

Physikalisches Anfängerpraktikum (P2)

P2-80,82,84: Absorption radioaktiver Strahlung

Matthias Faulhaber, Matthias Ernst (Gruppe 19)

2 Auswertung

2.1 Eigenschaften des Geiger-Müller-Zählrohrs

2.1.1 Messung der Einsatzspannung und des Plateaus

In einer ersten Messung wurde der grobe Spannungsbereich des Zählrohrs ermittelt (Abb. 1a). Dabei wurde die Betriebsspannung ausgehend vom kleinstmöglichen Wert (ca. 0,5V) in recht groben Schritten bis zum Maximum (ca. 5,5V) erhöht, gemessen wurde immer 1% der Generatorspannung. Die Intervallbreite betrug 100ms, die Messung dauerte zwei Minuten.

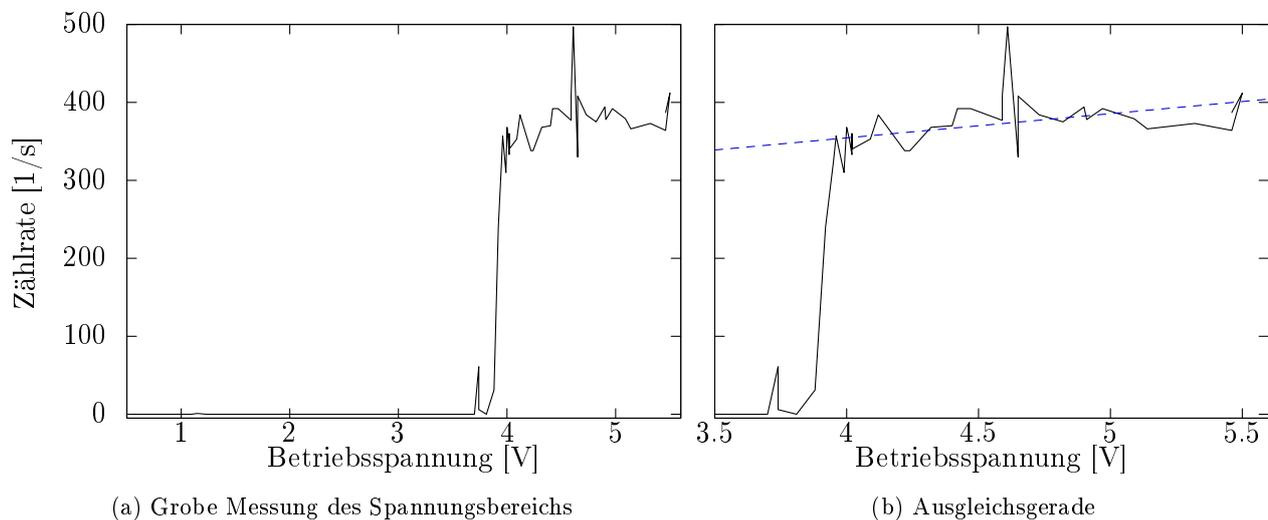


Abbildung 1: Messung der Zählrate in Abhängigkeit der Betriebsspannung

In der zweiten Messung wurde der relevante Spannungsbereich (ca. 3,0V bis 5,5V) genauer untersucht, wobei die Spannung zunächst erhöht (Abb. 2a), anschließend wieder gesenkt wurde

(Abb. 2b), weil der Detektor mit einiger Verzögerung reagierte und das nicht sofort erkannt wurde. Eine höhere Spannung als ca. 5,5V konnte nicht eingestellt werden, dies reicht aber offenbar noch nicht aus, um den Spannungsbereich der Dauerentladung zu erreichen.

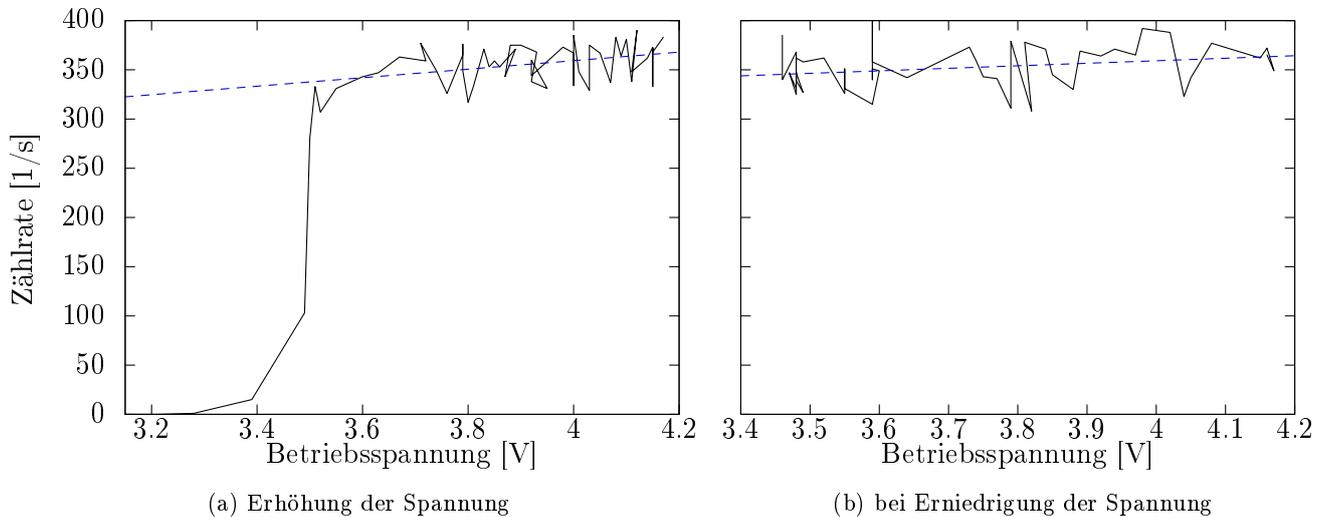


Abbildung 2: Bestimmung des relevanten Spannungsbereichs

Um die Steigung des Plateaus zu ermitteln, wurden durch die Werte in den Plateaubereichen sowohl der ersten Messung (Abb. 1b) als auch der zweiten Messung, bei aufsteigender sowie absteigender Spannung, Ausgleichsgeraden gelegt (dabei wurde jeweils mit dem ersten Wert, bei dem die Zählrate über 300s^{-1} lag, begonnen). Es ergaben sich die Werte $31,1\text{s}^{-1}/\text{V}$, $43,2\text{s}^{-1}/\text{V}$ und $25,6\text{s}^{-1}/\text{V}$, im Mittel also $33,3\text{s}^{-1}/\text{V}$. Als Arbeitsspannung für die folgenden Messungen wurde $U=4,5\text{V}$ gewählt, da dies etwa in der Mitte des Plateaubereichs lag.

2.1.2 Bestimmung des Nulleffekts

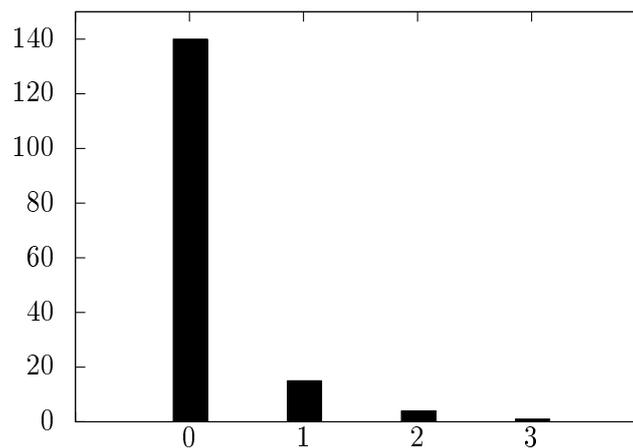


Abbildung 3: Häufigkeitsverteilung der Untergrundstrahlung

Ohne Präparat wurde 160mal mit einer Zähldauer von je 5s die Zählrate bestimmt. Die Häufig-

keitsverteilung ist in Abb. 3 dargestellt. Dabei beträgt der gewichtete Mittelwert der Messungen 0,16, die gewichtete Standardabweichung 0,28. Obwohl die Standardabweichung beinahe doppelt so groß wie der Mittelwert ist, wird dieser zur Korrektur weiterer Messungen verwendet.

2.1.3 Bestimmung der Totzeit

Für die Bestimmung der Totzeit wurde der Doppelquellenhalter im Abstand von 3,2cm vom Detektor angebracht, sodass unter Verwendung beider Präparate die Zählrate etwa $200s^{-1}$ betrug. Mit beiden Präparaten sowie mit jedem einzeln (an derselben Stelle wie vorher bei Verwendung beider) wurden je drei Messreihen durchgeführt, bei denen die Zählrate in Sekundenintervallen insgesamt zwei Minuten lang gemessen wurde. Leider arbeitete offenbar der Zeitgeber des verwendeten Programms oder des Betriebssystems nicht ganz korrekt, sodass die einzelnen Intervalle etwas länger als eine Sekunde dauerten und die jeweiligen Messdauern nicht exakt 120s betragen. Die mittlere Messdauer, die auch in die Formel eingeht, beträgt 119,72s.

Messung	2 Präparate			Präparat 1			Präparat 2		
	1	2	3	1	2	3	1	2	3
Signalzahl	24731	25012	24755	11464	11450	11565	13851	13727	13868
Messdauer	119,85	119,69	119,71	119,75	119,71	119,71	119,67	119,65	119,73

Tabelle 1: Messung der Totzeit nach der Zwei-Präparate-Methode: Messwerte

Die Totzeit kann nach der in der Versuchsvorschrift angegebenen Formel berechnet werden:

$$\tau = \frac{T}{N_{12}} \left(1 - \sqrt{1 - \frac{(N_1 + N_2 - N_{12})N_{12}}{N_1 N_2}} \right) \quad (1)$$

Da drei Messreihen durchgeführt wurden, wurden die jeweiligen Werte für N_1 , N_2 und N_{12} gemittelt und mit der oben angegebenen Messdauer die Totzeit berechnet. Dies ergibt einen Wert von 0,183ms. Unter Vernachlässigung der Korrektur aufgrund der größeren Intervalldauer beträgt die Totzeit 0,180ms. Zur Korrektur wird der korrigierte Wert verwendet.

Die Korrektur der ab jetzt ermittelten Messergebnisse geschieht nach der Formel $N_{\text{korr}} = \frac{NT}{T - N\tau}$, wobei N die unkorrigierte, N_{korr} die korrigierte Anzahl an Signalen im Messintervall T mit der Totzeit τ ist bzw. $R_{\text{korr}} = \frac{R}{1 - \tau R}$ mit der unkorrigierten (R) bzw. der korrigierten Zählrate (R_{korr}).

2.1.4 Überprüfung des Abstandsgesetzes

Ein ^{137}Cs -Präparat wurde in verschiedenen Abständen zum Zählrohr angebracht und neben dem Abstand je 100mal mit einer Messdauer von 2s die Zählrate bestimmt. Für jeden Abstand wurden Mittelwert und Standardabweichung der jeweiligen Häufigkeitsverteilung ermittelt. Dies ergab folgende Werte:

Abstand [mm]	15	20	30	40	50	70	90	100	120
Mittelwert	33,8	25,7	16,7	11,95	9,22	5,2	3,86	3,17	2,43
Standardabweichung	5,6	5,1	3,85	3,53	3,2	2,3	2,0	1,8	1,5

Tabelle 2: Werte zur Bestimmung des Abstandsgesetzes

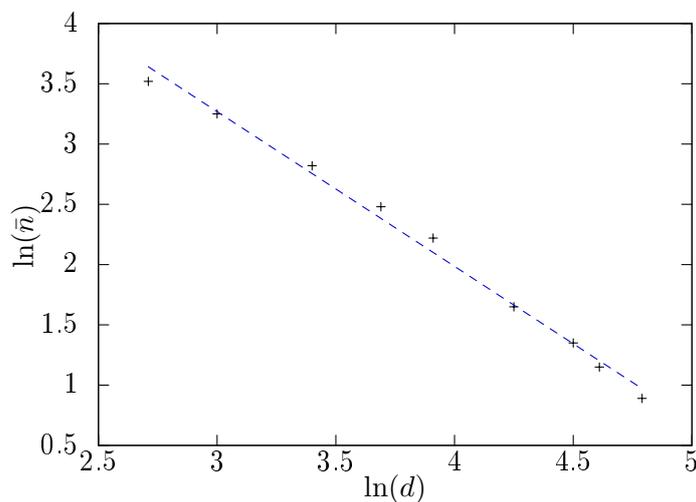


Abbildung 4: Abstandsgesetz

In Abb. 4 wurde der Logarithmus des Mittelwerts über dem Logarithmus des jeweiligen Abstands aufgetragen. Die Ausgleichsgerade hat die Steigung $-1,28$, die Punkte liegen halbwegs brauchbar darauf. Dies deutet auf einfache exponentielle Abnahme der Reichweite hin.

2.2 Untersuchung der Absorption von α -Strahlung

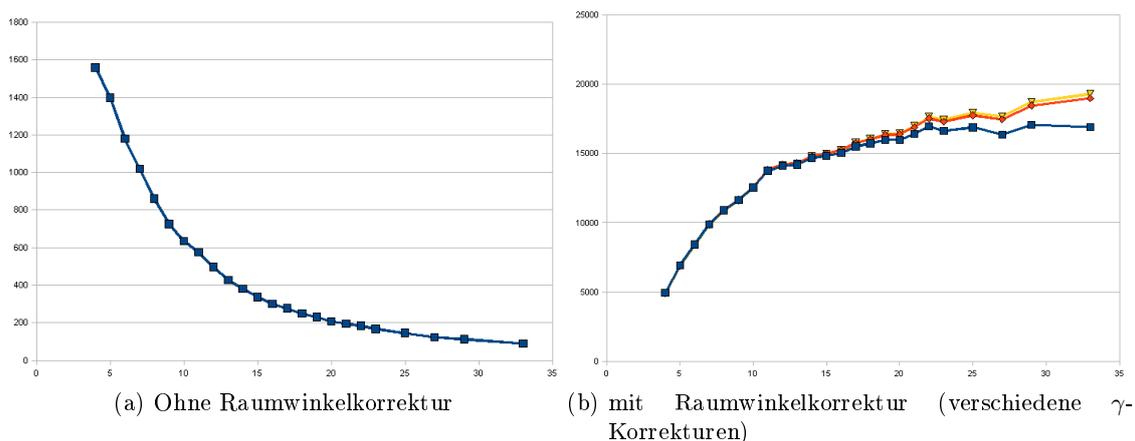


Abbildung 5: Abstandsgesetz von α -Strahlung

Die Zählrate einer ^{226}Ra -Quelle wurde in verschiedenen Abständen je 30s lang gemessen. Zusätzlich wurde das Eintrittsfenster bei einigen Abständen mit einer Kappe bedeckt, um die α -Strahlung abzuschirmen und so den Anteil der γ -Strahlung des Präparats korrigieren zu können. Die Messwerte samt aller Korrekturen sind in Tab. 3 aufgeführt.

d[mm]	d_{korr}	Zählrate	Totzeit korr.	Nulleffekt	γ	Winkel-Anteil	W-korr.
1	4	1226,71	1581,81	1581,65	1558,99	0,316	4927,17
2	5	1127,54	1420,68	1420,52	1398,98	0,203	6908,56
3	6	984,68	1201,11	1200,95	1180,50	0,141	8394,65
4	7	872,68	1038,53	1038,37	1018,94	0,103	9862,31
5	8	757,29	879,12	878,96	860,49	0,079	10878,34
6	9	655,00	744,20	744,04	726,50	0,063	11624,07
7	10	582,04	651,42	651,26	634,60	0,051	12535,25
8	11	533,96	591,79	591,63	575,80	0,042	13762,37
9	12	469,07	513,12	512,96	497,92	0,035	14163,04
10	13	408,64	441,67	441,51	427,23	0,030	14261,95
11	14	369,00	395,72	395,56	381,99	0,026	14789,14
12	15	329,00	350,08	349,92	337,02	0,023	14978,83
13	16	296,79	313,83	313,67	301,42	0,020	15242,26
14	17	273,68	288,11	287,95	276,31	0,018	15773,64
15	18	250,14	262,14	261,98	250,93	0,016	16059,41
16	19	230,29	240,42	240,26	229,76	0,014	16383,57
17	20	210,07	218,47	218,31	208,33	0,013	16460,91
18	21	197,32	204,71	204,55	195,08	0,011	16993,27
19	22	187,18	193,82	193,66	184,65	0,010	17653,80
20	23	170,07	175,53	175,37	166,82	0,010	17431,75
22	25	149,07	153,25	153,09	145,37	0,008	17947,21
24	27	126,96	129,98	129,82	122,86	0,007	17691,46
26	29	116,64	119,19	119,03	112,74	0,006	18728,62
30	33	93,39	95,02	94,86	89,74	0,005	19303,07

Tabelle 3: Messwerte zur Absorption von α -Strahlung

Bei Auftragung der um Totzeit, γ -Strahlung und Nulleffekt korrigierte Zählrate über dem korrigierten Abstand ergibt sich ein scheinbar exponentieller Verlauf (Abb. 6a). Die Auswertung unter Berücksichtigung der Raumwinkelkorrektur sollte einen Sprung im Verlauf ergeben, da die α -Strahlen (bis auf statistische Effekte) eine diskrete Reichweite aufweisen. Jedoch lieferte dies leider kein sinnvolles Ergebnis (Abb. 6b).

2.3 Untersuchung der Absorption von β -Strahlung

Zwischen ein $^{90}\text{Sr}/^{90}\text{Y}$ -Präparat und das Zählrohr wurden Aluminiumschichten verschiedener Dicke eingespannt, wobei die Abstände konstant gehalten wurden. Dabei ergaben sich die in Tab. 4 angegebenen Werte. Dort ist auch die um Totzeit und Nulleffekt korrigierte Zählrate aufgeführt. Die Absorption in Luft sowie im Zählrohr- und Quellfenster entspricht einer zusätzlichen Aluminiumschicht von ca. $12\mu\text{m}$ Dicke, dies muss bei einer Auftragung berücksichtigt werden.

Dicke [μm]	gemessene Zählrate	korrigierte Zählrate
6	84,04	85,19
10	82,75	83,86
12	82,76	83,87
16	79,29	80,29
25	78,61	79,59
50	70,00	70,74
75	64,53	65,13
100	58,10	58,56
125	54,71	55,10
150	50,24	50,55
162	49,90	50,20
175	47,87	48,13
200	44,83	45,04
400	31,20	31,21
600	23,69	23,63
800	18,70	18,60
980	17,83	17,73
1990	4,36	4,20

Tabelle 4: Messwerte zur Absorption von β -Strahlung

Das Präparat weist zwei β -Zerfälle unterschiedlicher Energie auf, daher gibt es zwei Werte für die maximale Reichweite und zwei Grenzenenergien. Abbildung 7a zeigt den Verlauf der korrigierten Zählraten über dem korrigierten Abstand. Die exponentielle Abhängigkeit ist gut zu erkennen, ebenso ein „Knick“ bei ca. $162\mu\text{m}$. An dieser Stelle verliert die niedrigerenergetische Strahlung an Einfluss, dominierend ist ab dieser Stelle die höherenergetische Strahlung. In Abb. 7b ist die logarithmierte korrigierte Zählrate über dem korrigierten Abstand aufgetragen. Um die beiden Zerfälle aufzulösen, wurden an die ersten elf sowie an die restlichen Punkte Ausgleichs-

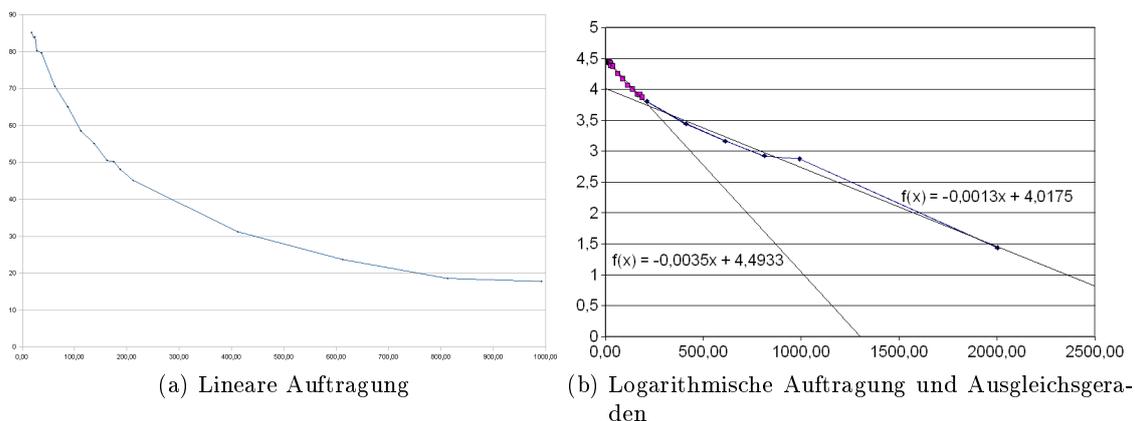


Abbildung 6: Abstandsgesetz

geraden angelegt. Sie haben die Gleichung $y = -0,0035x + 4,4972$ (im vorderen Teil) sowie $y = -0,0013x + 4,0482$.

Die Ausgleichsgerade im hinteren Teil rührt von der höherenergetischen Strahlung her, die niedrigerenergetische wurde schon vollständig absorbiert. Ihre Steigung gibt daher aufgrund der halblogarithmischen Auftragung direkt den negativen Wert des Absorptionskoeffizienten an: $\mu = 0,0013 \mu\text{m}^{-1} = 1300 \text{m}^{-1}$. Mit der Dichte von Aluminium, $\rho_{\text{Al}} = 2,7 \text{gcm}^{-3}$, kann daraus gemäß $k = \frac{\mu}{\rho}$ der Massenabsorptionskoeffizient berechnet werden, dieser beträgt $k = 4,81 \text{cm}^2 \text{g}^{-1}$. Die maximale Reichweite ergibt sich aus dem Schnitt der Ausgleichsgeraden mit der x-Achse, sie beträgt 3,11mm.

Für die niedrigerenergetische Strahlung lässt sich nicht direkt die Steigung der Ausgleichsgeraden im vorderen Teil verwenden, da sich hier beide Zerfälle überlagern. Für den Absorptionskoeffizienten muss daher die Steigung der hinteren Ausgleichsgeraden von der der vorderen subtrahiert werden, so erhält man $\mu = 2230 \text{m}^{-1}$. Der Massenabsorptionskoeffizient beträgt $k = 8,26 \text{cm}^2 \text{g}^{-1}$. Die maximale Reichweite lässt sich auf einfache Weise nicht direkt bestimmen. Ein möglicher Wert wurde bereits durch den Knick abgelesen, alternativ kann auch der Schnittpunkt der beiden Geraden verwendet werden, dieser liegt bei 0,20mm.

Der Zusammenhang zwischen der Energie und der Reichweite kann mittels der empirischen Flammersfeld-Beziehung berechnet werden:

$$W = 1,92 \sqrt{R^2 \rho^2 + 0,22R\rho} \quad (2)$$

Damit ergeben sich die Werte $W_1 = 1,81 \text{MeV}$ und $W_2 = 0,23 \text{MeV}$. Anhand von Literaturwerte lassen sich hiermit die beiden Zerfälle zuordnen, es ist $W_{\text{Y}} = 2,282 \text{MeV}$ und $W_{\text{Sr}} = 0,546 \text{MeV}$. Beide Werte wurden nicht sonderlich gut ermittelt (die Fehler betragen 21% bzw. 57%), was möglicherweise an den vielen Korrekturen, aber im Falle des Sr auch am schlechten Wert der maximalen Reichweite liegt.

2.4 Untersuchung der Absorption von γ -Strahlung

Alle Messungen wurden ausschließlich mit der Cs-Quelle durchgeführt, da die Aktivität der Co-Quelle zu gering war.

2.4.1 Absorption in Blei, Massenabsorptionskoeffizient

In Messungen von je 300s Dauer wurde die Zählrate bestimmt, wobei Bleiplatten verschiedener Dicke zwischen Quelle und Detektor eingebracht wurden. Die Messergebnisse sind in Tab. 5 dargestellt.

Dicke	1	2	5	10	15	20	25
Mittlere gemessene Zählrate	9,56	8,75	6,53	4,32	2,95	1,86	1,14
Korrigierte Zählrate	9,74	8,91	6,69	4,48	3,11	2,02	1,3
$\ln(R_{\text{korrr}})$	2,28	2,19	1,9	1,5	1,13	0,7	0,26

Tabelle 5: Messwerte zur Dickeabhängigkeit von γ -Absorption

Bei Auftragung der um Totzeit und Nulleffekt korrigierten Zählrate gegen die Dicke der jeweiligen Probe zeigt sich ein sehr schöner exponentieller Verlauf (s. Abb. 8a). Auch hier bietet

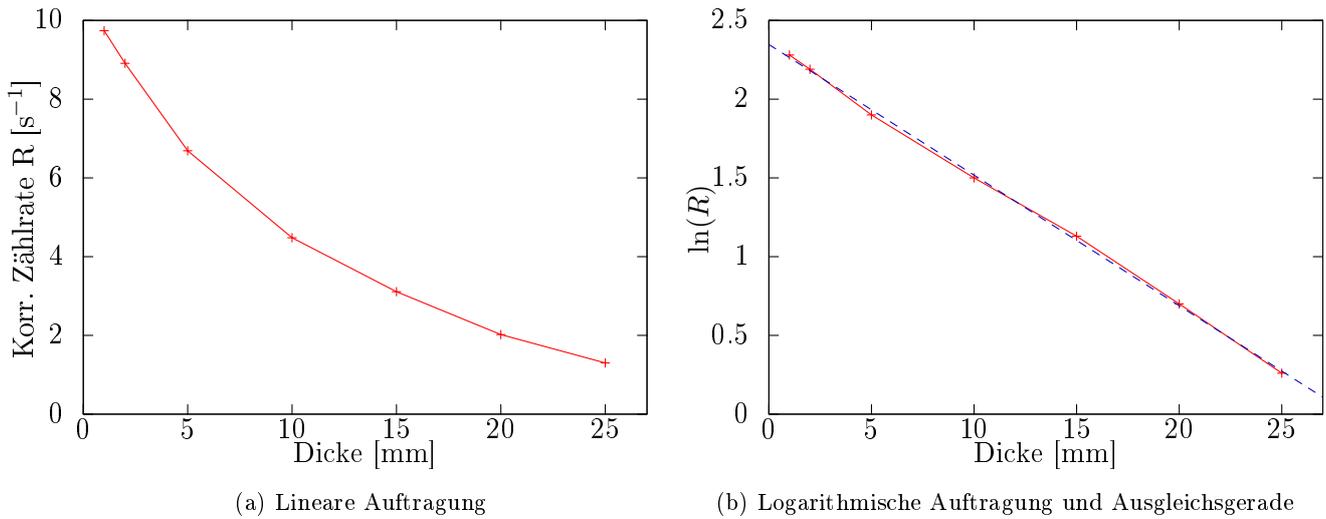


Abbildung 7: Dickenabhängigkeit der γ -Absorption

sich jedoch eine logarithmische Auftragung an (Abb. 8b), um den Absorptionskoeffizienten aus der Steigung einer Ausgleichsgeraden direkt ablesen zu können. Dieser beträgt nun $0,083\text{mm}^{-1}$, mit der Dichte von Blei $\rho_{\text{Pb}} = 11,34\text{g/cm}^3$ ist der Massenkoeffizient also $k=0,073\text{cm}^2 \text{g}^{-1}$. Die Halbwertsdicke, also die Dicke, bei der noch die Hälfte der ursprünglichen Strahlungsintensität herrscht, beträgt $d_{\frac{1}{2}} = \frac{\ln 2}{\mu} = 8,35\text{mm}$.

2.4.2 Vergleich des Absorptionsvermögens verschiedener Absorbermaterialien

Zwischen Quelle und Zählrohr wurden nun verschiedene Materialien derselben Dicke (25mm, aber unterschiedlicher (bekannter) Dichte eingebracht und die Abschwächung der Strahlungsintensität gemessen. Die Messwerte sind in Tabelle 6 aufgeführt. Für die Berechnung des Absorptionsvermögens ist wäre eigentlich noch eine Messung ohne Absorbermaterial (also nur der Luft) notwendig, die jedoch nicht durchgeführt wurde.

Material	Plexiglas	Holz	Trovidur	Beton	Messing	Aluminium	Eisen	Blei
Dichte	1,18	0,68	1,38	2,14	8,4	2,71	7,8	11,35
Zählrate	12,92	13,62	12,3	11,56	5,53	11,02	6,09	1,14
Korr. Zählrate	13,11	13,81	12,49	11,75	5,69	11,2	6,26	1,3
Absorption	0,08	0,04	0,13	0,18	0,6	0,22	0,56	0,91

Tabelle 6: Messwerte zur Dichteabhängigkeit von γ -Absorption

Die Auftragung der Zählraten über der Dicke (Abb. 9a) offenbart jedoch einen linearen Zusammenhang zwischen der Absorption und der Dichte des jeweiligen Materials. Damit ist eine Extrapolation der Anfangsintensität I_0 möglich, mit dieser können dann die Absorptionen gemäß $A = \frac{I_0 - I}{I_0}$ berechnet werden. Diese ist in Abb. 9b über der Dichte des jeweiligen Stoffes aufgetragen. Auch in diesem Schaubild ist deutlich der lineare Verlauf der Absorptionen zu erkennen. Es ist außerdem festzustellen, dass Materialien geringer Dichte nahezu völlig durchlässig

für γ -Strahlung sind, während eine 25mm dicke Bleischicht über 90% der Strahlungsintensität abschirmt.

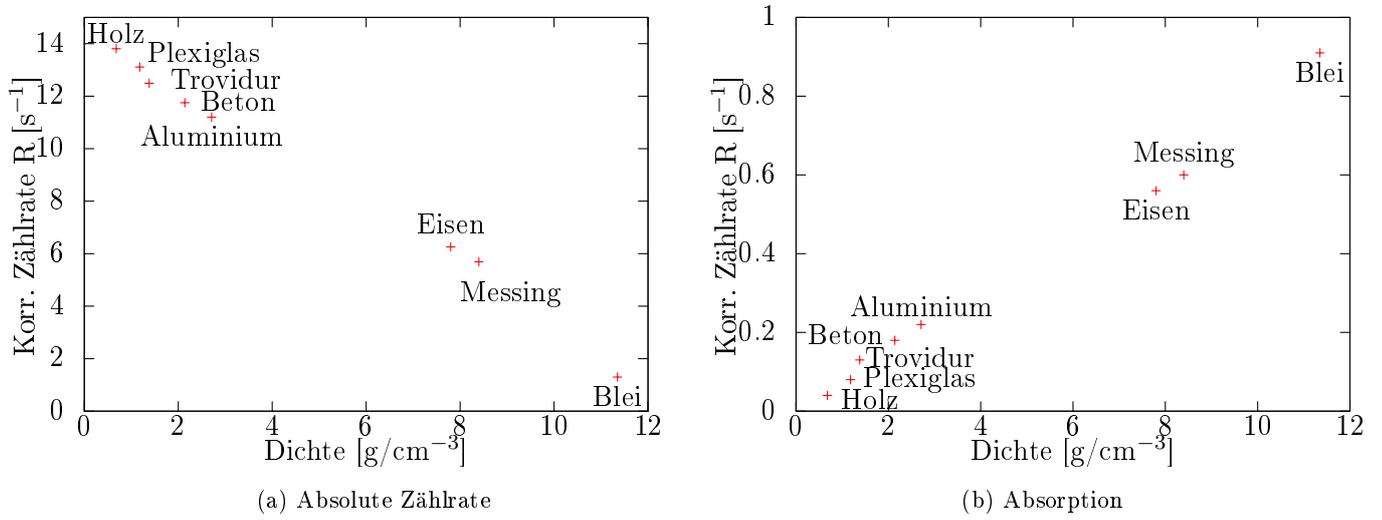


Abbildung 8: Dichteabhängigkeit der γ -Absorption