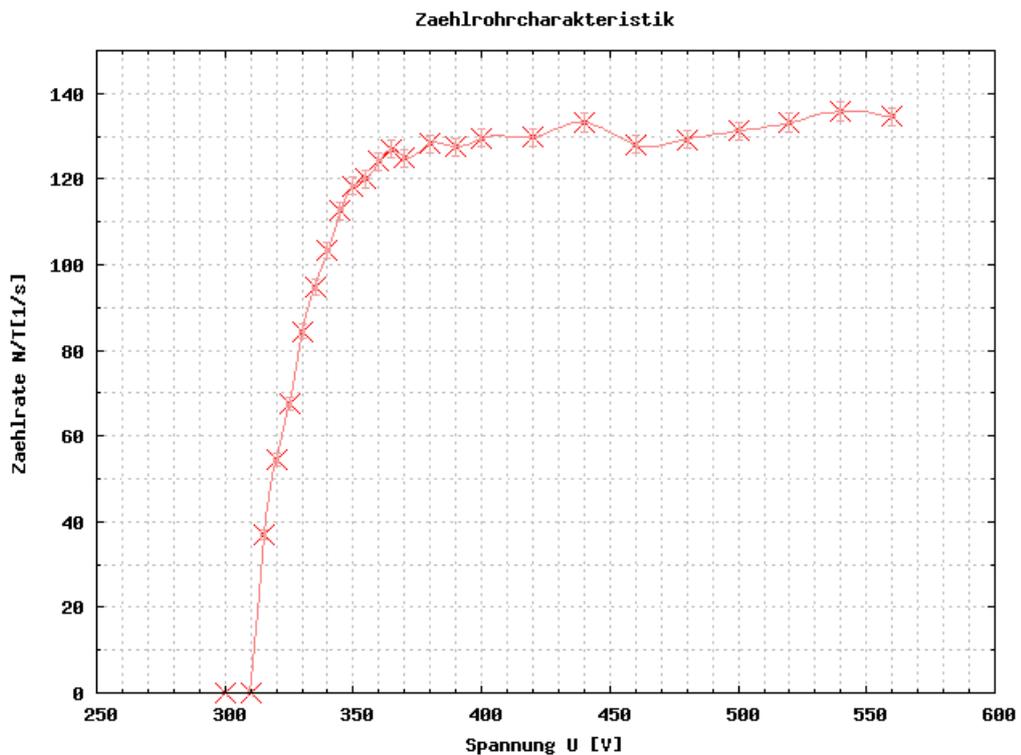


P2-80, 82: ABSORPTION VON BETA- UND GAMMASTRAHLUNG

GRUPPE 19 - SASKIA MEISSNER, ARNOLD SEILER

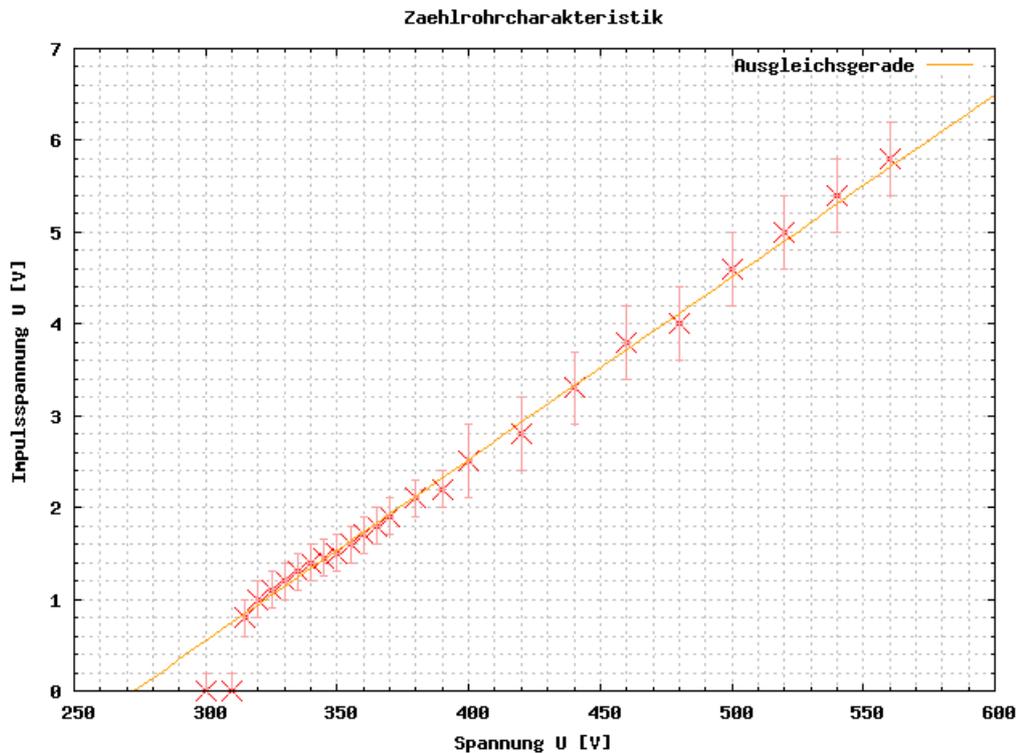
1. GEIGER-MÜLLER-ZÄHLROHR UND β -ABSORPTION

1.1. **Zählrohrcharakteristik.** Es wird die Zählrate bei zunehmender Spannung am Zählrohr gemessen, um den Zusammenhang zwischen der am Zählrohr angelegten Spannung und der Zählrate zu erhalten. Später sollte für sinnvolle Messungen die Zählrate möglichst unabhängig von der Spannung sein.



Zählrohrcharakteristik: Ereignisrate in Abhängigkeit von der angelegten Zählrohrspannung

Der typische Verlauf einer Zählrohrcharakteristik: Bei 310V war das erste Ereignis messbar. Ab dort steigt die Zählrate bis 350V stark an, wo sie in den Plateaubereich übergeht. Dort ist die Zählrate, bis auf statistische Fehler, nahezu konstant.



Impulsspannung in Abhängigkeit von der angelegten Zählrohrspannung

Man erkennt deutlich den linearen Verlauf der Impulshöhe im Plateaubereich. Unter 310V sind keine Ereignisse messbar, daher haben die Impulse auch keine Höhe.

Für die weiteren Versuche wählen wir eine Zählrohrspannung von 500V, da sie im mittleren Bereich des Plateau liegt und gute Impulshöhen liefert.

1.2. Oszilloskopische Bestimmung der Totzeit τ des Zählrohrs. Da das Oszilloskop auf die Ereignisse getriggert ist, damit die Impulse immer am linken Rand beginnen, ist diese Messung wenig sinnvoll. Wir versuchten, die ersten Impulse mit gleicher Impulshöhe, wie die getriggerten Impulse zu finden, da dieser dann evtl. ein Folgepuls zu einem bereits getriggerten Puls ist. Die ersten, gleichhohen Pulse waren nach $\tau = 0,25 \cdot 10^{-4}s$ zu beobachten. Eine Fehlerangabe ist nicht sinnvoll, da uns bereits dieser Wert eher willkürlich erscheint.

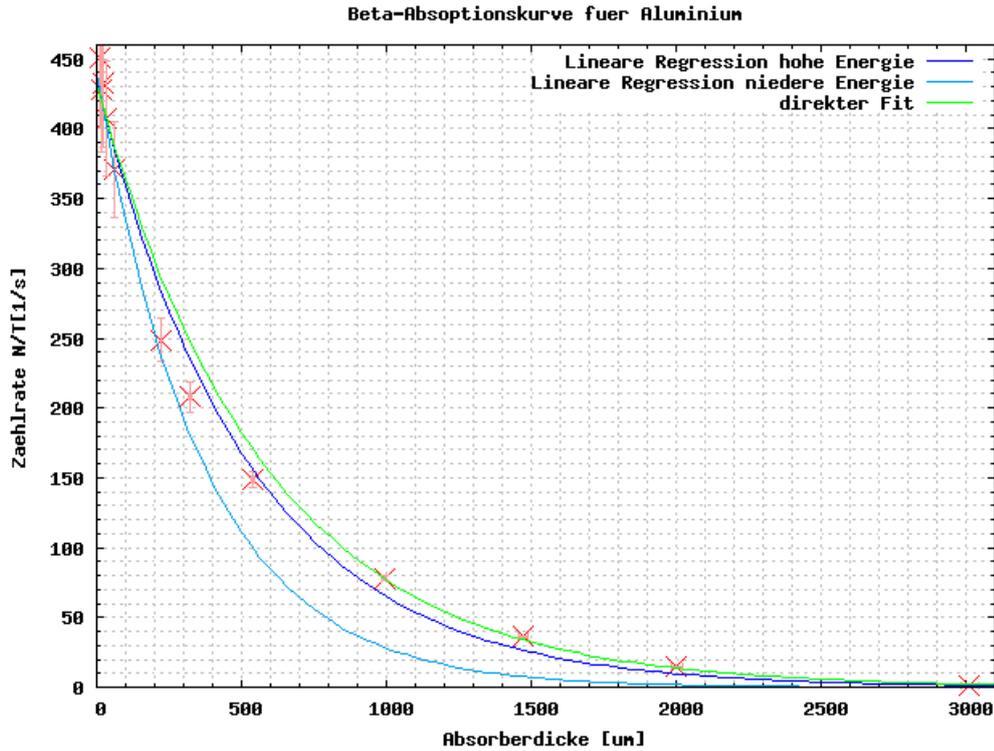
1.3. Bestimmung der Totzeit τ des Zählrohrs aus Zählergebnissen. Misst man die Zählrate von zwei Quellen einmal gemeinsam und dann getrennt, lässt sich aus diesen Werten die Totzeit τ des Zählrohrs ermitteln.

	Rate	Rate
beide Quellen	$(291 \pm 2) \frac{1}{s}$	$(151,8 \pm 0,9) \frac{1}{s}$
nur Sr-90 #1375	$(279 \pm 2) \frac{1}{s}$	$(142,4 \pm 0,8) \frac{1}{s}$
nur Co-60 #437	$(27,5 \pm 0,6) \frac{1}{s}$	$(11,4 \pm 0,2) \frac{1}{s}$
	Totzeit τ_1	Totzeit τ_2
Totzeiten	$(1,2 \pm 0,3)ms$	$(0,6 \pm 0,4)ms$

Aus den Messwerten und der Auswerteformel vom Aufgabenblatt (siehe Anhang 3.2) lässt sich die Totzeit ermitteln. Der gewichtete Mittelwert obiger Größen ist dann $\tau = (1,0 \pm 0,2)ms$. Die Fehler wurden mit dem Gaußschen Fehlerfortpflanzungsgesetz berechnet (siehe 3.4). Diese Totzeit erscheint im Vergleich zu der Dauer der Spannungsimpulse, die mit $300\mu s$ angegeben ist, recht lange.

1.4. Absorptionskurve der β -Strahlung von Sr-90/Y-90 für Aluminium.

Um den Zusammenhang zwischen der absorbierten Strahlung und der dafür durchdrungenen Materialdicke zu erhalten, messen wir je die Zählrate hinter verschieden dicken Aluminiumfolien und Blöcken. Um die statistischen Fehler klein zu halten, ist es insbesondere bei den dicken Absorbern erforderlich, lange zu messen. Die erhaltenen Zählraten werden um den Nulleffekt (siehe 3.1), die gerade bestimmte Totzeit und die entsprechende Absorption durch die Luft und das Zählrohrfenster korrigiert. Für die Messungen wurde das Sr-90/Y-90 Präparat #1375 verwendet.



Die Zählrate in Abhängigkeit von der Absorberdicke, für dünne Absorberdicken
Ausgleichskurve blau:

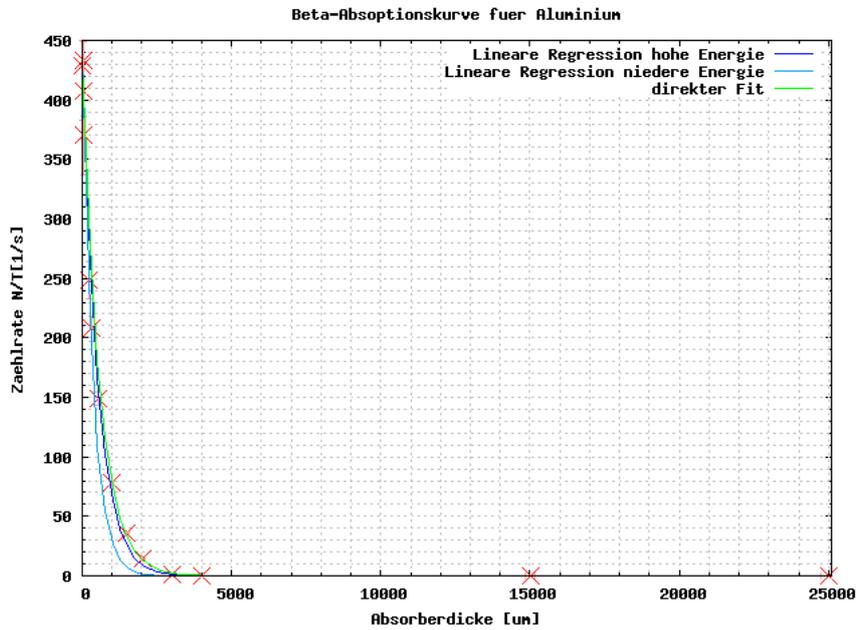
$$N = N_0 \cdot a \cdot e^{-\alpha x} = (450 \pm 50)(0,96 \pm 0,08) \cdot \exp\left(-\left(1867 \pm 37\right) \frac{1}{m} \cdot x\right)$$

$$\text{Ausgleichskurve hellblau: } N = (450 \pm 50)(0,96 \pm 0,08) \cdot \exp\left(-\left(1867 \pm 37\right) \frac{1}{m} \cdot x\right)$$

$$\text{aus der Auftragung } \ln\left(\frac{N}{N_0}\right) = -\alpha x + \ln(a)$$

$$\text{Ausgleichskurve grün: } N = (431 \pm 35) \cdot \exp\left(-\left(1724 \pm 52\right) \frac{1}{m} \cdot x\right)$$

aus einem gewichteten Fit des exponentiellen Abfalls $N = a \cdot e^{-\alpha x}$, die Fehlerbalken sind hellrot eingezeichnet

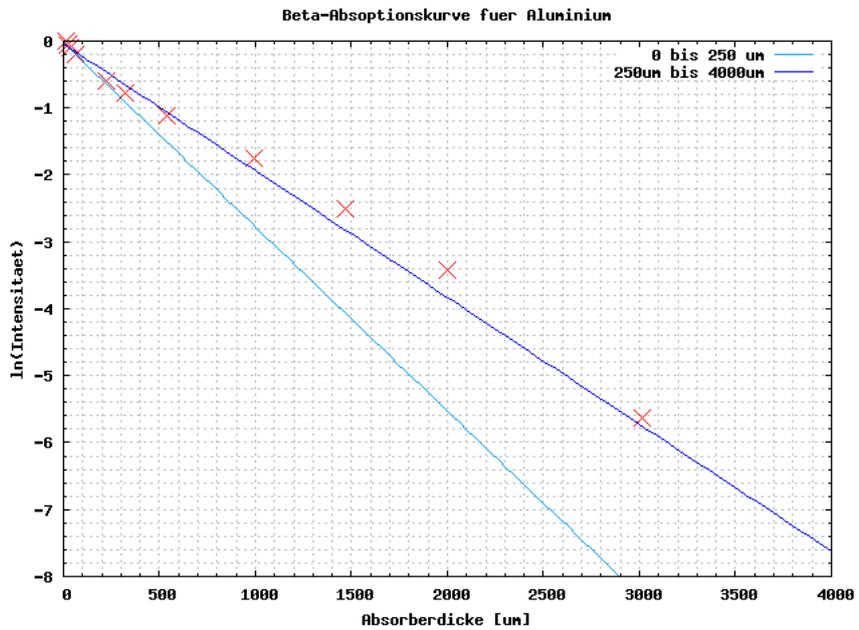


Die Zählrate in Abhängigkeit von der Absorberdicke, für Absorberdicken über 4mm überwiegt die Untergrundstrahlung

Ausgleichskurven wie oben

Da die Zählraten abzüglich Nullrate für Dicken größer 4mm unter 0,1 Ereignisse pro Sekunde liegen, wurden sie bei den Fits nicht berücksichtigt.

Trägt man, wie bereits erwähnt, $\ln(\frac{N}{N_0})$ über der Absorberdicke auf, kann man den Schwächungskoeffizienten α mit Hilfe der linearen Regression bestimmen.

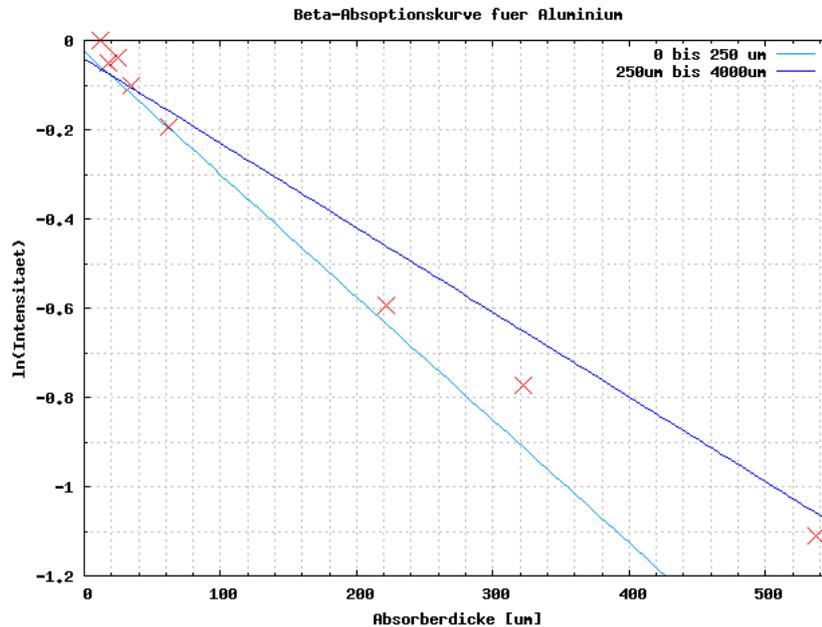


$\ln(\frac{N}{N_0})$ über der Absorberdicke, für die Ausgleichsgerade wurden nur Dicken bis 4mm berücksichtigt

Ausgleichsgerade hellblau: $\ln(\frac{N}{N_0}) = -(2752 \pm 134) \frac{1}{m} \cdot x - (0,025 \pm 0,011)$

Ausgleichsgerade blau: $\ln(\frac{N}{N_0}) = -(1895 \pm 70) \frac{1}{m} \cdot x - (0,04 \pm 0,15)$

in der Grafik ist die x-Achse in μm .



Gleiche Grafik wie oben, aber nur bis $512\mu\text{m}$ Absorberdicke

Auf der zweiten Grafik ist erkennbar, dass für Absorberdicken kleiner als $250\mu\text{m}$ eine andere Steigung passender ist, als im Bereich von $250\mu\text{m}$ bis 4mm . Das Sr-90/Y-90 Präparat zeigt zwei verschiedene β Zerfälle mit verschiedenen Grenzenenergien. Diese werden unterschiedlich stark absorbiert.

Die maximale Reichweite der höherenergetischen Strahlung ist schätzungsweise $(4 \pm 1)\text{mm}$, da hier gerade noch Ereignisse von der Quelle messbar sind. Daraus folgt mit der Flammersfeld-Beziehung (siehe 3.3) eine Grenzenenergie von $E = (2,3 \pm 0,5)\text{MeV}$. Dies stimmt recht gut mit dem Literaturwert von $E = 2,25\text{MeV}$ überein. Für die niederenergetische Strahlung lässt sich die maximale Reichweite nur schwer einschätzen, da die Raten einander überlagern. Setzt man den Wechsel der Schwächungskoeffizienten α als maximale Reichweite an, liegt diese bei $(250 \pm 100)\mu\text{m}$, was einer Grenzenenergie von $E = (0,3 \pm 0,13)\text{MeV}$ entspricht. Dieser Wert liegt unter dem Literaturwert von $E = 0,54\text{MeV}$, was kaum verwunderlich ist, da die Zählrate im Bereich des Übergangs von den höherenergetischen Teilchen dominiert wird und der Übergang daher verschoben erscheint. Die wenigen niederenergetischen Teilchen mit höherer Reichweite schlagen sich dann kaum in der Zählrate nieder.

Aus den Ausgleichsgeraden und der Dichte von Aluminium $\rho = 2,71\frac{\text{g}}{\text{cm}^3}$ findet man auch folgende Werte:

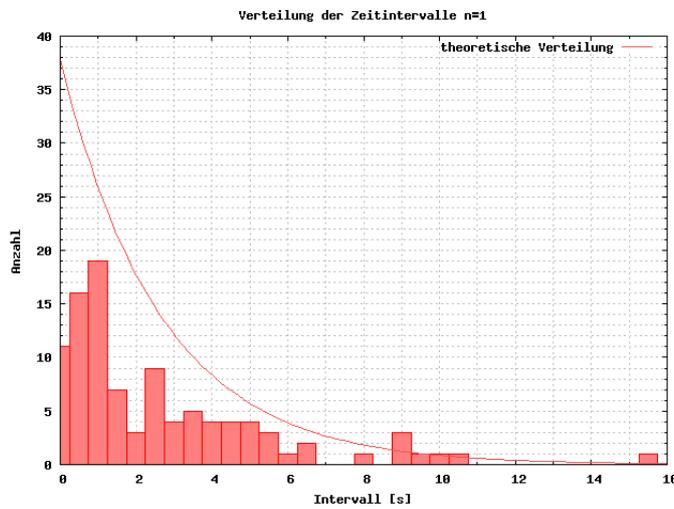
	niederenerget. β -Strahlung	höherenerget. β -Strahlung
Schwächungskoeff. α	$(27,5 \pm 1,3)\frac{1}{\text{cm}^2}$	$(19,0 \pm 0,7)\frac{1}{\text{cm}^2}$
Massenabsorptionskoeff. k	$(10,2 \pm 0,5)\frac{\text{cm}^2}{\text{g}}$	$(7,0 \pm 0,3)\frac{\text{cm}^2}{\text{g}}$

1.5. Aktivität der Co-60-Quelle. Zur Bestimmung der Aktivität N der Co-60 #437 Quelle wird die Zählrate n im Abstand r bestimmt. Das Verhältnis zwischen der Fläche des Zählrohrfensters A und der Oberfläche einer Kugel um die Quelle mit Radius r entspricht dem Verhältnis zwischen der gemessenen Zählrate und der Aktivität der Quelle. Dies ergibt für die Aktivität $N = n\frac{4\pi r^2}{A}$.

Abstand	Rate	Aktivität
$(2,5 \pm 0,1)cm$	56 ± 1	$(2193 \pm 184 \pm 38)Bq$
$(6,5 \pm 0,1)cm$	$8,75 \pm 0,18$	$(2310 \pm 92 \pm 47)Bq$

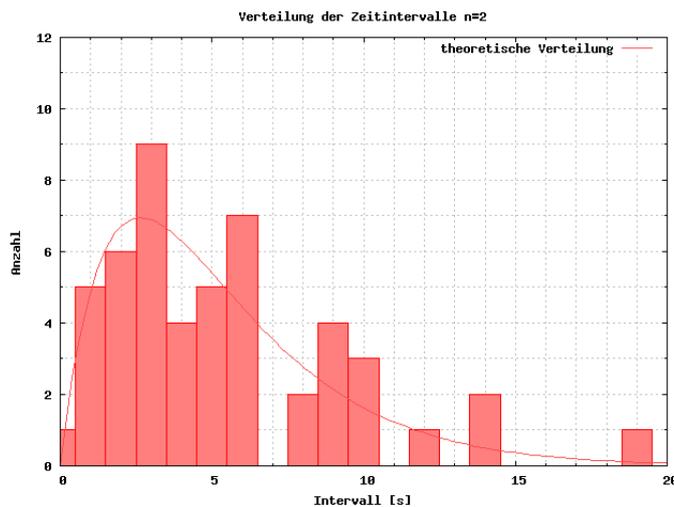
Daraus ergibt sich eine mittlere Aktivität der Quelle von $(2277 \pm 82 \pm 30)Bq$. Der überwiegend systematische Fehler von $\pm 82Bq$ kommt von der recht ungenauen Messung des Abstandes zwischen Quelle und Zählrohr. Leider ist uns kein Vergleich zu Literaturdaten möglich, da diese Quelle nicht in der Vorbereitung aufgeführt ist.

1.6. Zeitintervall-Verteilungen für n = 1, 2 und 4. Will man die Totzeit des Zählrohrs zur Korrektur der Zählrate verwenden, muss man wissen, wie Wahrscheinlich es ist, dass ein Ereignis in die Totzeit fällt.



Verteilung der Zeitintervalle zwischen zwei Ereignissen, Aufteilung in 0,5s Schritte

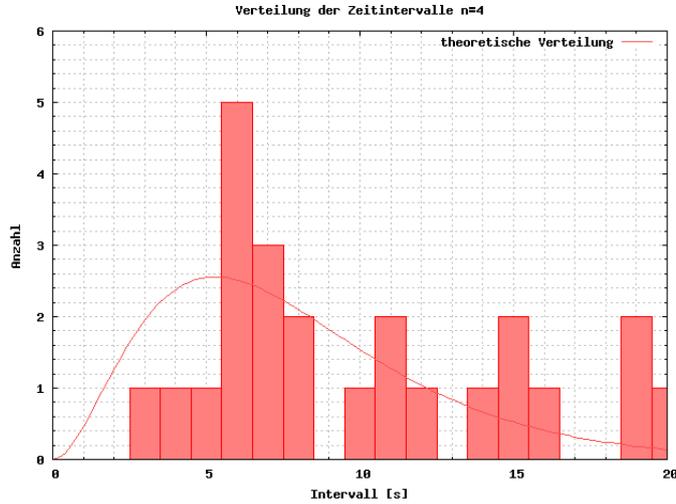
Die Verteilung stimmt bis auf die Werte am Anfang einigermaßen mit der theoretischen Erwartung überein.



Verteilung der Zeitintervalle zwischen je drei Ereignissen (dem ersten und dritten) Aufteilung in 1s Schritte

Addiert man je zwei Zeiten, erhält man die Verteilung für n=2. Auch hier stimmt die theoretische Verteilung im Rahmen der statistischen Schwankungen mit den

Messwerten überein. Allerdings macht sich die geringe Anzahl gemessener Zeitintervalle bemerkbar - wir haben nur 100 Ereignisse gemessen.



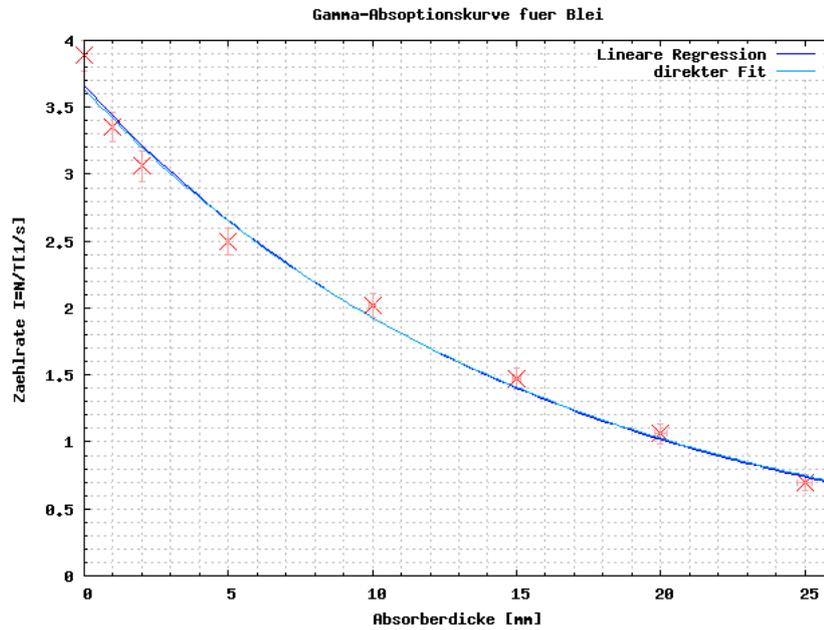
Verteilung der Zeitintervalle zwischen 4 Ereignissen

Hier ist nur noch eine grobe Übereinstimmung zu erkennen, was jedoch an der geringen Anzahl von Messwerten liegt. Eine Verteilung von 25 Werten auf die 20 Intervalle kann kaum besonders gute Ergebnisse liefern.

Insgesamt ist jedoch erkennbar, dass die Wahrscheinlichkeit, dass überdurchschnittlich viele Ereignisse in die Totzeit fallen, eher gering ist. Dies rechtfertigt damit die Formel für die wahre Ereignisanzahl $N' = T \frac{N}{T - N\tau}$, die auch auf dem Aufgabenblatt steht. Es wird einfach die gesamte Totzeit $N \cdot \tau$ von der Messzeit T abgezogen, um die wahre Zählrate zu erhalten.

2. γ -ABSORPTION

2.1. Absorptionskurve der γ -Strahlung. Wie bei der Absorptionskurve für β -Strahlung untersuchen wir nun γ -Strahlung. Als Absorber wird nun jedoch nicht Aluminium sondern Blei verwendet. Die sehr dünnen Folien wie bei Aluminium gibt es hier nicht, da γ -Strahlung wesentlich durchdringender ist. Für die Messungen wurde das Na-22 Präparat verwendet.



Absorptionskurve γ -Strahlung in Blei

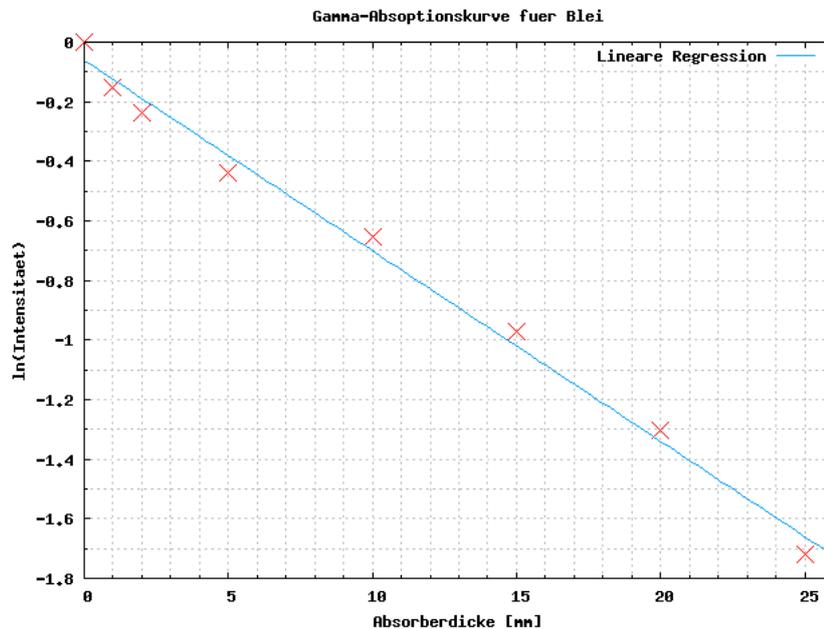
Ausgleichskurve blau:

$$I = I_0 \cdot a \cdot e^{-\gamma x} = (3,89 \pm 0,12)(0,94 \pm 0,04) \cdot \exp\left(-\left(64 \pm 2\right) \frac{1}{m} \cdot x\right)$$

aus linearer Regression mit der Auftragung $\ln\left(\frac{N}{N_0}\right) = -bx + \ln(a)$

Ausgleichskurve grün: $I = I_0 \cdot a \cdot e^{-\gamma x} = (3,63 \pm 0,09) \cdot \exp\left(-\left(63 \pm 3\right) \frac{1}{m} \cdot x\right)$

aus einem gewichteten Fit des exponentiellen Abfalls $I = a \cdot e^{-\mu x}$, die Fehlerbal-
ken sind hellrot eingezeichnet



$\ln\left(\frac{I}{I_0}\right)$ über der Absorberdicke

Ausgleichsgerade: $\ln\left(\frac{I}{I_0}\right) = -\left(64 \pm 2\right) \frac{1}{m} \cdot x - (0,06 \pm 0,03)$

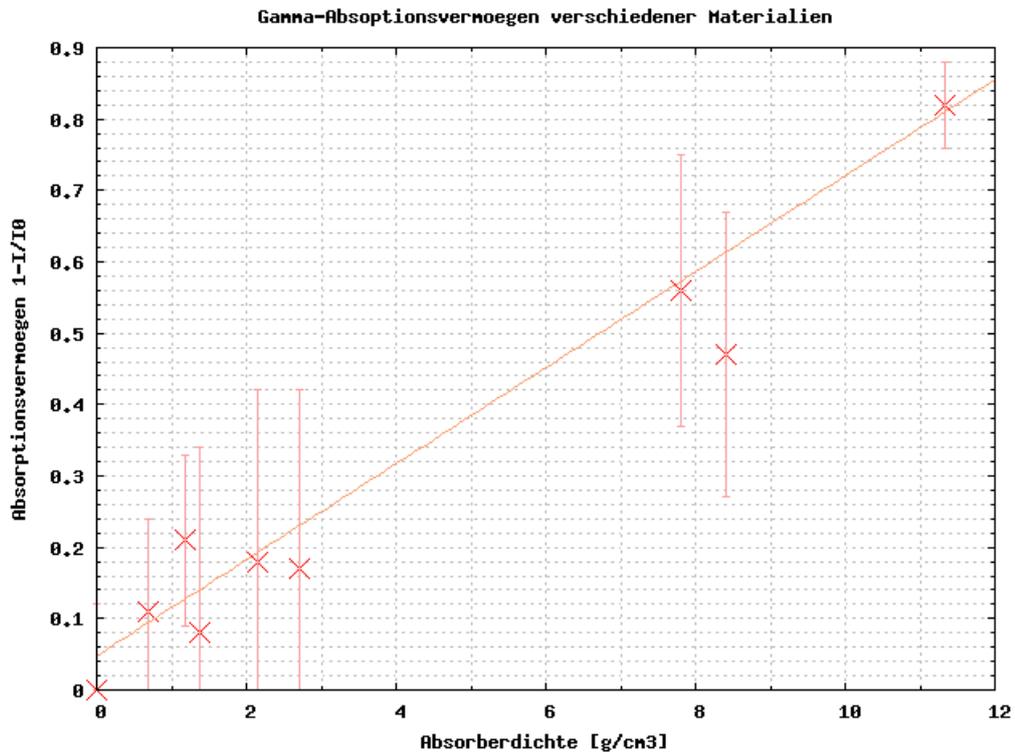
Wie bereits bei Aluminium kann man auch hier aus der Ausgleichsgerade den Schwächungskoeffizienten ablesen: $\mu = (0,64 \pm 0,02) \frac{1}{cm}$. Mit der Dichte von Blei ($\rho = 11,34 \frac{g}{cm^3}$) errechnet sich der Massenabsorptionskoeffizient

$$k = (56 \pm 2) \cdot 10^{-3} \frac{cm^2}{g} .$$

Die Halbwertsdicke erhält man aus diesen Werten durch

$$d_{0,5} = -\frac{\ln(0,5)}{\mu} = (1,08 \pm 0,04) cm .$$

2.2. Absorptionsvermögen (Intensitätsverlust/Anfangsintensität) verschiedener Absorbermaterialien. Statt gleicher Materialien verschiedener dicken werden nun verschiedene Materialien gleicher dicke durchleuchtet.



Absorptionsvermögen in Abhängigkeit von der Dichte

Ausgleichsgerade: $1 - \frac{I(x)}{I_0} = (0,067 \pm 0,004) \frac{cm^3}{g} \cdot x + (0,05 \pm 0,03)$

Es ist erkennbar, dass zwischen der Dichte und dem Absorptionsvermögen ein linearer Zusammenhang besteht. Da für diese Messung nur noch auf geringe Ereigniszahlen gewartet wurde, sind die Fehler entsprechend groß. Doch es sollte auch nur ein qualitativer Zusammenhang gezeigt werden.

Die getesteten Materialien waren:

Material	Dichte ρ in $\frac{g}{cm^3}$
nichts (Luft)	0
Holz	0,68
Plexiglas	1,18
Trovidur	1,38
Beton	2,14
Alu	2,71
Eisen	7,8
Messing	8,4
Blei	11,34

3. ANHANG

3.1. Nulleffekt . Da die Untergrundstrahlung für die Absorptionskurven abgezogen werden muss, ist diese ebenfalls zu bestimmen. Eine getrennte Messung ohne Strahler in der Nähe (die Nachbargruppe hatte ebenfalls kein Präparat in Verwendung) ergab eine Untergrundrate von $(0,27 \pm 0,03) \frac{1}{s}$. Aus der Zeitintervallmessung in 1.6 kann man ebenfalls eine Untergrundrate ermitteln. Diese liegt mit $(0,4 \pm 0,1) \frac{1}{s}$ etwas höher, da während dieser Messung die Nachbargruppe ein Präparat in Verwendung hatte. Insgesamt erhält man mit dem gewichteten Mittelwert eine Untergrundrate von $(0,29 \pm 0,03) \frac{1}{s}$, die bei allen Absorptionsmessungen von der gemessenen Rate abgezogen wird.

Für die wahre Zählrate ist noch die Totzeit zu berücksichtigen.

Insgesamt erhält man dann für die Zählraten $R = \frac{N}{T - N\tau} - R_U$, wobei N die gezählten Ereignisse, T die Messdauer, τ die Totzeit des Zählrohrs und R_U die Untergrundrate ist.

3.2. Auswertformel für Totzeit. Die Auswertformel vom Aufgabenblatt:

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

3.3. Grenzenergie und Massenabsorptionskoeffizient . Die empirische Flammersfeld-Beziehung vom Aufgabenblatt lautet:

$E = 1,92\sqrt{R^2\rho^2 + 0,22R\rho}$ mit maximaler Reichweite R in cm, Dichte ρ in $\frac{g}{cm^3}$ und der Grenzenergie E in MeV .

Der Fehler berechnet sich wieder mit der Gaußschen Fehlerfortpflanzung.

3.4. Fehlerrechnung .

- Formeln für die Fehlerrechnung und die Lineare Regression (least square fit):
- Steigung einer Ausgleichsgeraden:
 - $m = \frac{N \cdot (\sum x_i y_i) - (\sum x_i) \cdot (\sum y_i)}{\Delta}$, mit $\Delta = N \cdot (\sum x_i^2) - (\sum x_i)^2$.
 - Fehler der Steigung:
 - $\sigma_m^2 = \frac{\sigma_y^2}{\Delta} \cdot N$, mit der Anzahl der Messpunkte N
 - und $\sigma_y^2 = \frac{1}{N-2} \cdot \sum (y_i - c - m \cdot x_i)^2$.
 - y-Achsenabschnitt:
 - $c = \frac{(\sum x_i^2) \cdot (\sum y_i) - (\sum x_i) \cdot (\sum x_i y_i)}{\Delta}$
 - Fehler von c:
 - $\sigma_c = \frac{\sigma_y^2}{\Delta} \cdot \sum x_i^2$
- Allgemeine Fehlerfortpflanzung (Gaußsche Fehlerfortpflanzung):
 - mit $a(x_1, x_2, \dots)$ ist der Fehler von a:
 - $\sigma_a = \sqrt{\left(\frac{\partial a}{\partial x_1}\right)^2 \cdot \sigma_{x_1}^2 + \left(\frac{\partial a}{\partial x_2}\right)^2 \cdot \sigma_{x_2}^2 + \dots}$