

Nr. 704

Absorption von β - und γ -Strahlung

Sara Krieg
sara.krieg@udo.edu

Marek Karzel
marek.karzel@udo.edu

Durchführung: 07.06.2019

Abgabe: 07.06.2019

TU Dortmund – Fakultät Physik

Inhaltsverzeichnis

| | | |
|----------|--|-----------|
| 1 | Theorie | 3 |
| 1.1 | γ -Strahlung | 4 |
| 1.2 | β -Strahlung | 6 |
| 2 | Durchführung | 8 |
| 3 | Auswertung | 10 |
| 3.1 | Nullmessung | 10 |
| 3.2 | Absorptionskoeffizient der γ -Strahlung | 10 |
| 3.2.1 | Berechnung des Absorptionskoeffizienten μ_{Compton} | 13 |
| 3.3 | β -Strahlung | 14 |
| 4 | Diskussion | 16 |
| 5 | Literaturverzeichnis | 17 |

1 Theorie

Ziel des Versuches ist es, durch Absorptionskurven von β - und γ -Strahlung die Maximalenergie des Strahlers bzw. die Absorptionskoeffizienten von verschiedenen Materialien zu bestimmen.

Trifft energetische Strahlung auf Materie, finden dabei Wechselwirkungen statt, die von der Art der Strahlung und deren Energie abhängen und letztendlich zu einer Intensitätsabnahme führen. Im Folgenden wird die Materieschicht als Absorber bezeichnet. Diese Abnahme der Intensität steigt dabei mit Anzahl der Wechselwirkungen. Ein Maß für die Häufigkeit der Wechselwirkungen stellt der Wirkungsquerschnitt σ dar. Er stellt eine fiktive Fläche dar, die ein Partikel des Absorbers haben müsste, damit jedes Teilchen, das diese Fläche trifft, eine Wechselwirkung verursacht. σ beschreibt demnach eine Wahrscheinlichkeit dafür, dass eine Wechselwirkung zwischen Absorber und Teilchen stattfindet.

Für einen idealen Absorber der Dicke D , des Querschnitts F und der Teilchendichte n pro Volumeneinheit, gibt

$$W = \frac{nFD\sigma}{F} = nD\sigma$$

die beschriebene Wahrscheinlichkeit an. Die Wechselwirkung pro Zeiteinheit ist damit durch

$$N = N_0 n D$$

gegeben. N_0 beschreibt dabei die Anzahl der Teilchen, die pro Zeiteinheit auf die Fläche F treffen. Wird ein realer Absorber betrachtet, gilt das exponentielle Absorptionsgesetz

$$N(D) = N_0 \exp(-n\sigma D),$$

welches gültig ist, falls das Teilchen höchstens eine Wechselwirkung mit dem Absorber erfährt. Dabei ist der sogenannte Absorptionskoeffizient μ durch

$$\mu = n\sigma$$

gegeben. Außerdem kann die Materieschichtdicke untersucht werden, bei der die Hälfte der ursprünglichen Intensität übrig ist. Für diese gilt

$$D_{\frac{1}{2}} = \frac{\ln(2)}{\mu}.$$

Unter der Annahme, dass die Elektronen des Absorbers die Zentren der Wechselwirkungen sind, kann auch die Anzahl der Teilchen, die sich im Absorber befinden mit der Gleichung

$$n = \frac{zN_A}{V_{\text{Mol}}} = \frac{zN_A\rho}{M}$$

bestimmt werden. z ist hier die Ordnungszahl, N_A die Avogadrokonstante, V_{Mol} das Molvolumen und M das Molekulargewicht. ρ beschreibt die Dichte des Absorbermaterials. Dadurch ergibt sich σ zu

$$\sigma = \frac{\mu}{n} = \frac{\mu M}{z N_A \rho}.$$

1.1 γ -Strahlung

Atomkerne besitzen diskrete Energieniveaus, daher wird beim Übergang eines Atomkerns von einem angeregten in einen energetisch niedriger liegenden Zustand Energie frei, die in Form von γ -Quanten abgegeben wird. Es entsteht dadurch ein diskretes Linienspektrum. Die Energie, die das γ -Quant dann besitzt, lässt sich anschaulich durch die Formel

$$E = E_1 - E_2$$

beschreiben. Die Energien E_1 und E_2 beschreiben dabei die Energien der jeweiligen Kernzustände. Die aus Photonen bestehende Strahlung bewegt sich mit Lichtgeschwindigkeit c fort und weist daher alle typischen Eigenschaften einer elektromagnetischen Welle auf, wie zum Beispiel Interferenzerscheinungen.

Bei Wechselwirkung von γ -Strahlung mit Materie treten verschiedene Prozesse auf. Diese sind in Abbildung 1 tabellarisch zusammengetragen.

| 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: Tabelle zum Zusammenhang der Wechselwirkungen von γ -Quanten mit Materie [1].

Für diesen Versuch entscheidend sind der innere Photoeffekt, der Compton-Effekt und die Paarerzeugung, da diese hauptsächlich bei Energien von 10 keV bis 10 MeV auftreten.

Beim inneren Photoeffekt findet ein Annihilationsprozess statt, d.h. dass γ -Quant wird bei der Wechselwirkung mit einem Hüllenelektron vernichtet. Dabei löst es dieses aus seiner Bindung und überträgt ihm seine gesamte Energie. Dafür muss zunächst die Bindungsenergie des Elektrons überwunden werden. Demnach gibt es eine untere Energiegrenze für das Photon, ab der der Photoeffekt überhaupt erst auftreten kann. Die kinetische Energie des freigewordenen Elektrons E_e ist dann durch

$$E_e = h\nu - E_B$$

gegeben. Das Produkt $h\nu$ ist dabei die Photonenergie und E_B die Bindungsenergie des Elektrons. Der Photoeffekt ist dabei schon ab mittleren Quantenenergien vernachlässigbar. Beim Compton-Effekt wird das Photon an einem freien Elektron gestreut. Dadurch erfährt das γ -Quant eine Energie- und Richtungsänderung, es gibt dabei aber niemals seine gesamte Energie ab. Nach dem Streuprozess ist der γ -Strahl nicht mehr gebündelt und verliert so an Intensität. In Abbildung 2 findet sich eine anschauliche Skizze zu diesem Prozess.

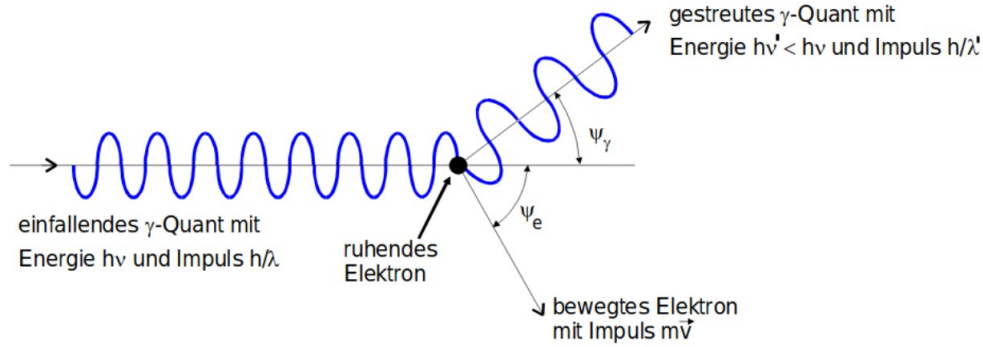


Abbildung 2: Schematische Darstellung des Compton-Effekts [1].

Der Wirkungsquerschnitt des Compton-Effekts σ_{com} wurde von Klein und Nishina bestimmt und ist durch

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

gegeben. ϵ gibt dabei das Verhältnis zwischen Quantenenergie E und der Ruheenergie des Elektrons

$$\epsilon = \frac{E}{m_0 c^2}$$

an. r_e bezeichnet außerdem den klassischen Elektronenradius $r_e = 2.82 \cdot 10^{-15} \text{ m}$ [1]. Für den Compton-Absorptionskoeffizienten μ_{Compton} folgt dann

$$\mu = n \cdot \sigma = \frac{Z N_A \rho}{M} \cdot \sigma_{\text{Compton}} . \quad (1)$$

Die Paarerzeugung tritt dann auf, wenn die Energie der Photonen mehr als doppelt so groß ist, als die Ruhemasse des Elektrons (1.02 MeV). Das γ -Quant wird dabei annihiliert und es entstehen ein Elektron und ein Positron. Da Impulserhaltung gelten muss, wird der überschüssige Impuls an die Atomkerne des Absorbermaterials oder einen anderen Stoßpartner abgegeben. In Abbildung 3 sind die Kurvenverläufe der Absorptionskoeffizient getrennt nach den verschiedenen Wechselwirkungen in Abhängigkeit zu der Energie am

Beispiel von Germanium aufgetragen. Die Totalkurve fügt die Absorptionskoeffizient der einzelnen Wechselwirkungen zusammen.

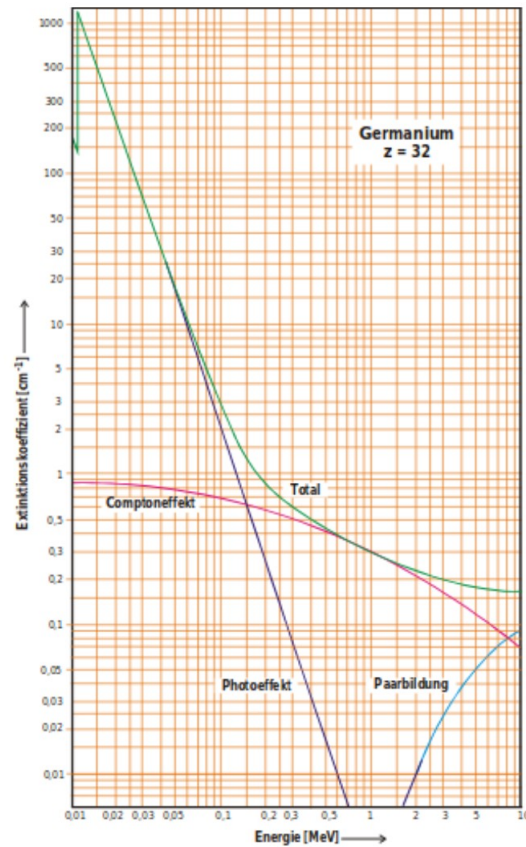


Abbildung 3: Beispielhafte Kurvenverläufe der Absorptionskoeffizient in Abhängigkeit von der Energie (Germaniumquelle)[1].

1.2 β -Strahlung

Bei β -Strahlung handelt es sich um schnelle Elektronen positiver oder negativer Ladung. Sie entstehen beim Zerfall von instabilen Atomkernen nach der Gleichung

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

Entweder es wird aus einem Neutron ein Proton, ein Elektron und ein Antineutrino erzeugt, oder aus einem Proton ein Neutron, ein Elektron und ein Neutrino. Wir betrachten im Folgenden den ersten Prozess. Die Energie, die bei diesem Prozess frei wird verteilt sich statistisch auf das Neutrino und das Elektron. Dies hat zur Folge, dass β -Strahlung ein kontinuierliches Spektrum, statt einem Linienspektrum besitzt. Die maximale Energie, die das Elektron bei diesem Prozess erhalten kann, ist die gesamte Energie, die bei dem

Zerfall frei wird.

β -Strahlung erfährt eine Vielzahl von Wechselwirkung, wenn sie eine Materieschicht durchdringt. Dies liegt hauptsächlich an der Ladung und der geringen Masse der β -Teilchen. Es treten drei wichtige Effekte auf: Die Rutherford-Streuung, inelastische Streuung am Atomkern und eine solche an den Elektronen des Absorbermaterials.

Bei der Rutherford-Streuung treten elastische Streuungen an Atomkernen des Absorbermaterials auf. Hierbei werden die Elektronen im Coulombfeld der Atomkerne im Absorber in verschiedene Richtungen abgelenkt, was eine Intensitätsabnahme des β -Strahls zur Folge hat. Außerdem wird die Bahn der β -Teilchen verlängert, sodass sie größer als ihre Reichweite wird. Ergebnis ist eine höhere Wahrscheinlichkeit weiterer Stoßprozesse. Bei dieser Streuung wird die Richtung der β -Teilchen zwar stark beeinflusst, die Energieabnahme ist allerdings relativ gering.

Die inelastische Streuung an Atomkernen des Absorbermaterials erfolgt durch eine Beschleunigung der Elektronen im Coulombfeld des Atomkerns. Dabei tritt Bremsstrahlung auf, da sie Energie in Form von elektromagnetischer Strahlung abgeben und somit gebremst werden. Der Wirkungsquerschnitt dieses Prozesses ist durch

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

gegeben. Die Konstante α steht für die Sommerfeldsche Feinstrukturkonstante.

Der letzte hier zu nennende Effekt resultiert aus einer inelastischen Streuung der β -Teilchen an den Elektronen im Absorbermaterial. Dabei ionisieren sie das Material und regen es an. Da die Strahlung dafür nur einen kleinen Teil ihrer Energie aufwenden muss, ist ein einzelnes Teilchen dazu fähig, viele Absorberatome zu ionisieren und anzuregen. Der Energieverlust pro Absorberschichtdicke wird durch

$$\frac{dE}{dx} \approx \frac{2\pi r_e^2}{E} \frac{N_A \rho}{M} z \ln \left(\frac{E}{I} \right)$$

dargestellt.

Für die Absorptionskurve des natürlichen β -Strahlers gilt analog zur Absorptionskurve von γ -Strahlung ein exponentieller Abfall. Für Schichtdicken, die etwa der maximalen Reichweite entsprechen, gilt das exponentielle Absorptionsgesetz nicht mehr. Im Bereich hinter der maximalen Reichweite wird die gemessene Strahlung nicht mehr durch β -Strahlung hervorgerufen, sondern nur noch durch Bremsstrahlung oder kosmische Hintergrundstrahlung. In Abbildung 4 ist eine Absorptionskurve eines β -Strahlers dargestellt.

Aufgetragen ist die logarithmierte Strahlungsintensität gegen die Massenbelegung R des Absorbers. Diese Größe wird durch

$$R = \rho D$$

bestimmt. Die im gesamten Zerfall freiwerdende Energie wird als E_{max} bezeichnet. Aus der maximalen Massenbelegung R_{max} kann E_{max} durch folgende empirisch bestimmte

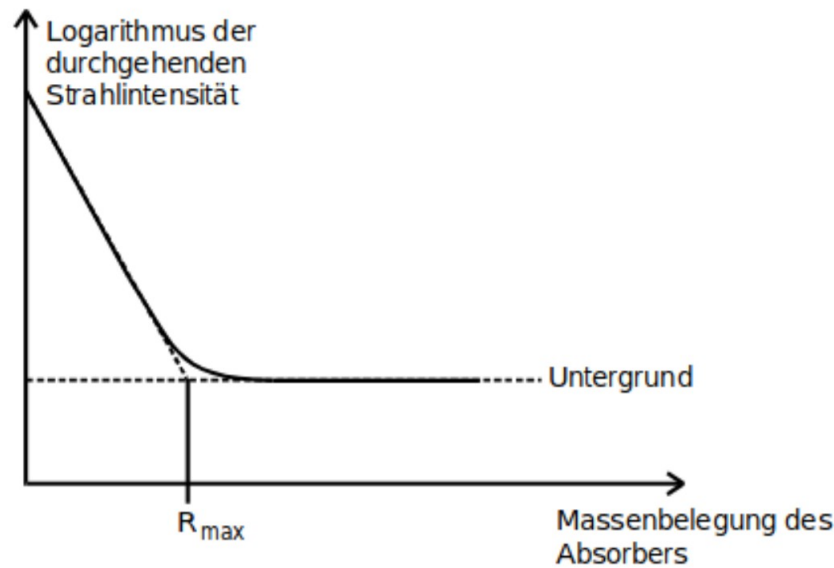


Abbildung 4: Typische Absorptionskurve eines β -Strahlers [1].

Beziehung errechnet werden

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

2 Durchführung

In Abbildung 5 findet sich eine schematische Darstellung der verwendeten Messapparatur. Zur Messung der Strahlintensität wird ein Geiger-Müller-Zählrohr verwendet. Mit Hilfe eines elektronischen Zählwerks kann die Messdauer variiert werden. Ebenfalls an diesem Gerät kann die gemessene Zählrate abgelesen werden. Der Aufbau zur Vermessung einer ^{137}Cs -Probe, welche γ -Strahlen aussendet, wird aus Sicherheitsgründen durch eine Bleiwand abgeschirmt. Der Aufbau zur Messung an dem β -Strahler ^{99}Tc wird durch Aluminium abgeschirmt. Bevor der eigentliche Versuch beginnt, wird eine Nullmessung zur Bestimmung des sogenannten Nulleffektes durchgeführt. Hierzu wird ohne eine Strahlungsquelle 900 s lang die Zählrate gemessen.

Für die Messung an dem γ -Strahler werden die Materialien Eisen und Blei als Absorber zwischen Strahlungsquelle und Detektor eingesetzt. Es wird je eine Messung der Zählrate, die Schichtdicke um circa 0.5 cm erhöht, und dann wieder eine Messung der Zählrate durchgeführt. Dadurch liegt nach 10 Messungen die Schichtdicke bei 5 cm. Die Messzeiten variieren in nahezu gleichmäßigen Abständen von 40 s bis 500 s.

Für den Versuchsteil mit der Messung an dem β -Strahler, werden 11 verschiedene Aluminiumplatten verschiedener Dicken zur Messung verwendet. Die Messzeiten betragen

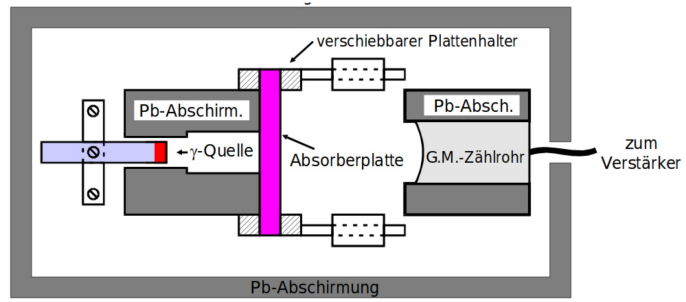


Abbildung 5: Schematischer Aufbau der Apperatur zur Vermessung von γ -Strahlung [1].

hier zwischen 100 s bis 500 s.

3 Auswertung

3.1 Nullmessung

Wie zuvor erwähnt, muss zur Auswertung der zwei folgenden Versuchsteile der Nulleffekt berücksichtigt werden. Die gemessene Zeit t_0 , sowie die Zählrate N_0 und die Aktivität A_0 sind für die beiden Versuchsteile in Tabelle 1 eingetragen. Der berechnete Fehler der Zählrate ergibt sich gemäß der Poisson-Verteilung. Dementsprechend wird der Fehler der Aktivität mittels der Gauß'schen Fehlerfortpflanzung bestimmt.

Diese Berechnung wurden mittels Python 3.6 durchgeführt. Außerdem werden die zusätzlichen integrierten Funktionen von den Paketen numpy, math, matplotlib und scipy verwendet. Bei allen weiteren Berechnungen und graphischen Darstellungen wird von diesen Gebrauch gemacht.

Tabelle 1: Messung der Nulleffekte.

| Messung | t_0 / s | N_0 | A_0 / 1/s |
|---------------------|-----------|--------------|-----------------|
| γ -Strahlung | 900 | 973 ± 31 | 1.08 ± 0.04 |
| β -Strahlung | 900 | 551 ± 23 | 0.61 ± 0.03 |

3.2 Absorptionskoeffizient der γ -Strahlung

In diesem Versuchsteil wird der Absorptionskoeffizienten bei der verwendeten γ -Strahlung für die Stoffe Eisen Fe und Blei Pb ermittelt. In Tabelle 7 sind die Messwerte zur Bestimmung des Absorptionskoeffizient von Blei aufgeführt.

Tabelle 2: Messwerte zur Bestimmung des Absorptionskoeffizienten μ_{Pb} und der Größe $N(0)$ von Blei.

| d / m | t / s | N | $\frac{N}{t}$ / $\frac{1}{s}$ |
|---------|---------|------------------|-------------------------------|
| 0.005 | 60 | 5016 ± 70.82 | 82.52 ± 1.18 |
| 0.010 | 120 | 5760 ± 75.90 | 46.92 ± 0.63 |
| 0.015 | 180 | 4680 ± 68.41 | 24.92 ± 0.38 |
| 0.020 | 240 | 3907 ± 62.51 | 15.20 ± 0.26 |
| 0.025 | 300 | 3121 ± 55.87 | 9.32 ± 0.19 |
| 0.030 | 360 | 2415 ± 49.14 | 5.63 ± 0.14 |
| 0.035 | 420 | 1730 ± 41.59 | 3.04 ± 0.10 |
| 0.040 | 480 | 1428 ± 37.79 | 1.89 ± 0.09 |
| 0.045 | 540 | 1270 ± 35.64 | 1.27 ± 0.07 |
| 0.050 | 600 | 971 ± 31.16 | 0.54 ± 0.06 |

Diese Messwerte der Zählrate pro Zeiteinheit $\frac{N}{t}$ sind in Abbildung 6 halblogarithmisch gegen die Dicke d des Absorbermaterials ausgetragen. Die Korrektur die sich aus der

Nullmessung ergibt, ist als Fehlerbalken an den einzelnen Messwerten dargestellt. Mit einer linearen Ausgleichsrechnung ergeben sich die Parameter

$$a = -107.6 \pm 2.3 \frac{1}{\text{m}}$$

$$b = 4.912 \pm 0.072 \frac{1}{\text{s}}$$

wobei a den Absorptionskoeffizienten von Blei μ_{Pb} und b die Größe $N(0)$ als Anzahl der eintreffenden Teilchen pro Zeiteinheit ohne Absorber darstellt.

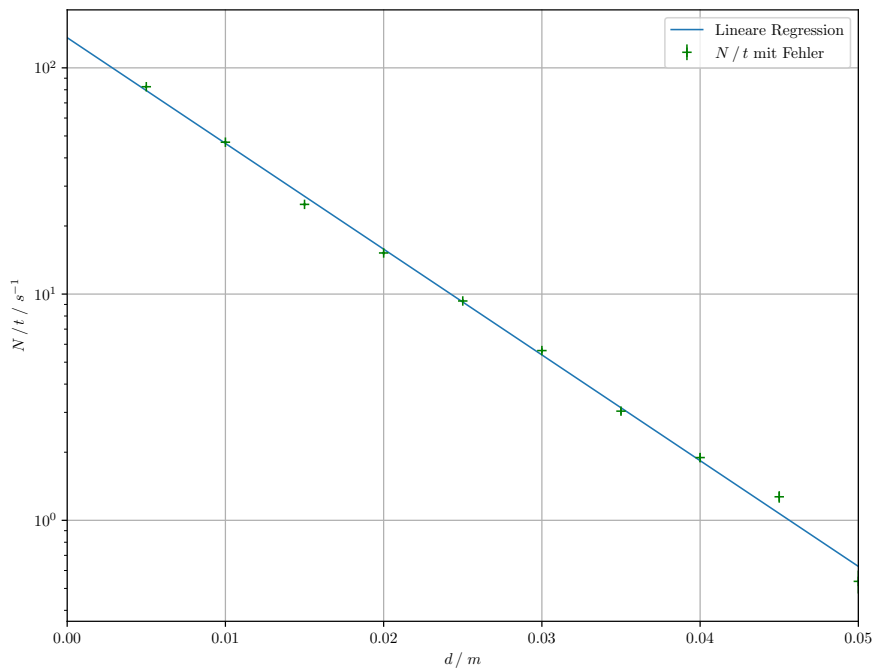


Abbildung 6: Lineare Ausgleichsrechnung zur Bestimmung des Absorptionskoeffizienten μ_{Pb} und der Größe $N(0)$ von Blei. Dargestellt ist die Zählrate N pro Zeiteinheit t in Abhängigkeit von der Dicke d .

Die Bestimmung des Absorptionskoeffizienten von Eisen μ_{Fe} erfolgt analog. Die Messwerte dieser Messung sind in Tabelle 3 dargestellt.

Tabelle 3: Messwerte zur Bestimmung des Absorptionskoeffizienten μ_{Fe} und der Größe $N(0)$ von Eisen.

| d/m | t/s | N | $\frac{N}{t} / \frac{1}{\text{s}}$ |
|--------------|--------------|------------------|------------------------------------|
| 0.005 | 60 | 6853 ± 82.78 | 113.14 ± 1.38 |
| 0.010 | 90 | 8167 ± 90.37 | 89.66 ± 1.00 |
| 0.015 | 120 | 8208 ± 90.60 | 67.32 ± 0.76 |
| 0.020 | 150 | 8078 ± 89.88 | 52.77 ± 0.60 |
| 0.025 | 170 | 8142 ± 90.23 | 46.81 ± 0.53 |
| 0.030 | 190 | 6997 ± 83.65 | 35.75 ± 0.44 |
| 0.035 | 210 | 6030 ± 77.65 | 27.63 ± 0.37 |
| 0.040 | 240 | 5674 ± 75.33 | 22.56 ± 0.32 |
| 0.045 | 270 | 5028 ± 70.91 | 17.54 ± 0.26 |
| 0.050 | 300 | 4661 ± 68.27 | 14.46 ± 0.23 |

Aus der linearen Ausgleichsrechnung in Abbildung 7 ergeben sich so die Parameter

$$\begin{aligned}
 a &= -45.6 \pm 0.9 \frac{1}{\text{m}} \\
 b &= 4.933 \pm 0.027 \frac{1}{\text{s}} \quad .
 \end{aligned}$$

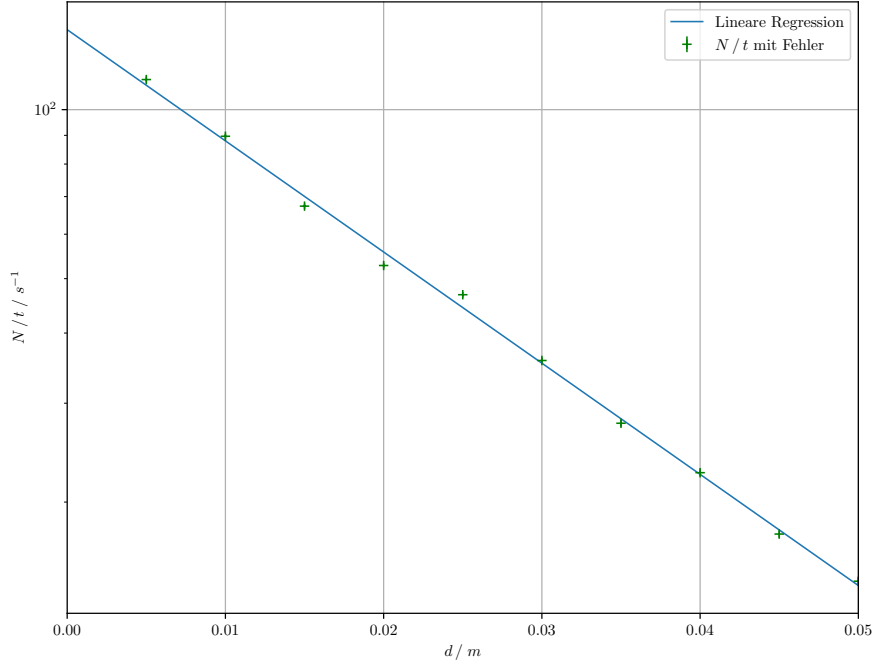


Abbildung 7: Lineare Ausgleichsrechnung zur Bestimmung des Absorptionskoeffizienten μ_{Fe} und der Größe $N(0)$ von Eisen. Dargestellt ist die Zählrate N pro Zeiteinheit t in Abhängigkeit von der Dicke d .

3.2.1 Berechnung des Absorptionskoeffizienten μ_{Compton}

Als Vergleichswert für die experimentell ermittelten Werte der Absorptionskoeffizienten von Blei und Eisen wird aus Formel (1) der Compton-Absorptionskoeffizient μ_{Compton} bestimmt. Dazu muss der Wirkungsquerschnitt der Compton-Streuung σ_{Compton} für ^{137}Cs bekannt sein, der sich aus Formel (1.1) und dem Energieverhältnis $\varepsilon = 1.295$ berechnet, sodass folgt

$$\sigma_{\text{Compton}} = 2.566 \cdot 10^{-29} \text{ m}^2 \quad .$$

Mit den stoffspezifischen Werten in Tabelle 4 ergibt sich so für den Absorptionskoeffizienten μ_{Compton}

$$\begin{aligned} \mu_{\text{Compton, Pb}} &= 69.351 \frac{1}{\text{m}} \\ \mu_{\text{Compton, Fe}} &= 56.640 \frac{1}{\text{m}} \quad . \end{aligned}$$

Tabelle 4: Stoffspezifische Werte zur Berechnung des Absorptionskoeffizienten μ_{Compton} [2] [3].

| | Z | $\rho / \text{kg m}^{-3}$ | $M / \text{kg mol}^{-1}$ |
|-------|-----|---------------------------|--------------------------|
| Blei | 82 | 11342 | 0.2072 |
| Eisen | 26 | 7874 | 0.0558 |

3.3 β -Strahlung

Ziel des Versuchsteils ist es die Maximalenergie aus der aufgenommenen β -Absorptionskurve zu bestimmen. Die gemessene Zählrate N , die gemessene Zeit t und die Dicke d der Aluminiumplatte sind in Tabelle 5 aufgetragen.

Tabelle 5: Gemessene Werte für die Aluminiumplatten.

| $d / \mu\text{m}$ | t / s | N |
|-------------------|----------------|-------|
| 482 | 1100 | 774 |
| 444 | 1000 | 683 |
| 400 | 900 | 642 |
| 338 | 800 | 494 |
| 302 | 700 | 505 |
| 253 | 600 | 501 |
| 200 | 500 | 794 |
| 160 | 400 | 1704 |
| 153 | 300 | 2037 |
| 125 | 200 | 1439 |
| 100 | 100 | 2747 |
| 0 | 50 | 22220 |

Im Folgenden wird für alle Berechnungen für die Zählrate N der Poisson-Fehler angenommen. Werden die Werte aus Tabelle 5 in den Zusammenhang

$$N = \frac{N}{t} - \underbrace{\frac{N_0}{t_0}}_{A_0}$$

eingesetzt, ergeben sich dabei die Werte in Tabelle 6 für die Aktivität.

Bei der Subtraktion können dabei auch negative Werte auftreten. Diese werden zum Betrag genommen, da der Logarithmus nicht für negative Werte definiert ist. In Abbildung 8 werden die Aktivitäten halblogarithmisch gegen die Dicke d aufgetragen.

Um R_{max} aus der Abbildung 8 zu bestimmen werden zwei lineare Regressionen der Messwerte gefittet. Die eine Kurve liegt oberhalb und die andere Kurve unterhalb von R_{max} . Die Geradengleichungen seien dabei $f(x) = ax + b$ und $g(x) = cx + d$.

Mittels Python werden die Messwerte linear gefittet und sie ergeben sich zu

Tabelle 6: Errechnete Werte für Aktivität A für das Material Aluminium.

| $d / \mu\text{m}$ | $A_{\text{Al}} / 1/\text{s}$ |
|-------------------|------------------------------|
| 482 | 0.091 ± 0.036 |
| 444 | 0.071 ± 0.036 |
| 400 | 0.101 ± 0.038 |
| 338 | 0.005 ± 0.038 |
| 302 | 0.109 ± 0.041 |
| 253 | 0.223 ± 0.045 |
| 200 | 0.976 ± 0.062 |
| 160 | 3.648 ± 0.106 |
| 153 | 6.178 ± 0.152 |
| 125 | 6.583 ± 0.202 |
| 100 | 26.858 ± 0.521 |
| 0 | 443.790 ± 2.980 |

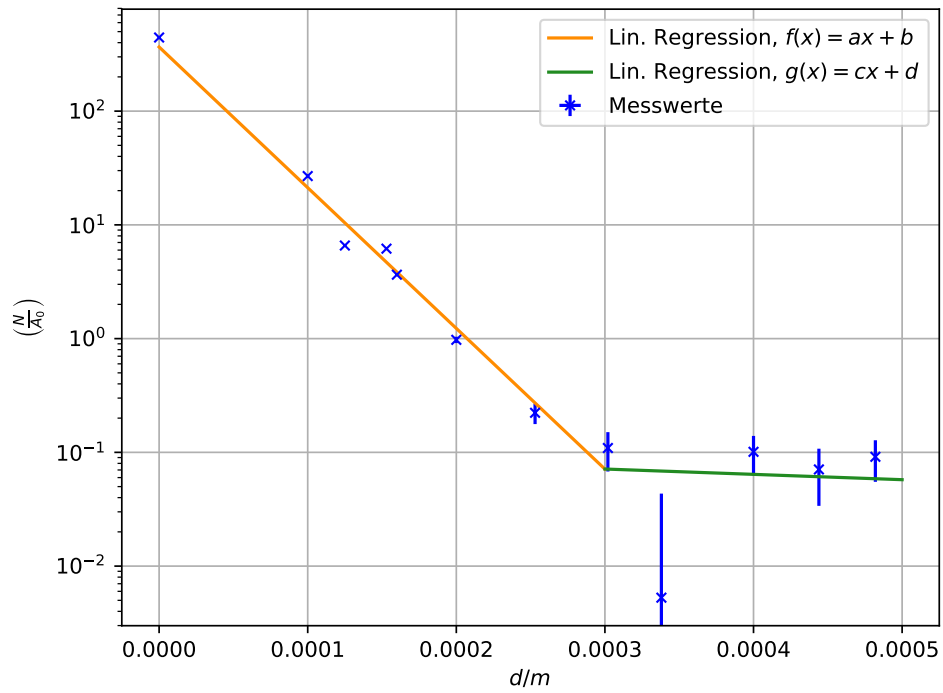


Abbildung 8: Lineare Regression der Messwerte zur Bestimmung von R_{max} .

$$\begin{aligned}
a &= (-28.48 \pm 8.71) \cdot 10^3 \frac{1}{\text{m}}, & c &= (-1.08 \pm 7.39) \cdot 10^3 \frac{1}{\text{m}}, \\
b &= (5.91 \pm 1.12) \frac{1}{\text{s}}, & d &= -2.32 \frac{1}{\text{s}}.
\end{aligned}$$

R_{max} wird gemäß

$$R_{\text{max}} = \frac{d - b}{a - c}$$

bestimmt, wobei dieser Wert mit der Dichte von Aluminium multipliziert werden muss. Damit beträgt der experimentell gemessene Werte für R_{max} :

$$R_{\text{max}} = (0.8 \pm 0.5) \text{ kg/m}^2.$$

Die daraus resultierende Maximalenergie ergibt sich nach Formel (1.2) zu

$$E_{\text{max}} = (0.33 \pm 0.11) \text{ MeV}.$$

Zu Beachten ist die richtige Umrechnung der Massenbelegung in g/cm^2 .

4 Diskussion

Zur besseren Übersicht der Ergebnisse sind die experimentell und theoretisch bestimmten Werte der Absorptionskoeffizienten mit der jeweiligen Abweichung in Tabelle 7 dargestellt.

Tabelle 7: Experimentell und theoretisch bestimmte Werte der Absorptionskoeffizienten von Blei und Eisen.

| | $\mu_{\text{Experiment}} / \text{m}^{-1}$ | $\mu_{\text{Compton}} / \text{m}^{-1}$ | Abweichung / % |
|-------|---|--|----------------|
| Blei | 107.635 ± 2.317 | 69.351 | 55.20 |
| Eisen | 45.594 ± 0.873 | 56.640 | 21.27 |

Die Werte des experimentell bestimmten Absorptionskoeffizienten von Blei und Eisen weichen deutlich von den berechneten Werten der Absorptionskoeffizienten μ_{Compton} ab. Da dieser in beiden Fällen unterhalb des experimentell bestimmten Wertes liegt, ist zu schlussfolgern, dass bei dieser Messung der Photoeffekt der dominierende Absorptionsmechanismus ist. Dies ist daran erkennen, dass der Wirkungsquerschnitt mit z^5 geht. Da z bei Blei und Eisen sehr groß ist, erscheint es plausibel, dass der Photoeffekt hier der dominierende Mechanismus ist. Messfehler können jedoch durch das verwendete Absorbermaterial entstanden sein, welches möglicherweise nicht überall die gleiche Dicke aufweist.

Bei der *beta*-Strahlung tritt der Nulleffekt besonders bei niedrigen Zählraten aus, deswegen ist dieser genau auszumessen. Auch hier kann durch längeres Messen der Fehler verringert werden. Es ist anzumerken, dass die Schichtdicke soweit angepasst werden soll, dass die Zählrate annähernd gleich bleibt, bis auf statistische Schwankungen.

5 Literaturverzeichnis

[1]: TU Dortmund. *Versuchsanleitung zu Versuch 704: Absorption von Beta- und Gammastrahlung.*

[1]: Wikipedia. *Blei*. <https://de.wikipedia.org/wiki/Blei>

[1]: Wikipedia. *Eisen*. <https://de.wikipedia.org/wiki/Eisen>