

V704

Absorption von Beta- & Gamma-Strahlung

Jonas Osterholz

Moritz Rempe

Durchführung: 07.05.2019

Abgabe: 14.05.2019

TU Dortmund – Fakultät Physik

Inhaltsverzeichnis

1	Zielsetzung	3
2	Theorie	3
2.1	Wirkungsquerschnitt & Absorptionsgesetz	3
2.2	Gamma-Strahlung	3
2.3	Beta-Strahlung	5
3	Aufbau & Durchführung	7
3.1	Messung der Gamma-Absorptionskurve	8
3.2	Messung der Beta-Absorptionskurve	8
4	Auswertung	8
4.1	Gamma-Strahlung	8
4.1.1	Absorption von Zink	8
4.1.2	Absorption von Blei	10
4.2	Beta-Strahlung	11
5	Diskussion	13
5.1	Gamma-Strahlung	13
5.2	Beta-Strahlung	14
6	Literatur	14

1 Zielsetzung

In dem folgenden Versuch sollen die Absorptionskurven von β - und γ -Strahlung und damit das exponentielle Absorptionsgesetz verifiziert werden. Des Weiteren soll der Wirkungsquerschnitt und die Maximalenergie bestimmt werden.

2 Theorie

2.1 Wirkungsquerschnitt & Absorptionsgesetz

Trifft ein Teilchenstrahl auf Materie, so kommt es durch Wechselwirkungen zu Intensitätsabnahme der Strahlung. Um die Wahrscheinlichkeit für diese Wechselwirkungen zu beschreiben, wird der Wirkungsquerschnitt σ eingeführt. Für eine Reaktion mit einem einfallenden Teilchen wird sie berechnet anhand:

$$W = nD\sigma$$

n ist hierbei die Anzahl der Materieteilchen und D die Dicke des Absorbers, also der Materieschicht. Treffen nun N_0 Teilchen auf eine Fläche, so kommt es zu

$$N = N_0 n D \sigma$$

Wechselwirkung. Über Integration lässt sich nun das Absorptionsgesetz bestimmen

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

Die Anzahl der am Ende übrig bleibenden Teilchen N ist dabei abhängig von der Dicke D . Dieses exponentielle Absorptionsgesetz ist jedoch nur dann streng gültig, wenn jedes der einfallenden Teilchen nur eine Reaktion mit dem Material hervorruft. Der Absorptionskoeffizient wird bezeichnet als μ und ist

$$\mu = n \cdot \sigma.$$

Ist μ durch Absorptionsmessungen bestimmt, so kann der Wirkungsquerschnitt σ mithilfe der Gleichung

$$\sigma = \frac{\mu}{n} = \frac{\mu M}{z N_L \rho} \quad (2)$$

bestimmt werden. M ist das Molekulargewicht, N_L die Loschmidtsche Zahl und z die entsprechende Ordnungszahl. Hierbei handelt es sich jedoch nur um eine Annäherung des Wirkungsquerschnitts an die Realität.

2.2 Gamma-Strahlung

Wechselt ein Atomkern sein Energieniveau E_n , so kommt es zu der Aussendung eines γ -Quants. Die Energie dieses freiwerdenden Gammaquants ergibt sich nach

$$E_\gamma = E_1 - E_2.$$

E_1 und E_2 sind dabei die Energieniveaus 1 und 2 der Kernezustände. Die Quanten haben ein diskretes Linienspektrum, da auch die Energieniveaus diskrete Zustände annehmen. Da sie sich mit Lichtgeschwindigkeit ausbreiten, besitzen sie keine Ruhemasse. Zudem kommt es bei Wechselwirkung mit Materie zu Interferenzen. Unterschiedliche Effekte treten auf, je nachdem womit diese γ -Quanten wechselwirken (siehe Abb. 1).

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 1: Verschiedene Wechselwirkungsprozesse von γ -Quanten mit Materie.

Die für uns bedeutendsten Effekte sind der Photo- und Compton-Effekt, sowie die Paarbildung. Der Photoeffekt ist zu beobachten, wenn ein γ -Quant mit einem Hüllenelektron wechselwirkt. Das γ -Quant gibt seine Energie vollständig an das Elektron ab und entfernt es somit aus seiner Bindung. Beim Auffüllen der Schale wird Röntgenstrahlung freigesetzt. Beim Compton-Effekt wird das γ -Quant an einem freien Elektron gestreut, anschaulich in Abbildung 2 dargestellt.

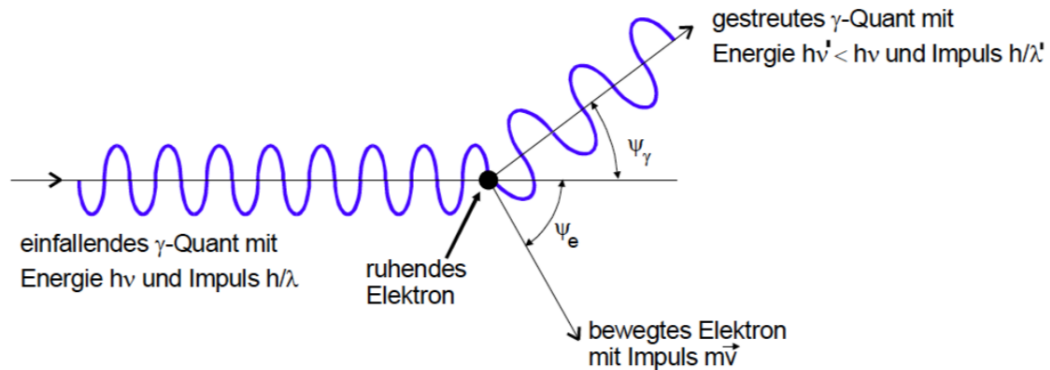


Abbildung 2: Darstellung des Compton-Effekts.

Somit kommt es zu einer Richtungs- und Energieänderung. Das Quant gibt jedoch nie seine komplette Energie an das Elektron ab. Trotzdem kommt es zu einer Abnahme der Intensität. Hierzu lässt sich der Wirkungsquerschnitt der Compton Streuung herleiten:

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

r_e ist dabei den klassischen Elektronenradius ($r_e = 2,82 \cdot 10^{-15} \text{m}$) und ϵ das Verhältnis

von Quantenenergie zur Ruheenergie des Elektrons. Daraus ergibt sich der Absorptionskoeffizient μ

$$\mu_{\text{Com}} = n\sigma_{\text{Com}}(\varepsilon) = \frac{zN_L\rho}{M}\sigma_{\text{Com}}(\varepsilon). \quad (4)$$

Paarbildung tritt auf, wenn die Energie des γ -Quants mindestens doppelt so groß wie die Ruhemasse des Elektrons ist. Nun wird das Quant vernichtet, wobei ein Elektron und ein Positron entstehen.

Somit tritt der Photoeffekt bei niedrigen Energien ein, bei hohen Energien die Paarbildung. Der Compton-Effekt ist meist bei mittleren Energien zu beobachten, kann aber auch schon bei geringeren Energien auftreten. Als Beispiel ist in Abbildung 3 der Verlauf von μ in Abhängigkeit der Energie aufgetragen.

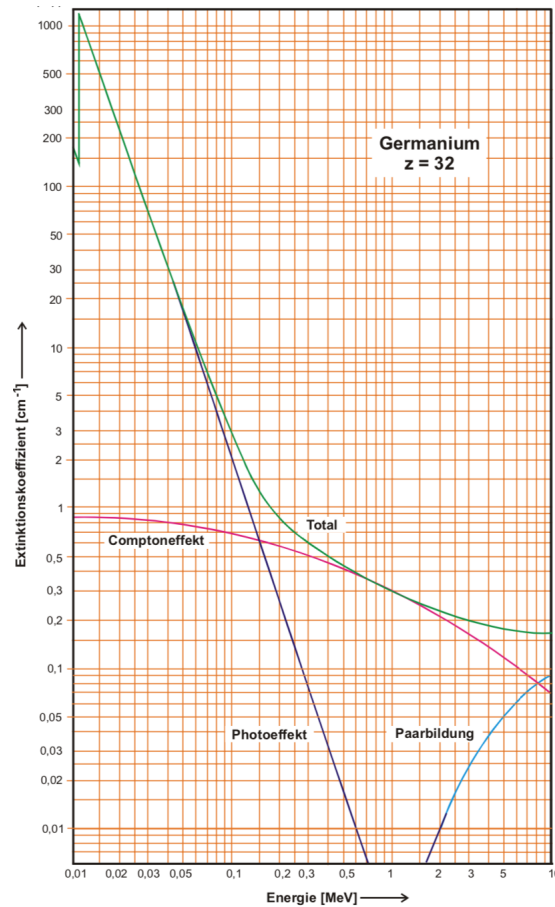
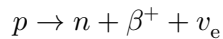
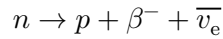


Abbildung 3: Absorptionskoeffizient von Germanium in Abhängigkeit der Energie.

2.3 Beta-Strahlung

β -Strahlung bezeichnet Elektronen oder Positronen, welche vom Atomkern emittiert werden und eine hohe kinetische Energie besitzen. Die Energie entsteht bei der Umwandlung

eines Protons oder Neutrons.



Außerdem werden dabei Neutrinos oder Antineutrinos ausgesandt. Dabei entsteht ein kontinuierliches Spektrum, da sich die Energie statistisch auf das Elektron und das Neutrino verteilt (Abb. 4).

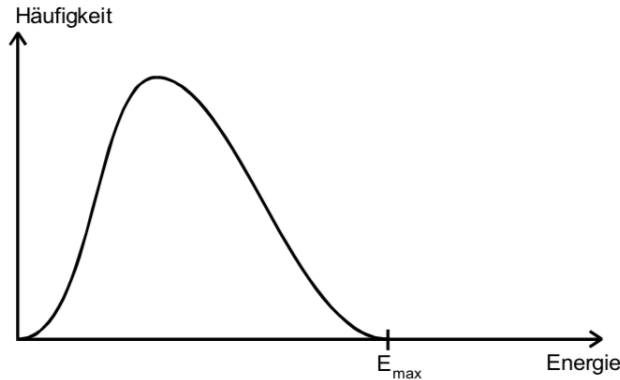


Abbildung 4: Emissionsspektrum eines β -Strahlers.

Im Vergleich zu γ -Strahlung, wechselwirkt β -Strahlung beim Durchgang durch Materie sehr häufig. Dies liegt an der geringen Masse der Teilchen.

Unter anderem tritt die elastische Streuung am Atomkern auf, auch Rutherford-Streuung genannt. Hierbei wird der Teilchenstrahl am Atomkern aufgeteilt und in verschiedene Richtungen gestreut, weshalb die Intensität jeweils abnimmt, es aber trotzdem nur zu einem geringen Energieverlust kommt. Auch werden die Bahnen der Elektronen deutlich länger.

Zudem kann es zu inelastischen Streuung am Atomkern kommen. Die β -Teilchen werden im Coulomb-Feld der Atome beschleunigt und geben dabei Energie ab, elektromagnetische Strahlung. Die Teilchen werden dabei wiederum abgebremst, weshalb diese Strahlung auch Bremsstrahlung genannt wird.

Als letzte wichtige Wechselwirkungsart ist die inelastische Streuung zu nennen. Hierbei kommt es zu Ionisation und Anregung des Absorbermaterials, genauer gesagt, den Atomen. Das β -Teilchen gibt dabei nur eine geringe Menge seiner Energie ab und kann somit viele Ionisationen hintereinander durchführen.

Auch β -Strahler haben einen exponentiellen Abfall an einem Absorbermaterial. Ab einem maximalen Abstand R_{\max} tritt die so genannte Untergrundstrahlung auf. Sie setzt sich aus Bremsstrahlung und Hintergrundstrahlung zusammen. Der typischen Intensitätsverlauf ist in Abbildung 5 abgebildet.

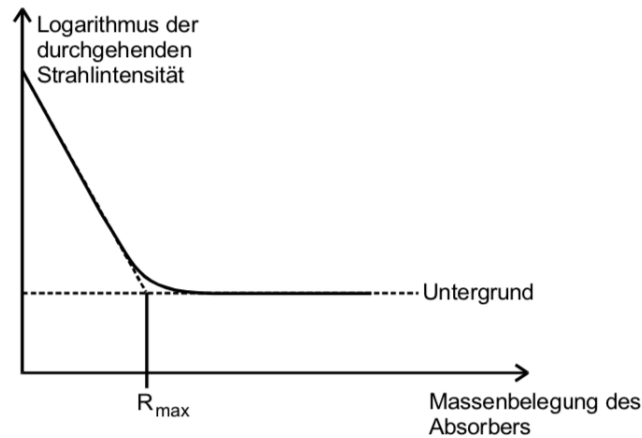


Abbildung 5: Intensitätsverlauf eines β -Strahlers.

Die Massenbelegung R lässt sich über die Schichtdicke D des Absorbermaterials bestimmen:

$$R = \rho D. \quad (5)$$

Und daraus kann nun die Energie der β -Teilchen bestimmt werden:

$$E_{\max} = 1,92 \cdot \sqrt{R_{\max}^2 + 0,22R_{\max}}. \quad (6)$$

3 Aufbau & Durchführung

Der schematische Aufbau ist in Abbildung 6 zu sehen.

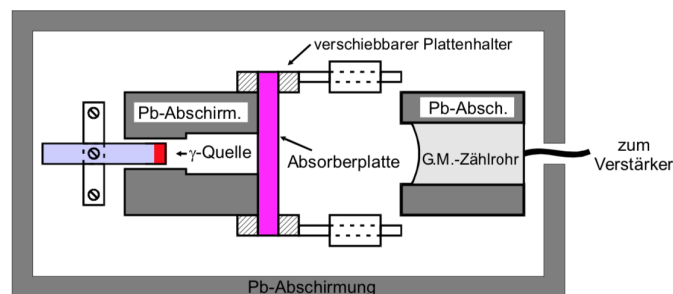


Abbildung 6: Schematischer Aufbau zur Messung von γ - und β -Strahlung.

Die Strahlung aus der γ - bzw. β -Quelle trifft auf eine variierbare Absorberplatte. Das dahinter liegende Geiger-Müller-Zählrohr detektiert die restliche, nicht abgeschirmte Strahlung.

Bei der Messung der β -Strahlung wird lediglich keine Blei-Abschirmung verwendet, da diese schlichtweg nicht benötigt wird. Um später die Hintergrundmessung von den Messwerten differenzieren zu können, wird über 900 s die Nullmessung durchgeführt. Dabei wird nur die Hintergrundstrahlung aufgenommen.

3.1 Messung der Gamma-Absorptionskurve

Nun wird die γ -Absorptionskurve von ^{137}Cs aufgenommen. Zwischen dem Zählrohr und der Probe werden verschiedene Abschirmungsmaterialien angebracht. Begonnen wird mit zehn Bleiplatten verschiedener Dicke, wobei die Messzeit für höhere Dicken auch erhöht wird. Der Fehler der Messwerte beträgt $\frac{\sqrt{N}}{N}$. Bei den Messreihen muss darauf geachtet werden, dass dieser statistische Fehler nicht über 3% steigt. Danach werden die Messungen für Zink als Absorbermaterial wiederholt.

3.2 Messung der Beta-Absorptionskurve

Im zweiten Versuchsteil wird die Absorptionskurve des β -Strahlers ^{99}Tc aufgenommen. Hierzu werden nacheinander zehn verschiedene Aluminiumplatten mit verschiedenen Dicken zwischen den Strahler und das Zählrohr geklemmt. Bei der geringsten Dichte wird eine Messdauer von 100 s gewählt. Bei jeder folgenden Messung wird die Messdauer um 100 s erhöht, bis die letzte Messung über eine Messzeit von 1000 s durchgeführt wird.

4 Auswertung

4.1 Gamma-Strahlung

Die bei der Untersuchung der γ -Strahlung gemessene Nullrate N_0 bzw. die gemessene Aktivität A_0 ergaben bei einer Messdauer von $t = 900\text{ s}$

$$N_0 = 10005 \pm 32 \quad \text{bzw.} \quad A_0 = (1,117 \pm 0,035) \frac{1}{\text{s}}.$$

Dabei wird bei der Zählrate von einem Fehler von $\Delta N = \sqrt{N}$ ausgegangen und über die Gaussche Fehlerfortpflanzung auch der Fehler für die Aktivität nach

$$\Delta A = \frac{1}{t} \cdot \sqrt{N} \quad (7)$$

bestimmt. Die Nullaktivität wird von den von den Messungen jeweils abgezogen. Als Strahler wird ^{137}Cs verwendet.

4.1.1 Absorption von Zink

Zunächst wird der Absorptionskoeffizient μ_{Zn} von Zink bestimmt. Dazu werden die Aktivität und die Schichtdicke aus Tabelle 1 in einem halblogarithmischen Diagramm gegeneinander aufgetragen.

Tabelle 1: Messung der Aktivitäten eines γ -Strahlers für eine Zinkabschirmung.

Dicke D [cm]	Messdauer t [s]	Zählrate N	Aktivität $A - A_0$ [$\frac{1}{s}$]
0.21	40	4942 ± 70.30	123.55 ± 1.78
0.42	70	8476 ± 92.07	121.09 ± 1.32
0.63	90	9243 ± 96.14	102.70 ± 1.07
0.84	100	9133 ± 95.57	91.33 ± 0.96
1.05	110	9156 ± 95.69	83.24 ± 0.87
1.26	120	8828 ± 93.96	73.57 ± 0.78
1.47	130	9192 ± 95.88	70.71 ± 0.74
1.68	140	8855 ± 94.10	63.25 ± 0.67
1.89	150	8606 ± 92.77	57.37 ± 0.62
2.10	160	8443 ± 91.89	52.77 ± 0.57

Die Messwerte sind in der Abbildung 7 dargestellt.

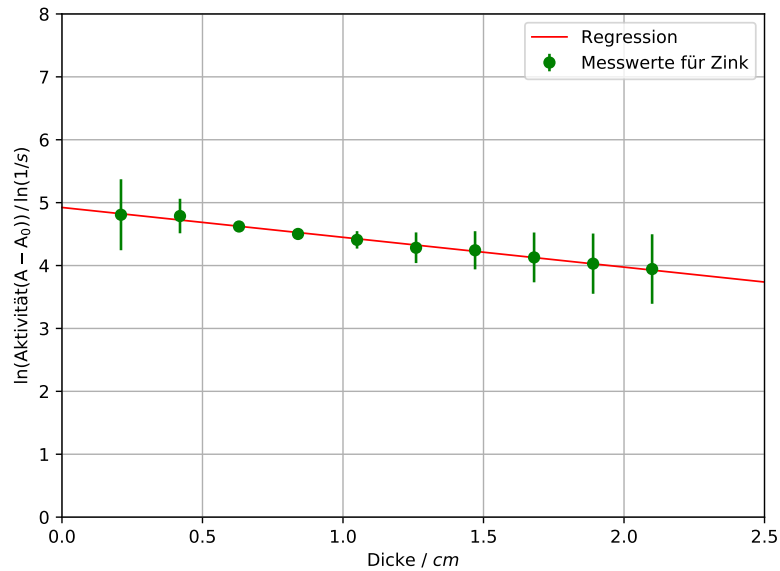


Abbildung 7: Aktivität gegen die Schichtdicke von Zink zur Bestimmung des Absorptionskoeffizienten aufgetragen.

Mittels linearer Regression nach

$$y = -A x + B \quad (8)$$

werden die beiden Parameter auf

$$A = (0,474 \pm 0,019) \frac{1}{\text{cm}} \quad \text{und} \quad B = (4,923 \pm 0,024) \ln \left(\frac{1}{s} \right) \quad (9)$$

bestimmt. Die Anfangsaktivität $A(0)$ lässt sich durch exponieren von B bestimmen. Der Absorptionskoeffizient lässt sich nach Umformung der Gleichung (3) und Berücksichtigung von Gleichung (4) als Steigung der Geraden

$$\ln(A) = \ln(A(0)) - \mu \cdot d \quad (10)$$

bestimmen. Dabei ergeben sich der Absorptionskoeffizient von Zink und die Anfangsaktivität

$$\mu_{\text{Zink}} = A = (47,4 \pm 1,9) \frac{1}{\text{m}} \quad \text{und} \quad A(0) = \exp(B) = (137,414 \pm 1,025) \frac{1}{\text{s}}.$$

Zusätzlich wird der theoretische Wert für den Compton-Absorptionskoeffizienten nach Gleichung (5) und (6) berechnet. Über das angenommene Verhältnis von ^{137}Cs -Strahlung

$$\epsilon = \frac{E_\gamma}{m_0 c^2} = 1,295 \quad (11)$$

wird der theoretische Wert auf

$$\mu_{\text{Comp,Zink}} = 50,380 \frac{1}{\text{m}} \quad (12)$$

bestimmt.

4.1.2 Absorption von Blei

Analog dazu wird der Absorptionskoeffizient von Blei untersucht. Die in Tabelle 2 aufgelisteten Werte werden in Abbildung 8 halblogarithmisch gegeneinander aufgetragen. Es wird wie bei der Zinkabschirmung der Strahler ^{137}Cs verwendet.

Tabelle 2: Messung der Aktivitäten eines γ -Strahlers für eine Bleiabschirmung.

Dicke D [cm]	Messdauer t [s]	Zählrate N	Aktivität $A - A_0$ [$\frac{1}{\text{s}}$]
0.1	40	5173 ± 72	129.33 ± 1.80
0.2	60	6682 ± 82	111.37 ± 1.36
0.3	70	7289 ± 85	104.13 ± 1.22
0.6	80	5374 ± 74	67.18 ± 0.92
1.03	90	4088 ± 63	45.42 ± 0.71
1.33	100	3336 ± 58	33.36 ± 0.58
2.06	130	1968 ± 45	15.14 ± 0.34
3.05	200	1427 ± 37	7.14 ± 0.19
4.04	350	1144 ± 34	3.27 ± 0.10
5.07	500	940 ± 31	1.88 ± 0.06

Die lineare Regression nach Gleichung 8 liefert die Parameter

$$A = (1,021 \pm 0,016) \frac{1}{\text{cm}} \quad \text{und} \quad B = (4,870 \pm 0,043) \ln\left(\frac{1}{\text{s}}\right).$$

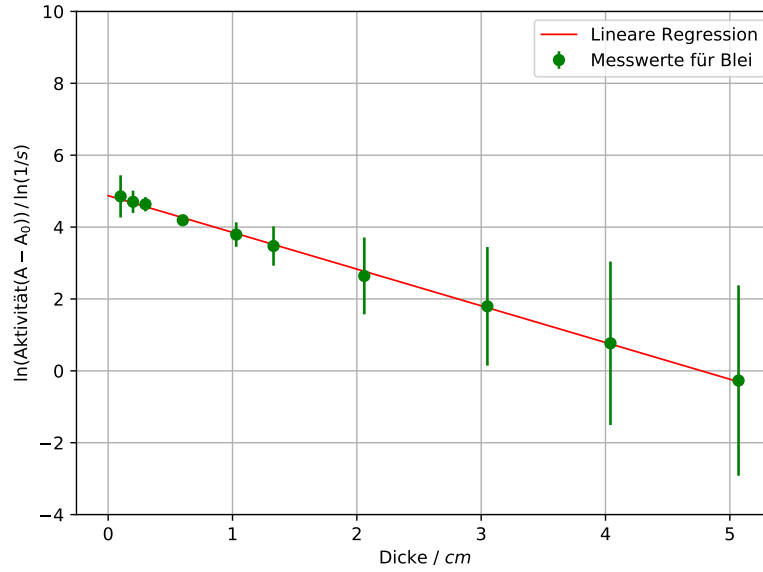


Abbildung 8: Aktivität gegen die Schichtdicke von Blei zur Bestimmung des Absorptionskoeffizienten aufgetragen.

Daraus ergeben sich analog zur Bestimmung des Absorptionskoeffizienten und der Anfangsaktivität

$$\mu_{\text{Blei}} = (102,1 \pm 1,6) \frac{1}{\text{m}} \quad \text{und} \quad A(0) = (130,321 \pm 1,039) \frac{1}{\text{s}}.$$

Der theoretische Wert für den Compton-Absorptionskoeffizienten von Blei beträgt nach Gleichung (5) und (6)

$$\mu_{\text{Comp,Blei}} = 69,229 \frac{1}{\text{m}}.$$

4.2 Beta-Strahlung

Die bei der Untersuchung der β -Strahlung gemessene Nullrate N_0 bzw. die gemessene Aktivität A_0 ergaben bei einer Messdauer von $t = 900 \text{ s}$

$$N_0 = 598 \pm 24 \quad \text{bzw.} \quad A_0 = (0,664 \pm 0,027) \frac{1}{\text{s}}.$$

Dabei beträgt der Fehler der Zählrate $\Delta N = \sqrt{N}$ und der daraus resultierende Fehler für die Aktivität wird nach Gleichung 7 bestimmt. Zur Bestimmung der maximalen Reichweite r_{max} der β -Teilchen wird nun die Zählrate gegen die Massenbelegung R in einem halblogarithmischen Diagramm aufgetragen. Die Massenbelegung R ergibt sich aus Gleichung (7) und der Dicht von Aluminium mit

$$\rho_{\text{Aluminium}} = 2698,9 \frac{\text{kg}}{\text{m}^3}.$$

Dabei werden wie in Abbildung 5 erkennbar ist die beiden linearen Abschnitte oberhalb und unterhalb von R_{\max} untersucht. R_{\max} ist dabei der entsprechende Wert der Massenbelegung für den maximalen Abstand r_{\max} , den die β -Teilchen zurücklegen können.

Tabelle 3: .

Dicke D [μm]	Messdauer t [s]	Impulse N	Zählrate $A - A_0$ [$\frac{1}{\text{s}}$]
100 ± 0.0	100	4029 ± 63	39.62 ± 0.74
125 ± 0.0	200	2016 ± 45	9.42 ± 0.22
153 ± 0.5	300	2868 ± 54	8.89 ± 0.18
160 ± 1.0	400	2334 ± 48	5.17 ± 0.12
200 ± 1.0	500	1140 ± 34	1.61 ± 0.07
253 ± 1.0	600	489 ± 22	0.15 ± 0.04
302 ± 1.0	700	533 ± 23	0.10 ± 0.03
338 ± 5.0	800	529 ± 23	0.08 ± 0.03
400 ± 1.0	900	659 ± 26	0.07 ± 0.03
444 ± 2.0	1000	692 ± 26	0.03 ± 0.02

Über die lineare Regression der Form

$$y = A_i x + B_i \quad (i = 1, 2) \quad (13)$$

werden nun die Parameter der beiden Geraden bestimmt. Die Messwerte aus Tabelle 3 und die Ausgleichgeraden sind in Abbildung 9 dargestellt. Dabei werden zwei grün markierte Werte ausgelassen, da diese sich in der Nähe des nichtlinearen Gebietes um R_{\max} befinden und somit die lineare Regression verfälschen würden. Des Weiteren folgen diese Werte nicht mehr der guten Näherung des Absorptionsgesetzes nach Gleichung (3), wodurch große Abweichungen auftreten würden. Außerdem folgen die Werte knapp um R_{\max} auch nicht der Untergrundstrahlung, die durch die Bremsstrahlung erfolgt. Für das Gebiet der durchgehende Strahlungsintensität ergeben sich die Parameter

$$A_1 = (-14,622 \pm 15,249) \frac{1/\text{s}}{\text{kg}/\text{m}^2} \quad \text{und} \quad B_1 = (7,612 \pm 1,218) \frac{1}{\text{s}}$$

Die Parameter der Untergrundstrahlung ergeben

$$A_2 = (-0,115 \pm 0,059) \frac{1/\text{s}}{\text{kg}/\text{m}^2} \quad \text{und} \quad B_2 = (-0,226 \pm 0,060) \frac{1}{\text{s}}.$$

Die Stelle des Schnittpunktes ergibt nun die maximale Reichweite der β -Teilchen als Massenbelegung mit

$$R_{\max} = \frac{B_2 - B_1}{A_2 - A_1}. \quad (14)$$

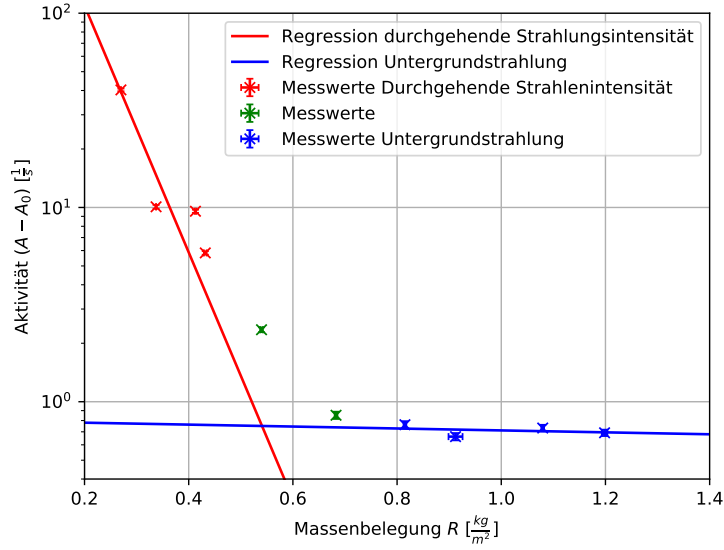


Abbildung 9: Die beta-Absorptionskurve mit der durchgehenden Strahlungsintensität (rot) und der Untergrundstrahlung (blau).

Der dazugehörige Fehler nach Gauß ergibt sich nach der Gaußschen Fehlerfortpflanzung und der daraus berechnete Fehler mit

$$\Delta R_{\max} = \left(\left(\frac{1}{A_1 - A_2} \cdot \Delta B_2 \right)^2 + \left(-\frac{1}{A_1 - A_2} \cdot \Delta B_1 \right)^2 + \left(-\frac{B_2 - B_1}{(A_1 - A_2)^2} \cdot \Delta A_1 \right)^2 + \left(\frac{B_2 - B_1}{(A_1 - A_2)^2} \cdot \Delta A_2 \right)^2 \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (15)$$

Für die maximale Reichweite und deren Massenbelegung ergeben sich

$$r_{\max} = (200 \pm 210) \text{ m} \quad \text{und} \quad R_{\max} = (0,541 \pm 0,575) \frac{\text{kg}}{\text{m}^2}. \quad (16)$$

Damit lässt sich nun die maximale Energie der β -Strahlung nach Gleichung (8) auf

$$E_{\max} = (0,234 \pm 0,149) \text{ MeV} \quad (17)$$

bestimmen.

5 Diskussion

5.1 Gamma-Strahlung

Bei der γ -Strahlung ergaben sich für Blei und Zink sehr unterschiedliche Abweichungen. Für Zink ergaben sich der empirisch ermittelte Wert $\mu_{\text{exp}} = (47,4 \pm 1,9) \frac{1}{\text{m}}$ und für

den Compton-Absorptionskoeffizienten $\mu_{\text{Comp}} = 50,380 \frac{1}{\text{m}}$. Bei der Messung mit Blei ergaben sich $\mu_{\text{exp}} = (102,1 \pm 1,6) \frac{1}{\text{m}}$ und $\mu_{\text{Comp}} = 69,229 \frac{1}{\text{m}}$. Der experimentell ermittelte Absorptionskoeffizient von Blei hat zu dem Compton-Absorptionskoeffizienten nach

$$f = 1 - \frac{\mu_{\text{exp}}}{\mu_{\text{Comp}}}$$

eine Abweichung von 47,5%, wobei f die relative Abweichung ist. Die Messung mit Zink ergab dagegen eine Abweichung von nur 6%.

Trotz der großen Abweichungen bei der Messung mit Blei kann auf eine zuverlässige Messung geschlossen werden, da die beiden Anfangsaktivitäten sehr nahe beieinander liegen, trotz der Tatsache dass diese Werte nach der Regression noch exponiert werden mussten. Dabei beträgt die Anfangsaktivität für Zink $A(0)_{\text{Zink}} = (137,414 \pm 1,025) \frac{1}{\text{s}}$ und für die Bleiabschirmung $A(0)_{\text{Blei}} = (130,321 \pm 1,039) \frac{1}{\text{s}}$. Die auftretende Abweichung $1 - \frac{A(0)_{\text{Zink}}}{A(0)_{\text{Blei}}}$ beträgt 5% und ist somit mit Berücksichtigung auf statistische Messfehler gering.

Die hohe Abweichung des Compton-Absorptionskoeffizienten zum experimentell ermittelten Wert lässt darauf schließen dass noch ein anderer Effekt, der Photoeffekt, neben dem Compton-Effekt während der Messung mit Blei eingetreten ist.

5.2 Beta-Strahlung

Die experimentell bestimmte maximale Energie beträgt $E_{\text{max}} = (0,234 \pm 0,149) \text{ MeV}$. Bei der Untersuchung der β -Strahlung fällt auf, dass der Fehler der maximalen Energie $\frac{\Delta E_{\text{max}}}{E_{\text{max}}}$ eine Abweichung von 57% beträgt. Das kann aus der Tatsache entsprungen sein, dass das Geiger-Müller-Zählrohr während des Experimentes aufgrund einer Disfunktion neu gestartet werden musste. Des Weiteren wurde gezeigt, dass β -Strahlung bei einer Abschirmung durch Aluminium eine maximale Reichweite von $r_{\text{max}} = 20 \text{ cm}$ erreicht.

6 Literatur

[1] TU Dortmund. Versuchsanleitung zum Experiment V704 - Absorption von β - & γ -Strahlung.