

VERSUCH NUMMER 704

Absorbtion von Gamma- und Beta-Strahlung

Irgendjemand

irgend.jemand@tu-dortmund.de

Someone

some.one@tu-dortmund.de

Durchführung: 03.05.2022

Abgabe: 10.05.2022

Inhaltsverzeichnis

1 Zielsetzung	1
2 Theoretische Grundlagen	1
2.1 Wirkungsquerschnitt	1
2.2 Gamma-Strahlung	2
2.2.1 Entstehung der Gamma-Strahlung	2
2.2.2 Wechselwirkungen der Gamma-Strahlung	3
2.3 Beta-Strahlung	6
2.3.1 Entstehung der Beta-Strahlung	6
2.3.2 Wechselwirkungen der Beta-Strahlung	6
3 Versuchsaufbau und Durchführung	9
3.1 Gamma-Strahler	9
3.2 Beta-Strahler	9
4 Auswertung	10
4.1 Gamma-Strahlen	10
4.2 Beta-Strahlen	13
5 Diskussion	14
Literatur	15

1 Zielsetzung

In diesem Versuch soll die Absorption von γ - und β -Strahlung untersucht werden. Dazu wird Strahlung durch verschiedene Absorber geleitet und der Intensitätsabfall gemessen. Insbesondere geht es um Wirkungsquerschnitte und Reichweiten als wichtige Größen der Absorption.

2 Theoretische Grundlagen

Es soll zunächst um die allgemeine Einführung des Wirkungsquerschnittes gehen, aber noch nicht über die Natur der Wechselwirkungen. Diese werden im späteren Kapitel genauer beschrieben.

2.1 Wirkungsquerschnitt

Der Wirkungsquerschnitt beschreibt die Häufigkeit der Wechselwirkung von Strahlung mit Materie. Strahlung die sich durch Materie bewegt erfährt eine Abschwächung, das heisst eine Verringerung der Intensität. Um dies mathematisch darzustellen werden die Teilchen in dem Absorbermaterial als kleine Fläche betrachtet und eine Wechselwirkung wird durch das Auftreffen eines Strahls auf die Fläche dargestellt (siehe Abbildung 1).

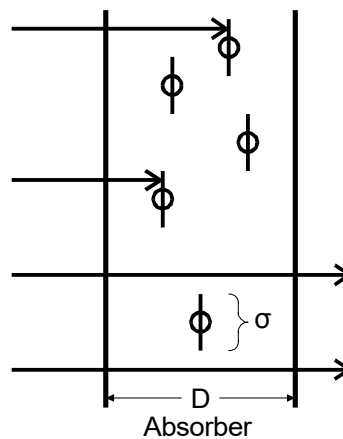


Abbildung 1: Teilchenstrahlen durch einen Absorber der aus kleinen Flächen zusammengesetzt ist[1].

So lässt sich für einen Absorber der Dicke D welcher n Teilchen pro Volumen besitzt die Wahrscheinlichkeit W einer Wechselwirkung zu

$$W = nD\sigma$$

bestimmen. Wenn also N_0 Teilchen pro Zeiteinheit in den Absorber eintreten finden $N = N_0 n D \sigma$ Wechselwirkungen statt. Um nun auf ein Absorptionsgesetz schliessen zu können wird ein Übergang in ein infinitesimal kleinen Bereich dx übergegangen. So folgt mit Hilfe von Abbildung 1 das $dN = dN(x) n D \sigma$.

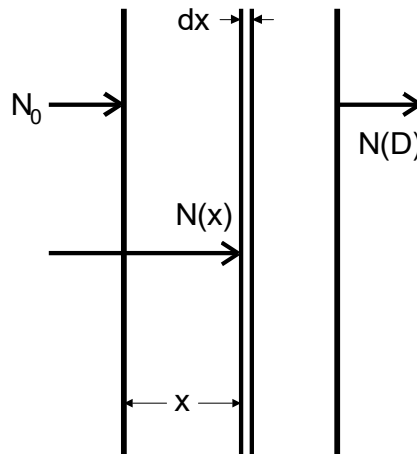


Abbildung 2: Infinitesimal Rechnung zur Bestimmung des Absorptionsgesetzes[1].

Durch Integration folgt so das Absorptionsgesetz

$$N(D) = N_0 e^{-n\sigma D}. \quad (1)$$

Dabei wurden allerdings einige Annahmen an den Absorber gemacht. Das Absorptionsgesetz gilt nur wenn die Strahlung nur einmal mit dem Absorber wechselwirkt und sich die einzelnen Wirkungsquerschnitte nicht überschneiden. Dies ist aber nicht immer der Fall wie in späteren Kapiteln klar wird. Der Exponent aus Gleichung 1 wird häufig durch den Absorptionskoeffizienten

$$\mu := n\sigma \quad (2)$$

in 1/m abgekürzt. Statt einer Halbwertszeit kann auch eine Halbwertsstrecke $D_{\frac{1}{2}} = \frac{\ln 2}{\mu}$ bestimmt werden. Nun kann zur experimentellen Bestimmung des Wirkungsquerschnittes angenommen werden dass die Elektronen der Atome des Absorbermaterials als Wechselwirkungsstelle agieren. So kann n zu

$$n = \frac{zN_A\rho}{M} = \frac{zN_A}{V_{\text{mol}}} \quad (3)$$

bestimmt werden. Dabei beschreibt z die Ordnungszahl, N_A die Avogadro Konstante, M das Molekulargewicht und ρ die Dichte des Absorbers. So ergibt sich für den Wirkungsquerschnitt

$$\sigma = \frac{\mu}{n} = \frac{\mu M}{zN_A\rho}. \quad (4)$$

Die Gleichung 4 sollte aber durch die Annahmen die getätigt wurden mit Vorsicht behandelt werden.

2.2 Gamma-Strahlung

Zunächst soll es um die γ -Strahlung und ihre Wechselwirkungen gehen. Diese sind im allgemeinen einfacher zu beschreiben da ein Gamma Quant am häufigsten nur eine Reaktion hervorruft.

2.2.1 Entstehung der Gamma-Strahlung

Die γ -Strahlung aus radioaktiver Aktivität ist im allgemeinen nicht anschaulich erklärbar. Doch es kann ein gutes Bild gewonnen werden wenn Atome als angeregt angesehen werden. Dabei besitzt der Atomkern eine gewisse Energie der in einem γ -Quant abgestoßen werden kann. Diese können dabei sowohl als Teilchen als auch als Welle betrachtet werden. Für den Austritt aus dem Kern liegt das Teilchenmodell nahe, dass der Atomkern seine überschüssige Energie in einen Quanten abgibt der als lokalisiertes Teilchen aufgefasst werden kann. Dieses besitzt eine Energie E_γ . Doch bei Beobachtung der Eigenschaften dieser Teilchen sind durchaus Wellencharakteristika zu erkennen. So können Beugung an Kristallstrukturen nachgewiesen werden und auch eine Wellenlänge λ und eine Frequenz f bestimmt werden. Für die Energie gilt also nach der Quantentheorie mit dem Plankschen Wirkungsquantum h

$$E_\gamma = hf = \frac{hc}{\lambda}.$$

Da die Energieniveaus sehr genau definiert sind beschreiben die γ Linien eines Atoms sehr genau Werte.

2.2.2 Wechselwirkungen der Gamma-Strahlung

γ -Strahlung kann verschiedene Wechselwirkungen mit Materie eingehen. Bei den hier betrachteten Strahlung mit Energien von 10 keV bis 10 MeV sollen besonders drei Gruppen betrachtet werden. Bei Annihilationsprozessen geht es um die Wechselwirkungen bei denen sich ein γ -Quant in der Reaktion annihiliert und Energie frei wird. Dazu kommen wie in klassischen Mechanik die Ideen der elastischen und inelastischen Streuung. Diese Prozesse können im Atom an verschiedenen Stellen passieren. Dies ist in Abbildung 3 dargestellt.

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

Abbildung 3: Bezeichnungen der verschiedenen Wechselwirkungen von γ -Quanten an unterschiedlichen Stellen des Atoms[1].

Da nicht auf alle diese Effekte im Detail eingegangen werden kann, gilt es zunächst die drei wichtigsten zu betrachten.

Der Photo-Effekt Unter dem Photo-Effekt versteht man die Interaktion von elektromagnetischer Strahlung und einem Elektron in der Atomhülle. Besonders geht es um die Übergabe von Energie. Das heisst das γ -Quant wird vernichtet und dass das Elektron in der Schale die Energie aufnimmt. Das Elektron besitzt aber eine gewisse Bindungsenergie E_B mit der es am Atom gehalten wird. Das ausgelöste Elektron hat also tatsächlich nur die Energie

$$E_e = E_\gamma - E_B = hf - E_B$$

mit der Energie des γ -Teilchens E_γ und seiner Frequenz f . Daran ist zu erkennen dass der Photo-Effekt nur auftritt wenn das Licht eine gewisse Energieschwelle überschreitet. Wenn $E_e = hf < E_B$ kann der Photo-Effekt nicht auftreten. Wenn der Impulssatz auf die Wechselwirkung angewendet wird fällt auf, dass das Atom einen Teil des Quantenimpulses aufnehmen muss. Da die Übertragung des Impulses von Elektron zu Atom besser mit fest gebundenen Elektronen geschieht werden vor allem Elektronen aus der K-Schale ausgeschlagen. Zudem steigt die Bindungsenergie etwa mit z^2 und der Photo-Effekt ist so bei grösseren Atomen wahrscheinlicher. Dies hat aber auch die Folge dass bei grossen Energien $E_\gamma > E_B$ das Elektron weniger gebunden erscheint und der Photo-Effekt so weniger wahrscheinlich ist. Der Wirkungsquerschnitt der Elektronen der K-Schale ist für grosse Energien etwa zu z^5 und $E_\gamma^{-3.5}$ proportional. Diese Wechselwirkung kann aber auch weitere hervorrufen. Wenn die Elektronen aus inneren Schalen fehlen können diese Löcher durch Elektronen der äusseren Schalen gefüllt werden. Durch die Abgabe von Energie wird von den Elektronen Röntgenstrahlung ausgesendet. Das heisst dass der ursprüngliche γ -Quant nicht mehr existiert aber durch aus weitere Strahlung auslösen kann.

Der Compton-Effekt Wenn die γ -Quanten also eine Energie die grosser als etwa 200 keV besitzen kommt es zu einem weiteren wichtigen Effekt. Der Compton-Effekt beschreibt die inelastische Streuung der Strahlen an einem Elektron des Atoms. Hierzu kommt es vor allem bei freien Elektronen. Dazu zählen zum Beispiel die freien Elektronen in einem Metall oder wenn die Energie der Strahlung deutlich grösser ist als die Bindungsenergie. Zur Darstellung wird Abbildung 4 verwendet.

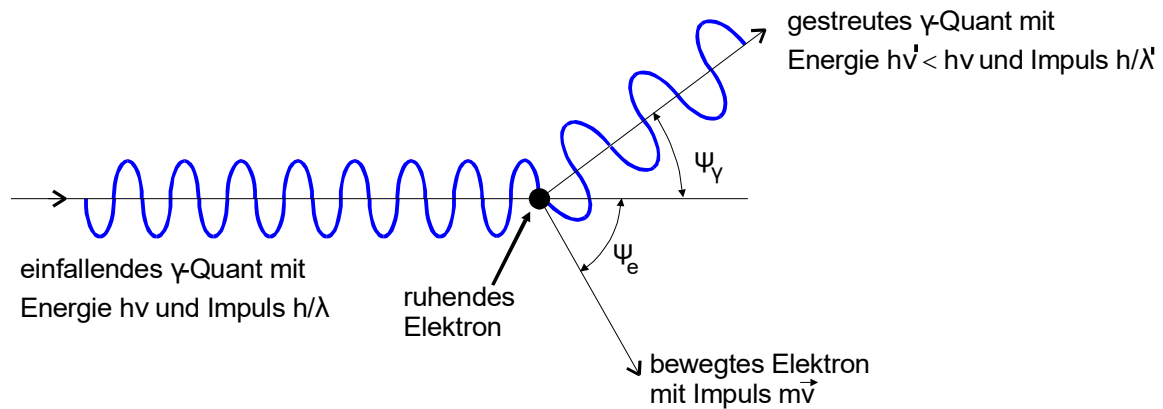


Abbildung 4: Inelastischer Stoß von γ -Quant und Elektron[1].

Das γ -Quant wird dabei nicht zerstört, da es nicht seine gesamte Energie an das Elektron abgeben kann. Dies ist also ein grosser Unterschied zum Photo-Effekt, bei dem kein γ -Quant mehr vorhanden ist. Beim Compton-Effekt kommt es aber durchaus zu einer Intensitätsverringern da die Strahlen durch die Streuung auf grössere Flächen verteilt werden. Der Wirkungsquerschnitt σ_{com} des Effekts konnte bestimmt werden zu

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

Dabei beschreibt $\epsilon := \frac{E_\gamma}{m_0 c^2}$ das Verhältnis von Quantenenergie zu Elektronenenergie mit der Ruhemasse des Elektrons m_0 . r_e^2 beschreibt den sogenannten klassischen Elektronenradius mit

$$r_e^2 = \frac{e_0^2}{4\pi\epsilon_0 m_0 c^2} = 2,8 \cdot 10^{-15} \text{ m}.$$

Dieser sollte aber nicht als tatsächlicher Radius eines kugelförmigen Elektrons angesehen werden sondern als Angabe einer Streuwahrscheinlichkeit. So kann also der Absorptionskoeffizient nach Gleichung 4 und Gleichung 5 bestimmt werden.

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

Die Paarbildung Unter der Paarbildung versteht man den Prozess der Annihilation eines γ -Quants unter Bildung eines Elektron-Positron Paares. Die Energie des γ -Quants muss dabei mindestens $2m_0 c^2$ betragen. Allerdings ist etwas mehr Energie notwendig da etwas Energie von den anderen Teilchen aufgenommen wird. Dies sind meist die Atomkerne. Für den Wirkungsquerschnitt der Paarbildung kann die Proportionalität zu z^2 gefunden werden. Insgesamt wird der Verlauf beispielhaft für Germanium in Abbildung 5 dargestellt.

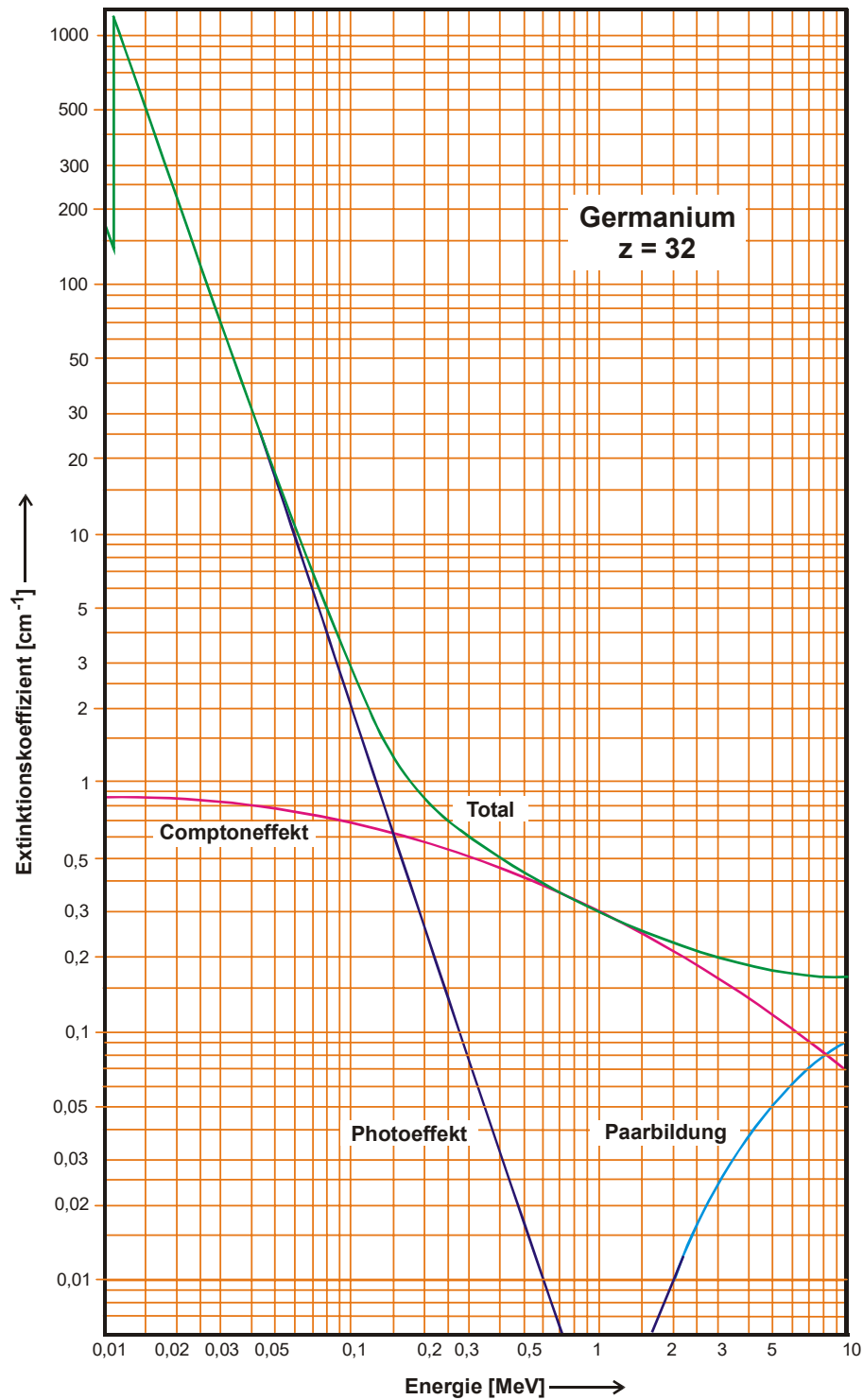


Abbildung 5: Darstellung des Absorptionskoeffizienten am Beispiel Germanium [1].

Es ist zu erkennen, dass für kleine Energien der Photo-Effekt die vorherrschende Wechselwirkung ist. Der Compton-Effekt ist bereits vorhanden dominiert aber erst ab Energien von etwa 200 keV. Die Paarbildung kann erst an einer Energie von etwa 1,0 MeV auftreten wird aber danach der entscheidende Prozess für grosse Energien. Ab etwa 5,0 MeV haben σ_{com} und σ_p die gleiche Grössenordnung. Wenn die Energien in einem Bereich von 100 MeV oder höher kommen findet so gut wie nur noch Paarbildung statt.

2.3 Beta-Strahlung

Es soll nun die β -Strahlung genauer betrachtet werden. Diese kann in dem Absorbermaterial viele Wechselwirkungen hervorrufen.

2.3.1 Entstehung der Beta-Strahlung

Beta -Strahlung besteht aus energiereichen Elektronen oder Positronen. Diese entstehen bei Reaktion von Nukleonen die sich in Elementarteilchen teilen. Diese Prozesse finden im Kern von radioaktiven Stoffen statt. Es gilt

$$n \rightarrow p + \beta^- + \bar{\nu}_e$$

für die Entstehung von Elektronen und

$$p \rightarrow n + \beta^+ + \nu_e$$

für die Entstehung von Positronen. Die Elektronen-Neutrinos und Anti Elektronen Neutrinos entstehen um die Impuls und Drehimpulserhaltung zu gewährleisten. Diese Neutrinos besitzen eine sehr geringe Ruhemasse und interagieren kaum mit Materie. Die Emission der β -Strahlung geschieht in einem Spektrum wie in Abbildung 6 dargestellt.

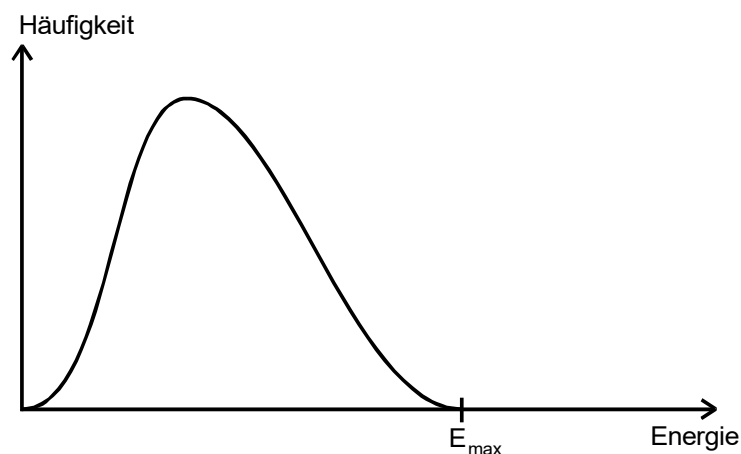


Abbildung 6: Emissionsspektrum von β -Teilchen [1].

2.3.2 Wechselwirkungen der Beta-Strahlung

Im Gegensatz zur γ -Strahlung kann ein β -Teilchen viele Interaktionen im Absorber nacheinander haben. Deshalb sind die Voraussetzungen aus Unterabschnitt 2.1 nicht erfüllt und die Formel mit Vorsicht zu betrachten. Es lässt sich bei der β -Strahlung in drei Klassen von Wechselwirkungen aufteilen.

Elastische Streuung an Atomkernen Die β -Teilchen können, auf Grund ihrer Ladung, mit den Kernen der Absorberatome wechselwirken. In der klassischen Theorie ist dies als Rutherford-Streuung bereits bekannt doch muss für Atome etwas angepasst werden. Vor allem bewegen sich die Wechselwirkungspartner schnell mit relativistischen Geschwindigkeiten. Dies bedeutet das die spezielle Relativitätstheorie beachtet werden muss. Des weiteren wird das elektrische Feld der Atomkerne von den Schalen Elektronen abgeschirmt. Dies ist in der Radiusabhängigkeit zu beachten. Die β -Teilchen Streuen an den Atomkernen und verlieren dabei nur wenig Energie. Das bedeutet, dass diese viele Wechselwirkungen tätigen können. Durch die Ablenkungen kommt es dazu, dass sich die β -Teilchen nicht in geraden Linien durch das Material bewegen sondern sehr chaotische Wege zurücklegen. Dies ist in Abbildung 7 dargestellt.

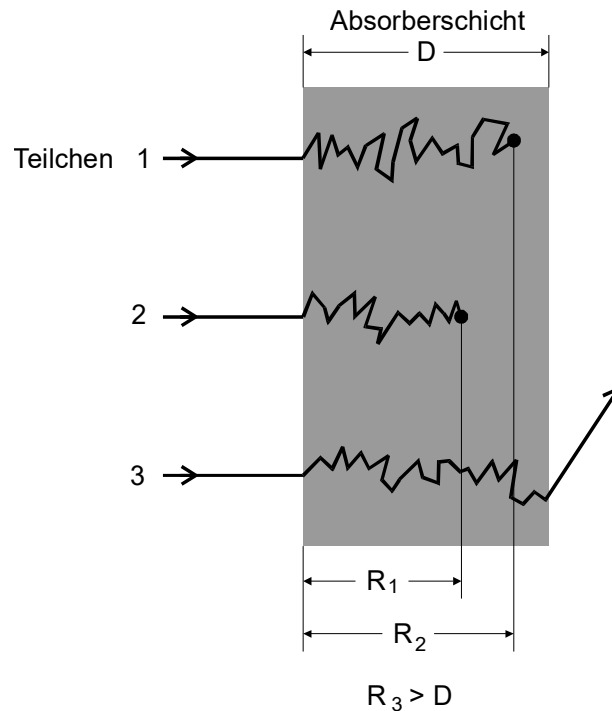


Abbildung 7: Weg der β -Teilchen durch den Absorber [1].

Vor allem bedeutet dies, dass der tatsächliche Weg deutlich grösser ist als die Reichweite in den Absorber. Es wird bei jedem dieser Stösse eine geringe Energie abgegeben, aber die Richtungsänderung der Elektronen ist sehr gross. Deshalb können sie sehr viele dieser Stösse ausführen.

Inelastische Streuung an Atomkernen Das geladene β -Teilchen erfährt im Coulomb-Feld der Atomkerne auch eine Beschleunigung. Das heisst, dass ein Energieausstoss durch elektromagnetische Wellen passiert. Dabei unterscheidet sich die Quantentheorie deutlich mit der klassischen. Die klassische sagt voraus, dass es viele Wechselwirkungen mit je kleinen Energieverlusten geben sollte. Die Quantentheorie hingegen verlangt, dass es wenige Ereignisse mit grösserer Energie geben sollte. Die gesamte angegebene Energie ist bei beiden Theorien aber in etwa gleich. Die von diesem Prozess ausgesendeten Photonen werden Bremsstrahlung genannt. Der Wirkungsquerschnitt des Bremsverfahrens kann bestimmt werden zu

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

Dabei beschreibt $\alpha \approx \frac{1}{137}$ die Feinstrukturkonstante. Auch ist interessant, wie viel Energie tatsächlich nach dem Durchdringen der Materie verschwindet. Dazu kann die Energie der Bremsstrahlung zu

$$E_{Br}[\text{keV}] \approx 7,0 \cdot 10^{-7}$$

bestimmt werden. Doch diese Energie ist nicht gross genug, um zu erklären, warum die β -Teilchen bis auf die Energie 0 herunter gelangen können. Dazu ist ein weiterer wichtiger Wechselwirkungsprozess zu betrachten.

Inelastische Streuung an Elektronen Bei dieser Art von Stoß interagieren β -Teilchen mit Elektronen der Atome des Absorbers. Auch bei dieser wird nur wenig Energie abgegeben, aber die Elektronen können aus ihren Schalen gestoßen werden, was zur Folge hat, dass die Atome nun ionisiert sind. Die Ionisierung der Atome erklärt, warum die β -Teilchen ihre gesamte Energie abgeben können. Für $E_{\beta} < m_0 c^2$ kann die Formel

$$\frac{dE}{dx} \approx - \frac{2\pi r_e^2 N_A \rho}{M} z \ln \frac{E_{\beta}}{I} \quad (7)$$

für die Änderung der Energie gefunden werden. Dabei ist $I = 3,1 \cdot 10^{-5} z^{0.9} [m_0 c^2]$ die Ionisationsenergie der Absorberatome. Auch ist zu beachten, dass E_{β} in $m_0 c^2$ anzugeben ist.

Absorptionskurve Unter Beachtung dieser Prozesse wird die Absorptionskurve der β -Strahlen in Abbildung 8 dargestellt.

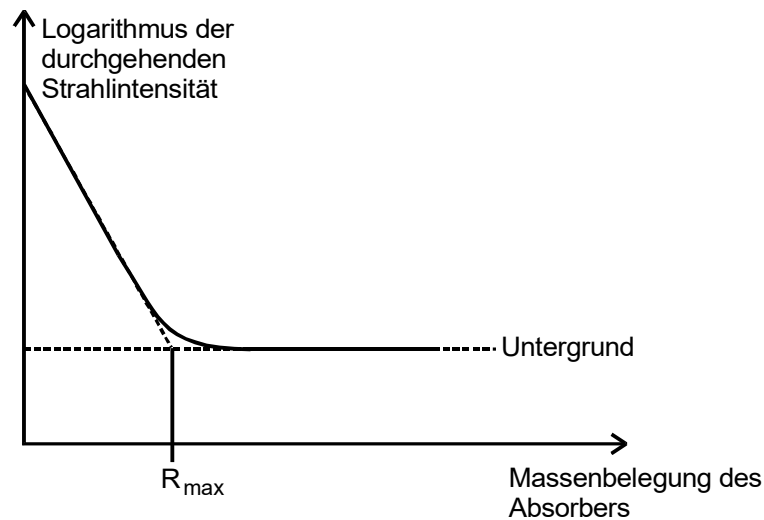


Abbildung 8: Verlauf der Strahlenintensität gegen Massenbelegung R [1]

Es wurde die Massenbelegung $R = \rho D$ statt der Schichtdicke D eingeführt. Es ist zu bemerken, dass nach einer bestimmten Massenbelegung R_{\max} nur noch eine konstante Untergrundintensität zu messen ist. Dies besteht im wesentlichen aus Überresten der kosmischen Strahlung und aus den radioaktiven Elementen in der Umgebung. Aus der zu messenden maximalen Reichweite R_{\max} kann so die maximale Energie der β -Teilchen bestimmt werden. Wenn die Teilchen aus einem Spektrum wie in Abbildung 6 stammen gilt

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

3 Versuchsaufbau und Durchführung

Um diese Effekte nachzuweisen werden zwei Messungen durchgeführt.

3.1 Gamma-Strahler

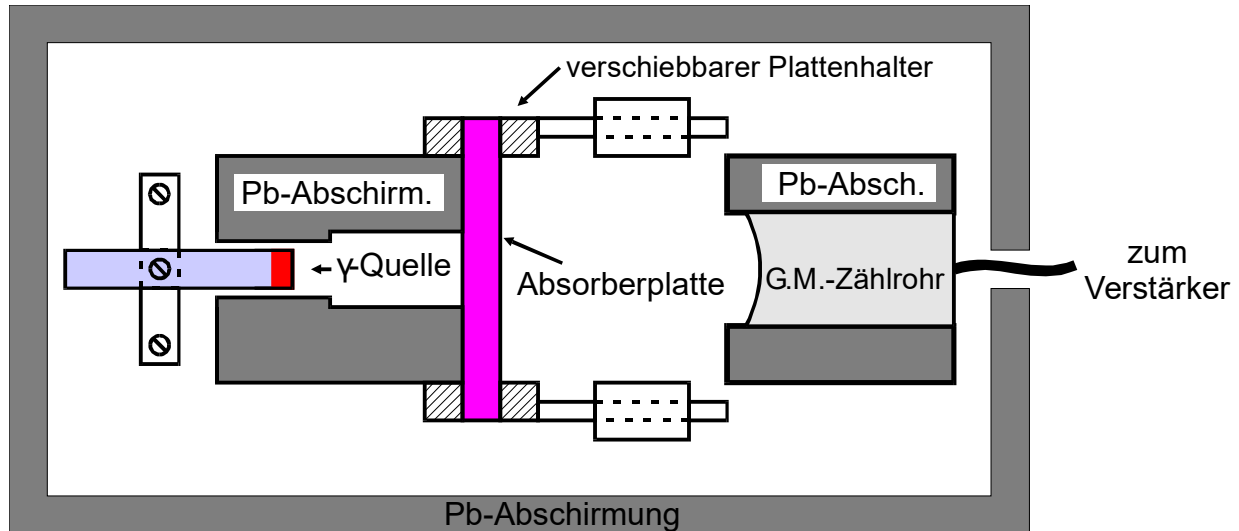


Abbildung 9: Aufbau der Messapparatur[1].

Es wird dazu ein Aufbau wie in Abbildung 9 dargestellt verwendet. Dabei wird der Gamma-Strahler Cs-137 an die gezeigte Stelle platziert. Die Abschirmung des Versuchs ist wichtig um vor den Strahlen zu schützen aber auch um die Messwerte nicht mit anderer Strahlung zu verfälschen. Da aber dennoch Strahlung in die Messapparatur gelangt wird zunächst mit Hilfe des Geiger-Müller-Zählrohrs die Hintergrund Aktivität gemessen. Über eine Zeit von 900 s werden die ankommenden Strahlen gezählt und so der Nullwert aufgenommen. Zur tatsächlichen Messung des Absorptionskoeffizienten werden sowohl Blei als auch Aluminiumplatten in den Weg der Strahlung gestellt. Es wird für eine Zeit von 100 s oder 200 s die Zählrate bestimmt. Die Dicke der Platten wird variiert und erneut die Zählrate notiert.

3.2 Beta-Strahler

Für die Beta-Strahlen wird der selbe Aufbau wie in Abbildung 9 gezeigt verwendet. Der Gamma-Strahler ist dabei allerdings durch den Beta-Strahler zu ersetzen. Es handelt sich um einen Tc-99 Strahler. Da die Beta-Strahlung deutlich stärker absorbiert wird müssen kleinere Schichtdicken verwendet werden. Deshalb werden vorgefertigte Plättchen mit bekannten Dicken in die Apparatur gesetzt. Es wird genau so vorgegangen wie bei dem Gamma-Strahler nur, dass über Zeiten von 200 s oder 400 s gemessen wird. Dies ist notwendig da der Beta-Strahler nur geringe Zählraten hervorruft und so für kleine Zeiten nicht vom Hintergrund unterschieden werden kann.

4 Auswertung

Die beiden Messreihen werden einzeln ausgewertet.

4.1 Gamma-Strahlen

Die Messung wird wie in Unterabschnitt 3.1 durchgeführt. Die so erlangten Daten werden in Tabelle 1 für den Bleiabsorber und in Tabelle 2 für den Aluminiumabsorber dargestellt.

Tabelle 1: Messdaten des Bleiabsorbers.

d / mm	N_{blei}	$t_{\text{blei}} / \text{s}$
1,1	$10\,119 \pm 100$	100
2,5	9273 ± 96	100
3,6	7980 ± 89	100
4,8	$14\,242 \pm 119$	200
6,1	$13\,364 \pm 115$	200
7,5	$11\,970 \pm 109$	200
10	8476 ± 92	200
15	5445 ± 73	200
20	3436 ± 58	200
30	1255 ± 35	200
48	534 ± 23	200

Die Fehler der Zählerrate stammen aus der Poissonverteilung des radioaktiven Zerfalls. Dabei wird einer Messung N der Fehler $\Delta N = \sqrt{N}$ zugeordnet. Da sich die folgenden Größen aus der Zählerrate ableiten muss dieser Fehler auch in weiteren Rechnungen beachtet werden. Alle Mittelwerte einer N -fach gemessenen Größe x werden über die Formel

$$\bar{x} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N x_i. \quad (9)$$

berechnet. Der zugehörige Fehler des Messwertes berechnet sich dann über

$$\Delta \bar{x} = \sqrt{\frac{1}{N(N-1)} \sum_{i=1}^N (x_i - \bar{x})^2}. \quad (10)$$

Setzt sich eine zu berechnende Größe aus mehreren mit Unsicherheit behafteten Messwerten zusammen, so ist die Unsicherheit dieser Größe über die Gaußsche Fehlerfortpflanzung gegeben

$$\Delta f(x_1, \dots, x_N) = \sqrt{\sum_{i=1}^N \left[\left(\frac{\partial f}{\partial x_i} \right)^2 \cdot (\Delta x_i)^2 \right]}. \quad (11)$$

Bei der Angabe des Endergebnisses werden schließlich alle statistischen Teilfehler addiert. Alle Berechnungen sowie das Bestimmen der Unsicherheiten werden mit Python 3.8.8 und entsprechenden Bibliotheken¹ durchgeführt. Aus den Zählerraten wird die Aktivität $A = \frac{N}{t}$ bestimmt. Von dieser wird die gemessene Nullrate $A_0 = \frac{851,00 \pm 29,17}{900 \text{ s}} = (0,950 \pm 0,032) \text{ 1/s}$ abgezogen. Dazu wurde für den natürlichen Logarithmus (siehe Abbildung 10) eine Ausgleichsrechnung durchgeführt.

¹Numpy [2], Uncertainties [3] and Matplotlib [4]

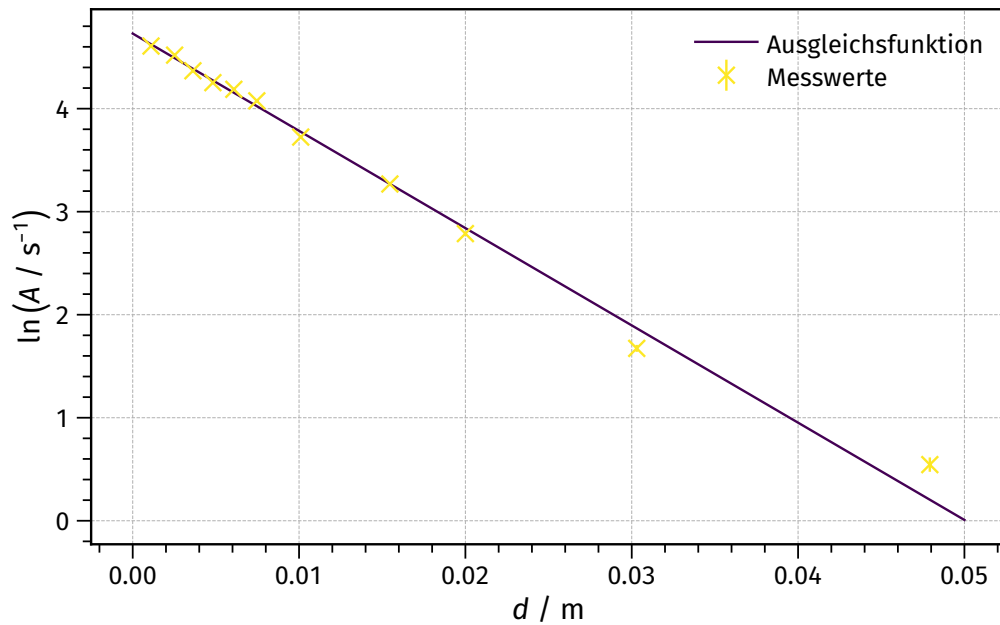


Abbildung 10: Plot der Daten des Bleiabsorbers von Gamma-Strahlen.

Ausgleichsgraden lassen sich wie folgt berechnen:

$$y = m \cdot x + b \quad (12a)$$

$$m = \frac{\overline{xy} - \bar{x} \cdot \bar{y}}{\overline{x^2} - \bar{x}^2} \quad (12b)$$

$$b = \frac{\overline{x^2} \cdot \bar{y} - \bar{x} \cdot \overline{xy}}{\overline{x^2} - \bar{x}^2}. \quad (12c)$$

Auch diese Rechnungen werden in Python 3.8.8 und entsprechenden Bibliotheken²durchgeführt.

Die eingezeichnete Funktion hat die Form

$$A(d) = N(0) \cdot e^{-\mu_{\text{Blei}} d}.$$

Die folgenden Werte konnten so bestimmt werden.

$$N(0) = 113,2 \pm 1,8 \quad \mu_{\text{Blei}} = (94,4 \pm 3,0) \frac{1}{\text{m}} \quad (13)$$

$$(14)$$

Für den Aluminiumabsorber wird genauso vorgegangen. Die Nullrate hat sich nicht geändert.

²Numpy [2], Uncertainties [3] and Matplotlib [4]

Tabelle 2: Messdaten des Aluminiumabsorbers.

d / mm	N_{alu}	$t_{\text{alu}} / \text{s}$
0,00	11 905±109	100
2,0	10 443±102	100
4,0	8841±94	100
6,1	8828±93	100
8,2	7792±88	100
10	14 905±122	200
13	13 789±117	200
15	12 904±113	200
17	11 586±107	200
19	10 835±104	200
21	10 398±101	200

Auch der Fehler wurde durch $\Delta N = \sqrt{N}$ bestimmt. Für diese Daten wird ebenfalls eine Ausgleichsrechnung durchgeführt. Diese ist auch in Abbildung 11 zusehen.

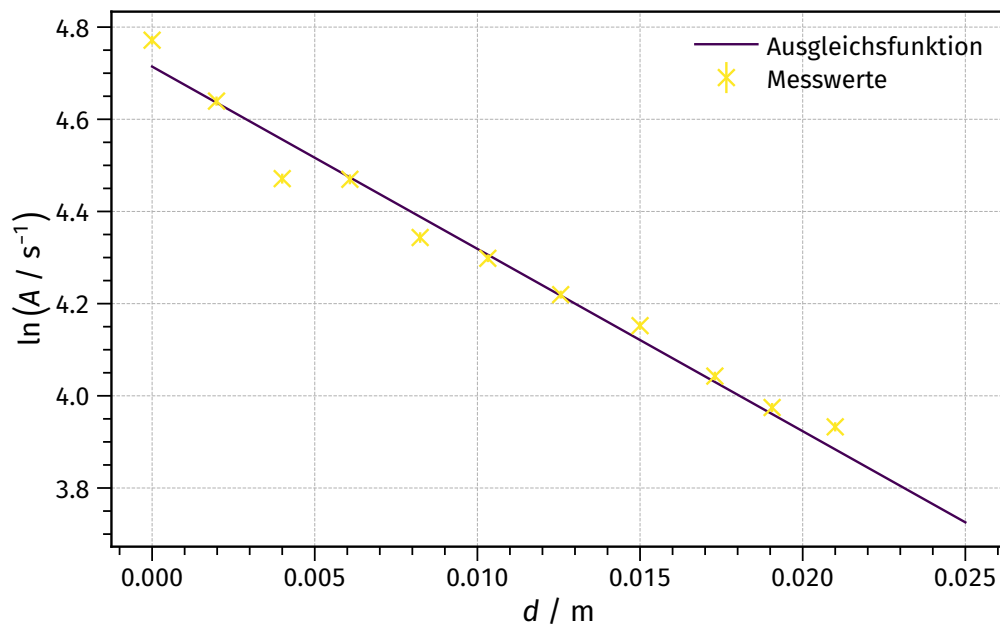


Abbildung 11: Plot der Daten des Aluminiumabsorbers von Gamma-Strahlen.

Die ermittelten Werte für Aluminium lauten

$$N(0) = 111,5 \pm 2,4 \quad \mu_{\text{Alu}} = (39,6 \pm 2,3) \frac{1}{\text{m}} \quad (15)$$

Zum Vergleich wird auch der theoretische Wert für μ bestimmt. Dieser kann aus (6) berechnet werden. Dazu ist allerdings noch der Theoriewert der Dichten und der molaren Massen wichtig. Auch $N_A = 6,0 \cdot 10^{23} \text{ 1/mol}$ [5] wird benutzt. Die Literaturwerte [5] [6]

$$\text{Blei:} \quad z = \quad 82 \rho_{\text{Blei}} = \quad 11 \frac{\text{g}}{\text{cm}^2} M = \quad 210 \frac{\text{g}}{\text{mol}} \quad (16)$$

$$\text{Aluminium:} \quad z = \quad 13 \rho_{\text{Alu}} = \quad 2,7 \frac{\text{g}}{\text{cm}^2} M = \quad 27 \frac{\text{g}}{\text{mol}} \quad (17)$$

$$(18)$$

werden verwendet um mit dem bekanntem $\epsilon = 1,295[1]$ für den Cs-137 Strahler die theoretischen Absorptionskoeffizienten

$$\mu_{\text{compt,Blei}} = 69,382 \quad (19)$$

$$\mu_{\text{compt,Alu}} = 20,092 \quad (20)$$

$$(21)$$

zu berechnen.

4.2 Beta-Strahlen

Die Daten in Tabelle 3 werden wie in Unterabschnitt 3.2 beschrieben bestimmt. Diese bekommen ähnlich wie in Unterabschnitt 4.1 einen Fehler von $\Delta N = \sqrt{N}$ zugewiesen.

Tabelle 3: Messdaten des Beta-Strahlers.

$d / \mu\text{m}$	N_{beta}	$t_{\text{beta}} / \text{s}$
0,0	112 503±335	200
100	7645±87	200
130	1986±44	200
153,0±0,5	2025±45	200
160,0±1,0	1119±33	200
200,0±1,0	457±21	200
353,0±1,0	339±18	400
302,0±1,0	277±16	400
338,0±5,0	282±16	400
400,0±1,0	277±16	400
444,0±2,0	273±16	400
482,0±1,0	255±15	400

Zudem wird die Dicke d in die Massenbelegung $R = d\rho_{\text{Alu}}$ überführt. Der Fehler der Dicke war im Versuchsaufbau gegeben. Für die Darstellung in Abbildung 12 wurde wieder die Aktivität $A = N/t$ bestimmt. Bei dem Beta-Versuchsaufbau wurde eine $A_0 = \frac{557,0 \pm 23,6}{900 \text{ s}} = (0,620 \pm 0,026) \text{ 1/s}$ gemessen und von den Aktivitäten abgezogen. Die so berechneten Daten stehen in Tabelle 4.

Tabelle 4: Berechnete Daten des Beta-Strahlers für den Plot.

$R / \text{kg/m}$	$A_{\text{beta}} / \text{1/s}$
0,0000	562,0±1,6
0,27	37,60±0,44
0,35	9,30±0,22
0,4130±0,0014	9,50±0,23
0,4320±0,0027	4,97±0,18
0,5400±0,0027	1,70±0,11
0,9530±0,0027	0,230±0,046
0,8150±0,0027	0,070±0,042
0,9130±0,0135	0,090±0,042
1,0800±0,0027	0,070±0,042
1,2000±0,0054	0,060±0,042
1,3000±0,0027	0,02±0,04

Die Ausgleichsrechnung wird für den Plot in zwei Gebieten getrennt betrachtet. Dabei wird am sechsten Wert unterschieden. Der Wert der Messung für $R = 0$ wird allerdings von der Ausgleichsgraden ausgeschlossen da dieser eine deutliche Abweichung besitzt. Die Daten sind in Abbildung 12 ohne $R = 0$ dargestellt.

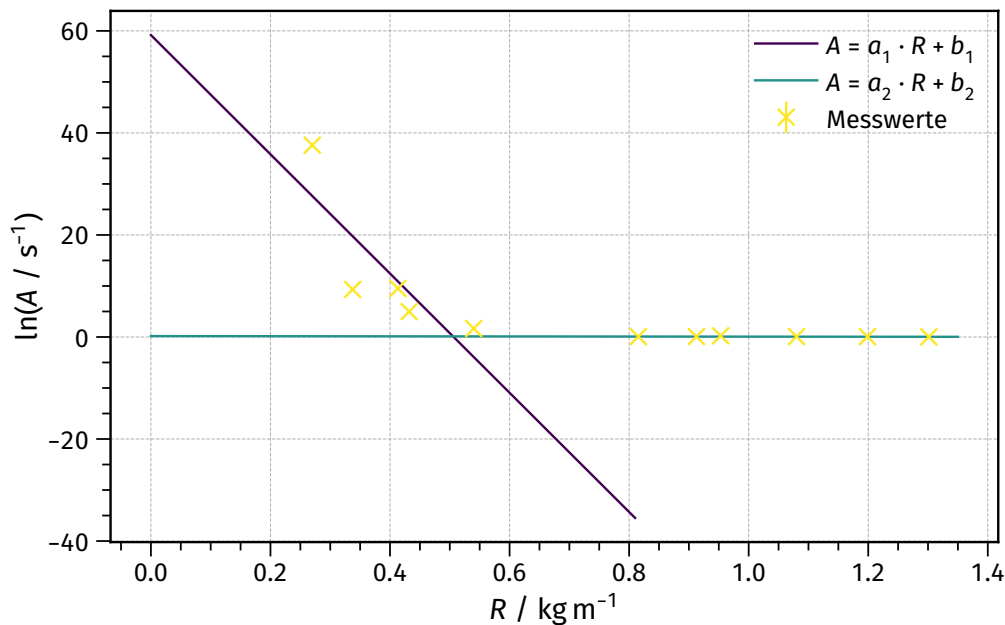


Abbildung 12: Plot der Daten des Aluminiumabsorbers von Beta-Strahlen (ohne $R = 0$).

Die zwei Ausgleichsgraden mit den zu bestimmenden Parametern $a_{1/2}$ und $b_{1/2}$ werden wie oben beschrieben bestimmt. Die Werte

$$a_1 = (-120 \pm 50) \frac{\text{m}^2}{\text{kg}}$$

$$b_1 = 59 \pm 18$$

$$a_2 = (-0,10 \pm 0,05) \frac{\text{m}^2}{\text{kg}}$$

$$b_2 = 0,17 \pm 0,05$$

können so ermittelt werden und so

$$R_{\text{max}} = \frac{b_2 - b_1}{a_1 - a_2} \quad (22)$$

berechnet werden. So dass gilt

$$R_{\text{max}} = (0,051 \pm 0,025) \frac{\text{g}}{\text{cm}^2}. \quad (23)$$

Mit Gleichung 8 folgt

$$E_{\text{max}} = (0,22 \pm 0,07) \text{ MeV}. \quad (24)$$

5 Diskussion

Die Messungen der Gamma-Strahlung liefern Werte für μ_{compton} die deutlich von den berechneten theoretischen Werten abweichen. Dabei kommt es zwar auch durch Messfehler und der zufälligen Natur des radioaktiven Zerfalls zu Abweichungen doch solch grosse können nur damit erklärt werden das es nicht nur zum Compton-Effekt kommt. Da Paarbildung erst bei Energien grösser 1,0 MeV möglich ist, muss darauf geschlossen werden das es auch zum Photo-Effekt im Absorber kommt. Dieser ist wie in Abbildung 5 beispielhaft gezeigt auch bei Energien die im Compton Bereich liegen noch möglich. Die Abweichung des Absorptionskoeffizienten weist also darauf hin, dass

es zum Photo-Effekt im Absorber kommt. Auch andere Effekte in Abbildung 3 sind geringfügig zu beachten. Doch die beiden beschriebenen Effekte sollten den grössten Teil der Interaktionen ausmachen.

Bei der Messung des Beta-Strahlers ist vor allem darauf zu achten, dass die Messung ohne Absorber also $R = 0$ ausgeschlossen wurde. Dies liegt daran, dass die Messung deutlich ausserhalb des zu erwartenden Bereichs lag und die Werte verfälscht hat. Diese Messung war durch die grosse Zählrate auch mit einem grossen Fehler behaftet. Mit dem Literaturwert von $E_{\text{max,lit}} = 0,29 \text{ MeV}$ hat der bestimmte Wert eine Abweichung von 23 %. Diese ist vor allem durch die Natur des radioaktiven Zerfalls zu begründen. Da nur eine relativ geringe Anzahl von Absorberdicken verwendet wurde, haben die statistischen Abweichungen des radioaktiven Zerfalls einen bedeutenden Einfluss. Dazu kommt, dass die Zählrate in der Beta-Messung geringer war und so auch Schwankungen in der Hintergrundstrahlung zu Fehlern führen. Diese kann zum Beispiel von kosmischer Strahlung beeinflusst werden, die die Messung erschweren. Dazu kommt, dass die Messung des Hintergrunds einen grossen Einfluss auf die gesamte Messgenauigkeit hat, da sie überall einfließt. Zur Verbesserung der Genauigkeit sollten mehr Messwerte und eine längere Zeit für den Hintergrund verwendet werden. Im Gesamten ist aber zuzusagen, dass der Versuch gut geeignet ist, um im Rahmen der Messgenauigkeiten die gesuchten Werte zu bestimmen.

Literatur

- [1] Versuch Nr. 704. Absorption von Gamma- und Beta-Strahlung. TU Dortmund, Fakultät Physik. 2022.
- [2] Travis E. Oliphant. „NumPy: Python for Scientific Computing“. Version 1.9.2. In: Computing in Science & Engineering 9.3 (2007), S. 10–20. URL: <http://www.numpy.org/>.
- [3] Eric O. Lebigot. Uncertainties: a Python package for calculations with uncertainties. Version 2.4.6.1. URL: <http://pythonhosted.org/uncertainties/>.
- [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] J. Krause, J. Grehn. Metzler Physik. 4. Aufl. Braunschweig: Bildungshaus Schulbuchverlage, 2007. ISBN: 978-3-507-10710-6.
- [6] Dieter Geschke. Physikalisches Praktikum. Mit multimedialen Ergänzungen. 12. Aufl. Stuttgart/Leipzig/Wiesbaden: Teubner, 2001. ISBN: 978-3-519-10206-9. DOI: <https://doi.org/10.1007/978-3-8351-9081-8>.