlung diskret. Die möglichen Wechselwirkungen mit Materie lassen sich dabei in Annihilationsprozesse sowie elastische- und inelastische Streuung einteilen. Bei den γ -Energien von 10 keV bis 10 MeV die in diesem Experiment erreicht werden, treten vor allem die folgenden drei Arten von Wechselwirkungen auf:

1. **Photo-Effekt:** Beim (inneren) Photo-Effekt, einem Annihilationseffekt, schlägt das einfallende γ -Quant ein Elektron aus der Hülle eines Teilchens. Das γ -Quant wird dabei vernichtet, das Elektron erhält eine kinetische Energie, die von der Energie des einfallenden γ -Teilchens ($E_\gamma = h\nu$) sowie der Bindungsenergie E_B des Elektrons abhängig und durch

$$E_e = E_\gamma - E_B \quad (2)$$

gegeben ist. Die Bindungsenergie des Elektrons bietet daher eine untere Schranke für die Energien, bei denen der Photo-Effekt eintritt. Die Impulserhaltung sorgt weiter dafür, dass der Photo-Effekt in den inneren, stärker gebundenen Elektronenschalen wahrscheinlicher ist. Außerdem steigt die Wahrscheinlichkeit aus dem selben Grund für schwere Atome, da die Bindungsenergie hier stärker ist.

2. **Compton-Effekt:** Als Compton-Effekt bezeichnet man die inelastische Streuung von γ -Quanten an freien Elektronen. Bei hohen Energien kommen dafür auch die äußeren Hüllenelektronen in Frage. Das γ -Quant wird dabei nicht vernichtet, es verliert einen Teil seiner Energie und beschleunigt dabei das getroffene Elektron. Beide Teilchen bewegen sich dabei weiter, ändern ihre Richtung jedoch (sie werden "gestreut"). Dadurch nimmt die Intensität des Teilchenstrahls ab. Der dabei zu betrachtene Wirkungsquerschnitt bestimmt sich jedoch nicht nach dem weiter oben genannten Zusammenhang, sondern durch:

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

mit $\epsilon = E_\gamma/m_0c^2$. Mit (3) kann man nun aus der Massenzahl z , der Avogadro-Konstante N_A , der Dichte ρ und der Molmasse M durch:

$$\mu_{\text{com}} = \frac{zN_A\rho}{M} \cdot \sigma_{\text{com}}(\epsilon) \quad (4)$$

den Absorptionskoeffizienten μ bestimmen. Für γ -Quanten, deren Energie klein im Vergleich zur Ruheenergie des getroffenen Elektrons ist, σ bestimmt sich dann näherungsweise als

$$\sigma = \frac{8}{3}\pi r_e^2 \quad (5)$$

mit dem klassischen Elektronenradius r_e .

3. **Paarbildung:** Für sehr große γ -Energien oberhalb der doppelten Ruhemasse der Elektronen, wird das γ -Quant unter Bildung eines Elektron-Positron-Paares annihilert. Der Betrag $2m_0c^2$ ist hierbei als untere Schranke nicht ausreichend, da ein weiterer Stoßpartner notwendig ist, der einen Teil des Impulses des γ -Quants aufnimmt, damit der Vorgang der Impulserhaltung genügt.

Die oben genannten Effekte treten beim Durchgang eines γ -Strahls durch ein Absorbermaterial zusammen auf und überlagern sich daher, es kann jedoch in bestimmten Energiebereichen eine Dominanz bestimmter Effekte beobachtet werden. Der Verlauf einer solchen Kurve ist in Abbildung 1 dargestellt.

1.3 Wechselwirkung von Beta-Strahlung mit Materie

β -Strahlung besteht aus bei Kernprozessen freigewordenen Elektronen (β^-) bzw. Positronen (β^+). Diese entstehen durch Umwandlung überschüssiger Neutronen bzw. Protonen in instabilen Kernkonfigurationen. Die Umwandlungen finden dabei nach folgenden Umwandlungsgleichungen statt:

$$\beta^- : n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e \quad (6)$$

$$\beta^+ : p \rightarrow n + e^+ + \nu_e. \quad (7)$$

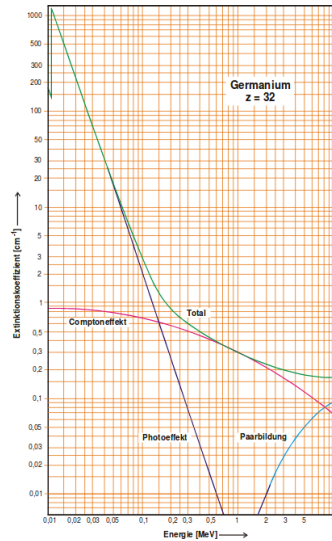


Abbildung 1: Energieabhängigkeit der einzelnen Wechselwirkungen von γ -Strahlung in einem Germaniumabsorber sowie die Totalabsorption [Dor17].

Die Maximalenergie des β -Teilchens ist dabei die in diesem Prozess freiwerdende Energie, diese muss aber nicht zwangsläufig komplett auf das β -Teilchen übertragen werden. Das Energiespektrum ist daher im Gegensatz zum γ -Quant kontinuierlich. Sowohl das entstehende Kernteilchen sowie das (Anti-)Neutrino treten in keine Nennenswerte Wechselwirkung mit dem bestrahlten Material. Im Gegensatz zum γ -Quant kann ein β -Teilchen bei einem Durchgang durch die Absorberschicht weitaus mehr Wechselwirkungen erleiden, was die Beschreibung durch ein Absorbtionsgesetz schwierig macht. Die Vielzahl der Wechselwirkungen lässt sich dabei in die folgenden drei Prozesse einteilen:

1. **Elastische Streuung an Atomkernen:** Die geladenen β -Teilchen treten dabei in das Coulomb-Feld der Atomkerne ein und werden daran abgelenkt. Dieser Prozess findet oft hintereinander statt, sodass das Teilchen einen weitaus längeren Weg durch die Materieschicht zurücklegt, als nur den theoretische Weg zwischen Quelle und Ende der Bahn (der sogenannten maximalen Reichweite R_{\max}). Die Richtungsänderung und damit die Streuung des Strahls ist dabei enorm, die Bremsung der einzelnen Teilchen aber nur gering.
2. **Inelastische Streuung an Atomkernen:** In diesem Fall erfährt das Teilchen eine Beschleunigung durch das elektrostatische Feld des Atomkerns. Dabei muss Energie in Form von Strahlung abgegeben werden. Dieser Verlust in Form von **Bremsstrahlung** führt zu einer Abbremsung des Teilchens, für realistische Energien von β -Teilchen kann dadurch die beobachteten, bis zur kompletten Bremsung gehenden, Energieverluste jedoch nicht erklärt werden.
3. **Inelastische Streuung an Elektronen:** Hierbei sorgen Stöße zwischen Elektronen des Absorbermaterials und den β -Teilchen für eine Anregung oder das voll-

ständige Entfernen von Elektronen aus den Elektronenschalen der Absorberatome (Ionisation). Ein einzeln solcher Stoß führt nur zu geringen Energieverlusten, ein β -Teilchen führt jedoch viele solcher Stöße hintereinander aus, sodass bereits geringe Plattendicken zu vollständiger Abbremsung der Teilchen bewirkt, insbesondere bei Platten aus schweren Elementen mit dementsprechend vielen Elektronen.

Da es nicht vorherzusagen ist, welche dieser Stoßprozesse das β -Teilchen tatsächlich durchführt, kann kein allgemeingültiges Absorbtionsgesetz angegeben werden. Werden jedoch nicht zu dicke Schichten Absorbermaterial sowie Strahler, bei denen die Energieverteilung statistisch (siehe Abbildung 2a) ist genommen, ist ein Absorbtionsgesetz wie 1 in guter Näherung gültig. Die Absorbtionskurve verhält sich dann wie in Abbildung 2b dargestellt. Durch schneiden der linearen Verlängerung des anfänglichen Abfalls der Intensität mit der Untergrundstrahlung kann ein guter Näherungswert für R_{\max} gewonnen werden, aus dem sich nach folgender empirisch gewonnenen Formel die Maximalenergie der emmitierten Teilchen bestimmen lässt:

$$E_{\max} = 1.92\sqrt{R_{\max}^2 + 0.22R_{\max}} \text{ [MeV]}, \quad (8)$$

wobei R_{\max} einer Massenbelegung (Einheit: g/cm^2) entspricht.

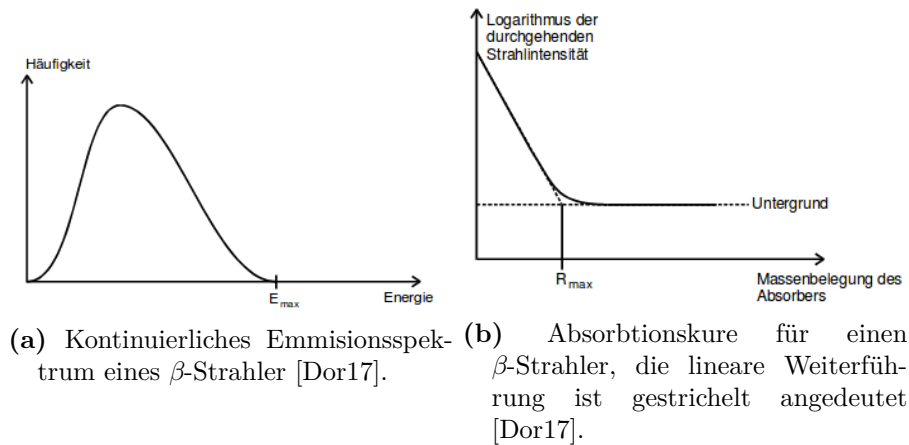


Abbildung 2

2 Durchführung

2.1 Versuchsaufbau

Der Versuchsaufbau besteht aus einem in einer Abschirmung angebrachten Geiger-Müller-Zählrohr, das in gerader Linie auf die Strahlenquelle gerichtet ist. Zwischen Strahlenquelle und Zählrohr können in einem Plattenwagen Absorberplatten unterschiedlicher Dicke angebracht werden. Die Messzeit des Zählrohrs lässt sich dabei in Sekunden einstellen und variieren. Als Strahlenquelle für die Messung mit γ -Strahlung wird eine ^{137}Cs -Probe verwendet, für die mit β -Strahlung eine ^{99}Tc -Probe.

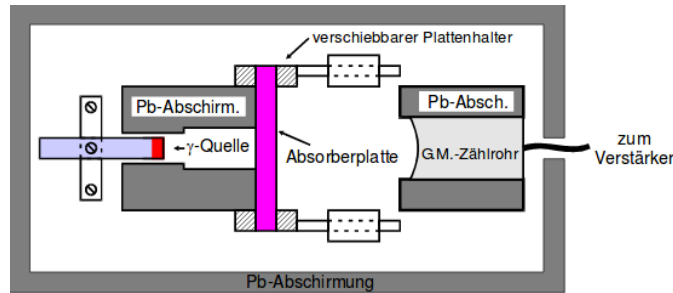


Abbildung 3: Skizze des Versuchsaufbaus [Dor17].

2.2 Versuchsdurchführung

Zuerst werden die Dicken der Platten mit einer Schiebelehre vermessen sowie die Nullraten an den Zählrohren für 1000 s gemessen. Dann werden für verschiedene Plattendicken und Materialien (Cu, Zn bei γ -Strahlung sowie Pb und Fe bei β -Strahlung) die Zählraten an den Geiger-Müller-Zählrohren gemessen, die Zähldauer wird wenn nötig erhöht um auswertbare Daten zu erhalten. Die Platten werden dabei kombiniert und eng aneinander gedrückt, um höhere Dicken zu erreichen.

3 Auswertung

3.1 Bestimmung der Absorptionskoeffizienten für Zink und Kupfer unter Einfluss von γ - Strahlung.

Aus Formel (1) ergibt sich

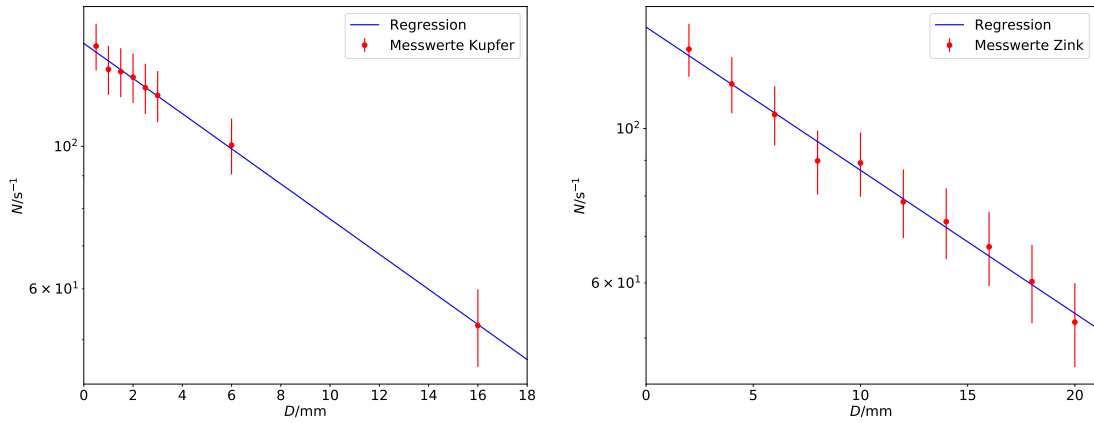
$$\ln(N(D)) = -\mu D + \ln(N_0). \quad (9)$$

Aus dieser Formel lässt sich mittels linearer Regression der Absorptionskoeffizient μ und die Größe $N(0)$ für die beiden Probematerialien bestimmen. Verwendet wurde ein ^{137}Cs -Strahler. Die Ergebnisse sind in Tabelle 1 dargestellt.

	Zink	Kupfer
$N(0) / \text{s}^{-1}$	139.8 ± 2.9	144.6 ± 1.1
μ / m^{-1}	47.3 ± 1.7	63.0 ± 1.2

Tabelle 1: Absorptionskoeffizient μ und N_0 für Zink und Kupfer.

Die Regression selbst findet sich in Abbildung 4.



(a) Messwerte von Kupfer mit Regression.

(b) Messwerte von Zink mit Regression.

Abbildung 4: Grafische Darstellung der Regression.

3.2 Vergleich zwischen gemessenen und gerechneten Werten.

Für die Theoriewerte des Absorptionskoeffizienten der Compton-Streuung μ_{com} wird (4) mit (3) verwendet. Dabei ist $\epsilon = 1.295$ und $r_e = 2.82 \cdot 10^{-15}$ m. Es zeigt sich, dass sich

Material	$\sigma_{\text{com}} / \text{cm}^2$	z	$\rho / \text{g cm}^{-3}$	$M / \text{g mol}^{-1}$	$\mu_{\text{com}} / \text{m}^{-1}$	$\mu_{\text{mess}} / \text{m}^{-1}$
Kupfer	$2.57 \cdot 10^{-25}$	29	8.96	63.55	63.2	63.0 ± 1.2
Zink	$2.57 \cdot 10^{-25}$	30	7.14	65.38	50.6	47.3 ± 1.7

Tabelle 2: Werte zur Bestimmung von μ_{com} .

die Werte für Kupfer innerhalb der Messungenauigkeit decken. Bei Zink ist dies nicht der Fall, jedoch ist der relative Fehler mit $(6.5 \pm 3.3)\%$ verhältnismäßig gering.

3.3 Absorptionskurve der β - Strahlung.

Nun wird für β -Strahlung so wie in Kapitel 3.1 eine Absorptionskurve aufgenommen und daraus der Absorptionskoeffizient bestimmt. Das verwendete Material ist Aluminium. Der dazugehörige Graph ist in Abbildung 5 zu finden. Die Regression wurde in zwei Bereiche aufgeteilt, der Schnittpunkt der beiden linearen Ausgleichsgraden ist R_{max} , also die maximale Reichweite der β -Teilchen, siehe Abbildung 2b. Die Parameter der Regression finden sich in Tabelle 3.

Mithilfe der Formel

$$R_{\text{max}} = \frac{m_2 - m_1}{n_1 - n_2} \quad (10)$$

lässt sich aus den Werten der Regression der Schnittpunkt berechnen, also R_{max} . Die x-Koordinate hat den Wert (199 ± 23) m. Mit diesem Wert lässt sich aus (8) die Maximalenergie des verwendeten Strahlers bestimmen. Zuvor wird, wie in Kapitel 1.3 be-

	Steigung m / m^{-1}	Y-Achsenabschnitt n / s^{-1}
Regression 1	$(-3.28 \pm 0.31) \cdot 10^4$	6.8 ± 0.4
Regression 2	0	0.256

Tabelle 3: Parameter der Regression und der Untergrundstrahlung aus der β -Absorptionskurve.

geschrieben, R_{max} mit der Dichte von Aluminum (2.71 g/cm^3) multipliziert. Daraus folgt $E_{\text{max}} = (0.234 \pm 0.016) \text{ MeV}$.

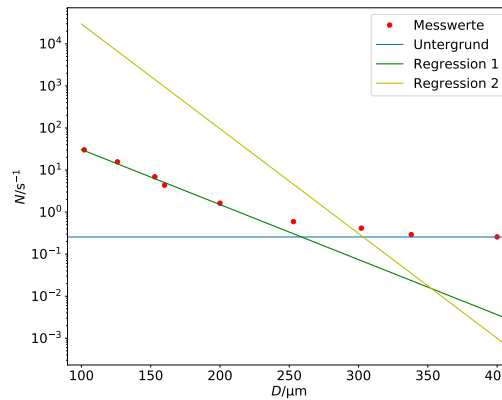


Abbildung 5: Absorptionskurve für β -Strahlung mit Regression und Untergrundstrahlung.

4 Diskussion

Besonders die Werte aus Kapitel 3.2 liegen im Bereich der Messungenauigkeit oder haben einen vergleichsweise geringen relativen Fehler. Die gute Übereinstimmung legt den Schluss nahe, dass in diesem Versuch der Compton-Effekt als Absorptionsmechanismus überwiegt. Ein weiterer Beleg dafür ist, dass für die Paarzerzeugung die Energie fehlt. Möglicherweise spielt bei Zink der Photo-Effekt noch eine Rolle, der für die Abweichung im Bezug auf den Absorptionskoeffizienten μ_{com} gesorgt hat. Alles in allem hat dieser Versuchsteil für gute Ergebnisse mit kleinen Unsicherheiten gesorgt.

Bei der β -Strahlung weicht der x-Wert von R_{max} von dem tatsächlichen Schnittpunkt der Regression mit der Untergrundstrahlung (ca. 250 m, siehe 5) ab. Problematisch bei diesem Versuchsteil war, dass sich nur der letzte Messwert auf der Untergrundstrahlung liegt, mehr Messwerte für höhere Dicken wären hilfreich gewesen, um zu bestätigen, dass ab dieser Dicke nur noch die Untergrundstrahlung messbar gewesen ist. Dies ist eine mögliche Fehlerquelle. Außerdem ist die kosmische Hintergrundstrahlung immer ein Fehlerfaktor, der vielleicht durch längeres Messen der Nullrate minimiert werden könnte.

Literatur

- [Dor17] TU Dortmund. *V704: Absorption von Gamma- und Betastrahlung*. 2. Mai 2017.
URL: <http://129.217.224.2/HOMEPAGE/PHYSIKER/BACHELOR/AP/SKRIPT/V704.pdf>.