

Fortgeschrittenenpraktikum

Protokoll zu den Versuchen über Teilchendetektoren und Strahlenschutz

Jonas Lieb, 312136
Gruppe 20

RWTH Aachen

23. März 2015

Zusammenfassung

In diesem Versuch werden α -, β - und γ Strahlung mit verschiedenen Detektoren betrachtet. Eingesetzt werden ein Halbleiterdetektor, eine Ionisationskammer und zwei Szintillationsdetektoren. Es wird die Abbremsung von α -Teilchen in Luft, die Absorption von β -Elektronen in Aluminium und die Abschwächung von γ -Strahlung in Blei vermessen. Dabei werden die Intensitäten in Abhängigkeit der Absorberdicke untersucht und entsprechende Modellparameter angepasst.

Im letzten Versuchsteil werden andere Praktikumsarbeitsplätze auf Strahlenquellen und Kontamination untersucht.

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung	3
1.1 Theorie	3
2 Versuche	4
2.1 Absorptionsschichtdicke des Halbleiterdetektors	4
2.2 Absorptionsschichtdicke der Ionisationskammer	14
2.3 γ -Spektren mit Szintillationszählern	19
2.4 γ -Absorption mit dem Szintillationszähler	22
2.5 β -Absorption mit dem Szintillationszähler	25
2.6 Strahlenschutz	27
3 Zusammenfassung	27

1 Einleitung

1.1 Theorie

1.1.1 Strahlung und Strahlenschutz

In diesem Versuch werden die drei bekannten Arten von Strahlung untersucht: α , β und γ -Strahlung.

Als α -Quelle wird ^{226}Ra (Radium) verwendet. Die erwarteten Peaks sind in Tabelle 1 aufgelistet. Die verwendete β -Quelle ist ^{90}Sr (Strontium), welches mit bis zu 0.546 MeV in ^{90}Y zerfällt und für γ -Emission wird ^{137}Cs (Caesium) verwendet, welches Photonen der Energie 0.6617 MeV abstrahlt.

Es wird die Absorption der Strahlung zwischen Quelle und Detektor gemessen und mit dem Literaturwert verglichen. Der Energieverlust der geladenen Teilchen wird dabei näherungsweise durch die Bethe-Bloch Formel modelliert. Beim Versuchsteil der α -Strahlung sind verschiedene scharfe Energiepeaks vorhanden, deren Reichweite unterschiedlich ist. Die Intensität der β -Strahlung wird durch eine Exponentialfunktion genähert. Für γ -Photonen wird eine exakte Exponentialfunktion erwartet.

Im Versuchsteil zum Strahlenschutz wird die Aktivität an verschiedenen Versuchsaufbauten gemessen und mit den gesetzlichen Grenzwerten verglichen. Außerdem wird eine Kontaminationsmessung durchgeführt, bei der festgestellt werden soll, ob verwendete Gegenstände mit radioaktivem Material kontaminiert sind.

1.1.2 Verwendete Detektortypen

Im Versuch werden drei verschiedene Detektortypen eingesetzt:

- Halbleiterdetektor: geladene Teilchen erzeugen im pn-Übergang Elektronen-Loch-Paare und werden durch die deponierte Ladung detektiert
- Ionisationskammer: geladene Teilchen erzeugen in einem Gas Elektronen-Ionen-Paare, die an Elektroden deponierte Ladung wird gemessen
- Szintillationszähler: im Szintillationsmaterial werden Photonen freigesetzt, die durch einen Photomultiplier ebenfalls in Ladung umgewandelt werden

2 Versuche

2.1 Absorptionsschichtdicke des Halbleiterdetektors

2.1.1 Aufbau und Durchführung

In diesem Versuch wird das ^{226}Ra -Präparat mit dem Halbleiterdetektor untersucht. Das Präparat ist auf einem Verschiebetisch vor dem Halbleiterdetektor montiert. Die Distanz des Verschiebetisches zum Detektor wird mit einer Mikrometerschraube eingestellt und auf einem Maßband abgelesen, wobei nur die relative Änderung festgestellt werden kann, da der Nullpunkt arbiträr gewählt ist. Der Halbleiterdetektor ist mit einem Multichannelanalyzer verbunden, welcher die Messdaten über USB zum Programm „Genie 2000“ überträgt, wo sie im **tka**-Format abgespeichert werden.

Im ersten Versuchsteil wird das Radium-Spektrum aufgezeichnet. Dafür wird das Präparat auf die Distanz 35.0 cm eingestellt, welches den nächstmöglichen Abstand zum Detektor darstellt. Der Lower-Level-Diskriminator bleibt ausgeschaltet (0) und die Messzeit beträgt 120 s. Die Verstärkungseinstellungen (Gain) bleiben auf den voreingestellten Werten.

Im zweiten Teil wird die Distanz des Präparates zum Detektor schrittweise erhöht und genau dann eine Aufnahme gemacht, wenn ein Peak nach manueller Begutachtung gerade aus dem Spektrum nach links herausgefahren ist, außerdem (1.00 ± 0.02) mm davor und dahinter (Genauigkeit aufgrund der Mikrometerschraube). Da die gemessene Energie der Restenergie der Teilchen nach Passieren der Luft entspricht, werden die Peak-Energien mit Vergrößerung der Distanz geringer und sind daher in niedrigeren Kanälen des MCAs zu finden.

Im letzten Versuchsteil wird erneut die gesamt mögliche Distanz vermessen und alle 0.5 cm ein Spektrum aufgenommen. Die Distanz wird dabei auf dem Maßband abgelesen, ihr Fehler beträgt nach manueller Inspektion 0.05 cm.

2.1.2 Rohdaten

Die Rohdaten für den ersten Versuchsteil befinden sich in Abbildung 1. Da ein sehr großer dynamischer Bereich vermessen wird, ist im unteren Spektrum ein eingeschränkter Bereich gezeichnet.

Die ebenso eingeschränkten Rohdaten für die Vermessung der Peak-Absorptions-Distanzen befinden sich in Abbildung 3.

2.1.3 Auswertung

1. Diskussion des Spektrums. Die erwarteten Peakenergien und Reichweiten (nach NIST [2], *Projected Range*) sind in Tabelle 1 dargestellt. In Abbil-

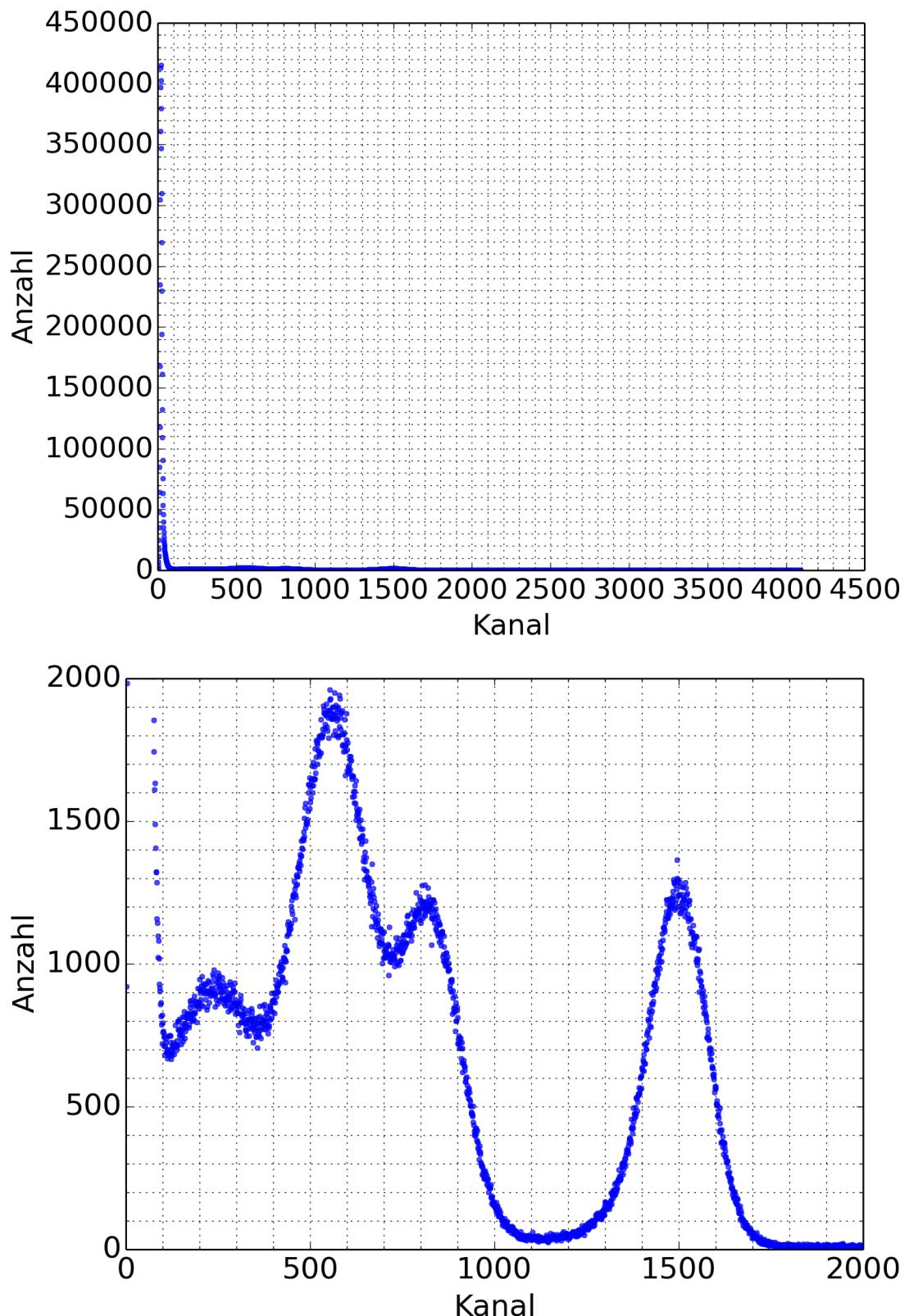


Abbildung 1: Rohdaten des ersten Versuchsteils, aufgenommen bei der Distanz 35.0 cm. Da auf der oberen Abbildung ein hoher Peak das Spektrum stark dominiert und zusätzlich durch den Verstärker nur die unteren Kanäle genutzt werden können, zeigt das untere Spektrum einen passenden Ausschnitt.

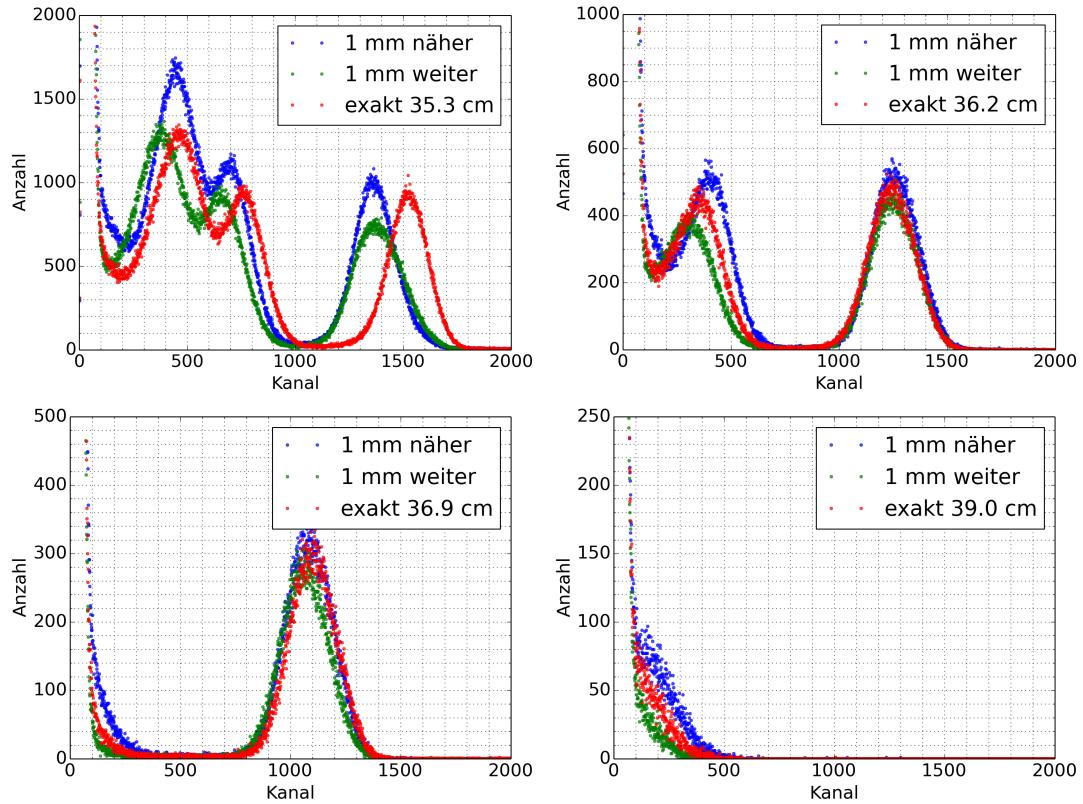


Abbildung 2: Rohdaten des zweiten Versuchsteils. Die Daten wurden auf einen Ausschnitt beschränkt, da alle Kanäle mit Kanalnummern größer als 2000 Messwerte von < 20 aufweisen und der höchste Peak Werte bis zu 1050000 annimmt.

Energie	Zerfall	Reichweite
4.871 MeV	$^{226}\text{Ra} \rightarrow ^{222}\text{Rn}$	3.52 cm
5.307 MeV	$^{210}\text{Po} \rightarrow ^{206}\text{Pb}$	4.01 cm
5.590 MeV	$^{222}\text{Rn} \rightarrow ^{218}\text{Po}$	4.34 cm
6.115 MeV	$^{218}\text{Po} \rightarrow ^{214}\text{Pb}$	4.99 cm
7.69 MeV	$^{214}\text{Po} \rightarrow ^{210}\text{Pb}$	7.18 cm

Tabelle 1: Erwartete α -Peaks und deren Reichweite in Luft bei Standardbedingungen (25°C , $\rho = 1.184 \text{ kg/m}^3 = 1.184 \times 10^{-3} \text{ g/cm}^3$ [4]).

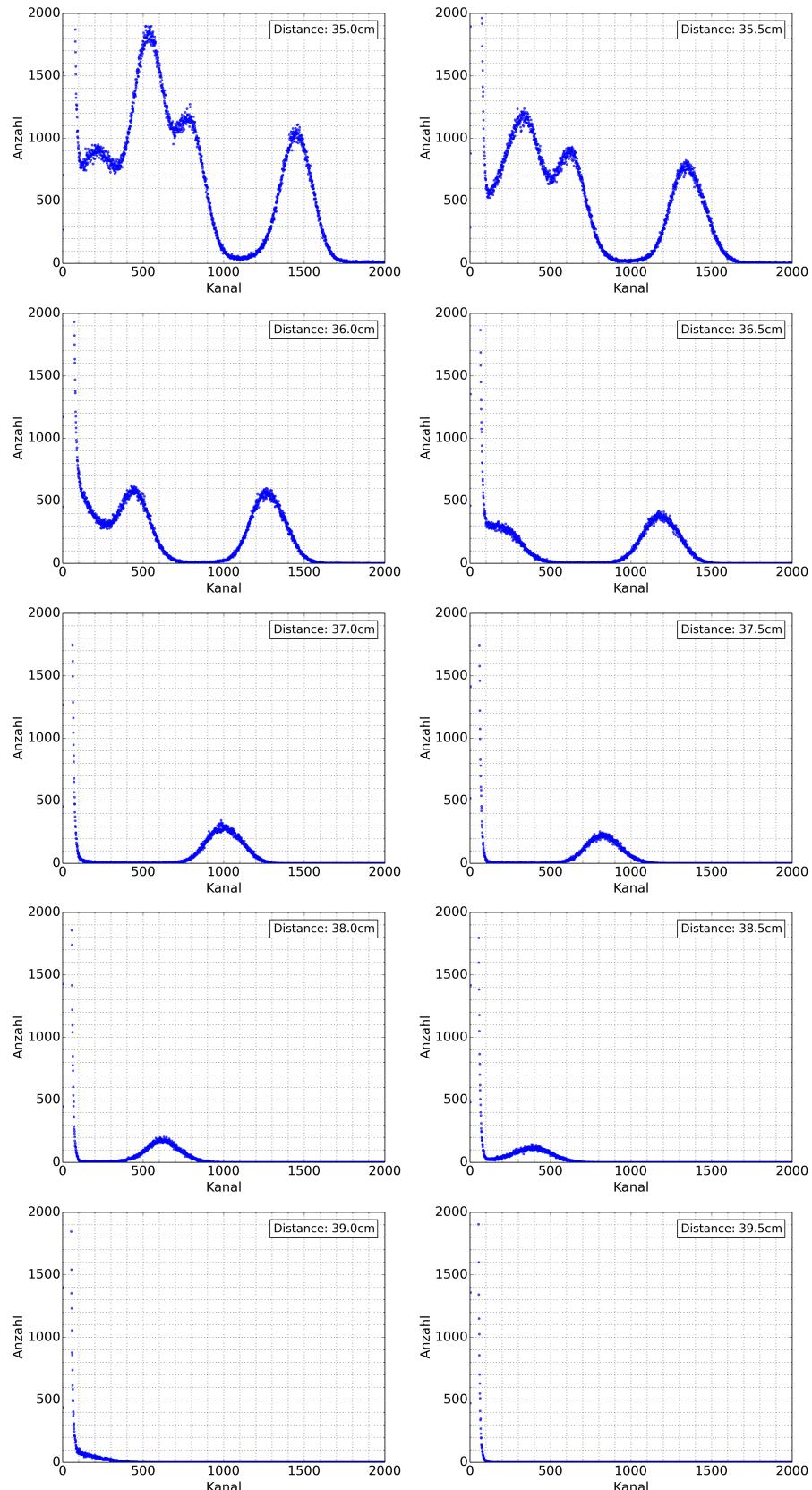


Abbildung 3: Rohdaten des dritten Versuchsteils. Auch hier wurden die Daten analog zu den anderen beiden Versuchsteilen beschränkt.

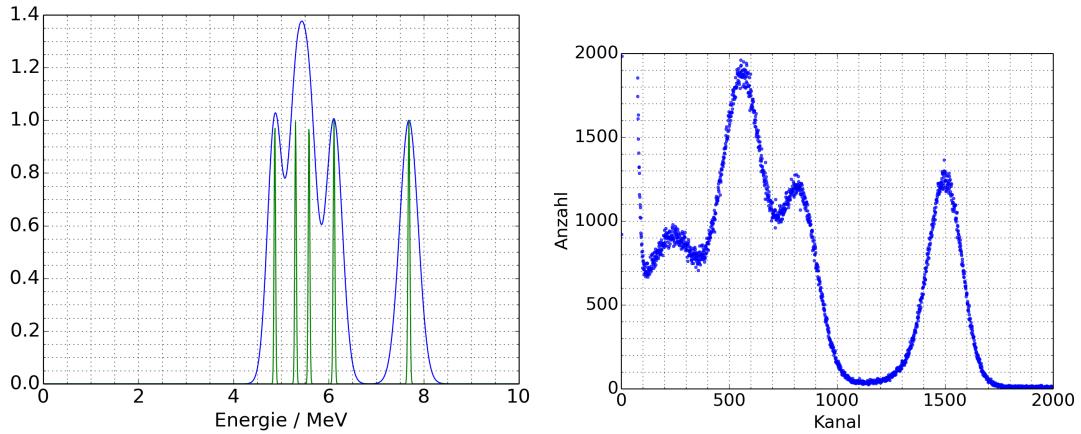


Abbildung 4: Vergleich: Simulation verschiedener Gaußpeaks gleicher Höhe ($A = 1$) mit den Breiten $\sigma = 0.07\sqrt{E}$ (blau) und $\sigma = 0.007\sqrt{E}$ (grün).

dung 4 findet sich zudem ein Vergleich zwischen einer theoretischen Vorhersage. Dabei ist die geplottete Funktion eine Summe mehrerer Gaußkurven ($f(x) = A \exp(-(x - \mu)^2/2\sigma^2)$), deren Mittelwerte μ den bekannten Energien entsprechen und deren Breite mit $\sigma = 0.07\sqrt{E}$ geschätzt ist. Die Amplitude der Gaußkurven ist für alle Peaks gleich ($A = 1$) angenommen. Es lässt sich erkennen, dass sich bei endlicher Peakbreite die Peaks bei 5.307 MeV und 5.590 MeV zu einem einzelnen Peak addieren. Vermutlich ist dies auch in der Messung bei Kanal ≈ 550 der Fall. Außerdem lässt sich in der Messung ein starker Hintergrund feststellen, der einen Peak bei $E \rightarrow 0$ erzeugt. Dieser Hintergrundpeak dominiert das Spektrum und musste daher vor der Darstellung entfernt werden.

Insgesamt lassen sich mit dieser Interpretation alle erwarteten Peaks erkennen. Da diese Feststellung allerdings nicht während der Versuchsdurchführung getroffen wurde, sondern erst in der Auswertung, wird er bei der Abschätzung der Reichweite ausgelassen.

Nun wird die theoretische Reichweite mit der gemessenen Reichweite verglichen. Da es schwierig ist, manuell zu schätzen, wann ein Peak links aus dem Spektrum ausgetreten ist, wird ein relativ großer Fehler von 3 mm angenommen. Dieser wurde während der Durchführung geschätzt.

2. Bestimmung der Absorptionsschichtdicke. In Tabelle 2 werden die Literaturwerte mit der gemessenen Reichweite verglichen.

Daraus ergibt sich ein fehlergewichteter Mittelwert für das Luftäquivalent der Dicke des zusätzlich zum gemessenen Abstand vorhandenen absorbierenden Materials zwischen Quelle und Detektor:

$$x_0 = (3.17 \pm 0.17) \text{ cm}$$

Energie	theoretische Reichweite	gemessene Reichweite	Differenz
4.871 MeV	3.52 cm	(0.3 ± 0.3) cm	(3.2 ± 0.3) cm
6.115 MeV	4.99 cm	(1.9 ± 0.3) cm	(3.1 ± 0.3) cm
7.69 MeV	7.18 cm	(4.0 ± 0.3) cm	(3.2 ± 0.3) cm

Tabelle 2: Vergleich von theoretischer mit gemessener Reichweite. Von den auf der Skala abgelesenen Werten wurde bereits der Wert der nächstmöglichen Position 39.95 cm abgezogen. Außerdem wurden die Peaks bei 5.307 MeV und 5.590 MeV ausgelassen, da sie sich in der Messung zu einem einzelnen summierten.

3. Erstellung einer Kalibrationskurve. Tabelle 3 zeigt die angenommene Peakenergien der drei vermessenen Peaks. Die Kanalnummern und ihre Fehler werden per Hand abgeschätzt. Für die Berechnung der Energie am Detektor wurden die Werte der NIST Datenbank [2] und die Näherung $\Delta E = \frac{dE}{dx} \cdot x$ benutzt, wobei $x_0 = (3.17 \pm 0.17)$ cm das im vorherigen Versuchsteil bestimmte Luftäquivalent ist.

anfängliche Energie	Energieverlust	Energie am Detektor	Kanal
4.871 MeV	0.918 MeV	3.953 MeV	240 ± 10
6.115 MeV	0.783 MeV	5.332 MeV	815 ± 10
7.69 MeV	0.67 MeV	7.02 MeV	1495 ± 8

Tabelle 3: Energie der Teilchen am Detektor, mit einer Absorptionsschicht von (3.17 ± 0.17) cm Luft, *Stopping Power* nach [2].

Eine Geradenanpassung durch die drei Werte ist in Abbildung 5 gezeigt. Die Anpassung wurde mit Migrad durchgeführt, und der Fehler auf die Parameter von dem Algorithmus geschätzt. Daraus ergibt sich folgende Kalibrationsfunktion $E(n)$, wobei n die Kanalnummer ist:

$$E(n) = (2.447 \pm 0.025) \times 10^{-3} \text{ MeV} \cdot n + (3.356 \pm 0.027) \text{ MeV}$$

Hierbei fällt schon auf, dass ein recht großer Offset von (3.356 ± 0.027) MeV ermittelt wurde, obwohl für MCAs üblicherweise ein Offset von ≈ 0 erwartet wird.

4. Alternative Methode zu Erstellung einer Kalibrationskurve. In diesem Versuchsteil werden die Restenergien der α -Teilchen nach Passieren verschiedener Distanzen mit den Kanalwerten der Peaks verglichen. Zur Berechnung der Restreichweite wird die auf der Skala abgelesene Messdistanz zuerst mit dem Ergebnis aus Versuchsteil 2 umgerechnet, sodass $(35.00 + x \pm 0.05)$ cm auf $(3.17 + x \pm 0.18)$ cm abgebildet wird. Danach wird dieser Wert von der erwarteten Reichweite subtrahiert, sodass die Restreichweite feststeht. Über die Tabellen des *National Institute of Standards and Technology* für Luft [2] wird nun einer Restreichweite x einer Energie $E(x)$ zugeordnet. Dabei wird die Energie eines Teilchens gesucht, das genau die Restreichweite als Reichweite besitzt. Um zwischen Werten zu interpolieren, wird kubische Interpolation benutzt.

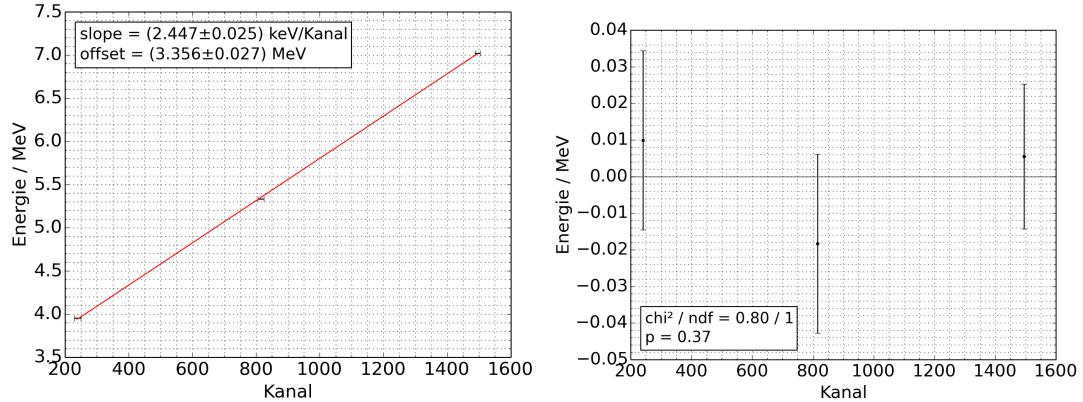


Abbildung 5: Anpassung der Kalibrationsgerade. Auf der horizontalen Achse befinden sich die abgelesenen Kanäle mit Fehler, auf der vertikalen Achse die Energie laut Literaturwert. Als Fehler dieser wurde die Standardabweichung der Gleichverteilung von $1/\sqrt{12}$ für die letzte Stelle angenommen. Auf der rechten Seite ist der Residuenplot gezeigt, $\chi^2/\text{ndf} = 0.8$

Reichweite	Messdistanz	Distanz mit Setup	Restreichw.	Restenergie
(3.520 ± 0.010) cm	(35.00 ± 0.05) cm	(3.17 ± 0.18) cm	(0.35 ± 0.18) cm	(0.6 ± 0.4) MeV
(4.990 ± 0.010) cm	(35.00 ± 0.05) cm (35.50 ± 0.05) cm (36.00 ± 0.05) cm (36.50 ± 0.05) cm	(3.17 ± 0.18) cm (3.67 ± 0.18) cm (4.17 ± 0.18) cm (4.67 ± 0.18) cm	(1.82 ± 0.18) cm (1.32 ± 0.18) cm (0.82 ± 0.18) cm (0.32 ± 0.18) cm	(3.08 ± 0.23) MeV (2.41 ± 0.27) MeV (1.58 ± 0.35) MeV (0.5 ± 0.4) MeV
(7.180 ± 0.010) cm	(35.00 ± 0.05) cm (35.50 ± 0.05) cm (36.00 ± 0.05) cm (36.50 ± 0.05) cm (37.00 ± 0.05) cm (37.50 ± 0.05) cm (38.00 ± 0.05) cm (38.50 ± 0.05) cm	(3.17 ± 0.18) cm (3.67 ± 0.18) cm (4.17 ± 0.18) cm (4.67 ± 0.18) cm (5.17 ± 0.18) cm (5.67 ± 0.18) cm (6.17 ± 0.18) cm (6.67 ± 0.18) cm	(4.01 ± 0.18) cm (3.51 ± 0.18) cm (3.01 ± 0.18) cm (2.51 ± 0.18) cm (2.01 ± 0.18) cm (1.51 ± 0.18) cm (1.01 ± 0.18) cm (0.51 ± 0.18) cm	(5.31 ± 0.16) MeV (4.87 ± 0.17) MeV (4.39 ± 0.18) MeV (3.88 ± 0.19) MeV (3.31 ± 0.22) MeV (2.67 ± 0.25) MeV (1.92 ± 0.31) MeV (0.9 ± 0.4) MeV

Tabelle 4: Restreichweiten und -Energien der Alphateilchen nach passieren der Messdistanz. Für die Fehlerabschätzung auf die Energie wird $\sigma_E = \max(|E(x) - E(x - \sigma_x)|, |E(x) - E(x + \sigma_x)|)$ verwendet.

Die größten Fehlerquellen in diesem Versuchsteil sind die Vermessung der Distanz ($\sigma = 0.05 \text{ cm}$) und der systematische Fehler des Ergebnis des 2. Versuchsteils ($\sigma = 0.17 \text{ cm}$). Zur Berechnung des Fehlers auf die Restreichweite σ_x wird Gaußsche Fehlerfortpflanzung verwendet. Um diesen Fehler nun auf die Restenergie fortzupflanzen, werden in der NIST Datenbank ebenfalls die Werte für $E(x + \sigma_x)$ und $E(x - \sigma_x)$ berechnet und das Maximum ihrer Abweichung zu $E(x)$ als angegebener Fehler benutzt:

$$\sigma_E = \max(|E(x) - E(x + \sigma_x)|, |E(x) - E(x - \sigma_x)|)$$

Restenergie	Kanal
$(0.5 \pm 0.4) \text{ MeV}$	150 ± 10
$(0.6 \pm 0.4) \text{ MeV}$	220 ± 20
$(0.9 \pm 0.4) \text{ MeV}$	390 ± 30
$(1.58 \pm 0.35) \text{ MeV}$	450 ± 20
$(3.08 \pm 0.23) \text{ MeV}$	780 ± 20
$(1.92 \pm 0.31) \text{ MeV}$	620 ± 20
$(2.41 \pm 0.27) \text{ MeV}$	620 ± 20
$(2.67 \pm 0.25) \text{ MeV}$	820 ± 20
$(3.31 \pm 0.22) \text{ MeV}$	990 ± 20
$(3.88 \pm 0.19) \text{ MeV}$	1170 ± 20
$(4.39 \pm 0.18) \text{ MeV}$	1260 ± 20
$(4.87 \pm 0.17) \text{ MeV}$	1340 ± 20
$(5.31 \pm 0.16) \text{ MeV}$	1460 ± 20

Tabelle 5: Restenergien aus 4, zusammen mit abgelesenen Kanalnummern. Die Fehler der Kanäle wurden manuell geschätzt. Die Tabelle ist sortiert nach der Kanalnummer.

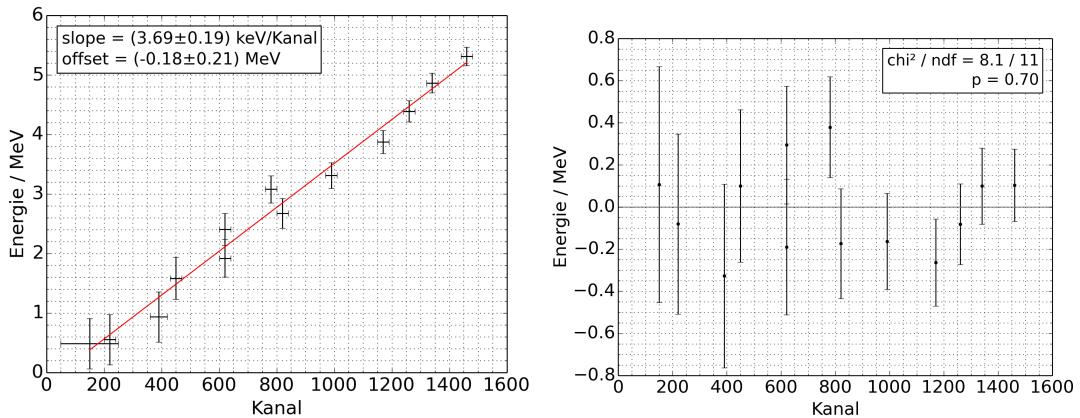


Abbildung 6: Lineare Anpassung zu den Daten aus Tabelle 5. Auf der rechten Seite befindet sich der Residuenplot, $\chi^2/\text{ndf} = 0.74$.

Den Restenergien werden nun die abgelesenen Peak-Kanäle mit ihren Fehlern zugeordnet (Tabelle 5) und eine lineare Regression durchgeführt (Abbildung 6). Die

Fehler der Parameter werden dem Regressionsalgorithmus entnommen. Daraus ergibt sich folgende Beziehung zwischen Energie und Kanal:

$$E(n) = (3.69 \pm 0.19) \times 10^{-3} \text{ MeV} \cdot n + (-0.18 \pm 0.21) \text{ MeV}$$

Dieses Ergebnis unterscheidet sich von dem aus Versuchsteil 3 (Steigung $(2.447 \pm 0.025) \times 10^{-3} \text{ MeV}$, Offset $(3.356 \pm 0.027) \text{ MeV}$) deutlich. Wie ursprünglich erwartet, ergibt sich in diesem Versuchsteil ein Offset von ≈ 0 . Aufgrund der größeren Statistik (13 statt nur 3 Messpunkte) liegt diese Kalibrationskurve vermutlich näher an der realen Kalibration des MCAs.

Ein möglicher Grund für die Fehleinschätzung in Versuchsteil 3 ist die Näherung $\Delta E = \frac{dE}{dx} \cdot x$. Wird anstelle der linearen Näherung integriert, so ergibt sich eine größere Energiedifferenz, was zu einer geringeren Energie am Detektor führt. Dies ist plausibel, da in Versuchsteil 3 offensichtlich zu hohe Energien angesetzt wurden.

5. Bestimmung der mittleren Reichweite. Da ausschließlich die Grenzen des höchstenenergetischsten Peaks (^{214}Po) eindeutig erkennbar sind, wird im Folgenden nur dieser betrachtet.

Das Integral dieses Peaks wird durch die Summe der Binwerte gebildet. Die Grenzen dieser Summe lower und upper sind dabei manuell gewählt.

Der Fehler auf jeden Binwert x_n ist $\sqrt{x_n}$ ¹. Damit ist der Fehler auf die Summe der Binwerte:

$$\sigma = \sqrt{\sum_{n=\text{lower}}^{\text{upper}} \sigma_n^2} = \sqrt{\sum_{n=\text{lower}}^{\text{upper}} \sqrt{x_n + 1}^2} = \sqrt{\sum_{n=\text{lower}}^{\text{upper}} x_n + 1}$$

Weil die Quelle isotrop abstrahlt, fällt die Anzahl der Ereignisse pro Fläche quadratisch ab. Dies ist eine Näherung, die aus der Kleinwinkelnäherung folgt. Um diesem Verlust gerecht zu werden, ist eine Raumwinkelkorrektur erforderlich:

$$I \propto \frac{n}{r^2} \Rightarrow n \propto Ir^2$$

Dabei ist I die gemessene Intensität (die Summe der Ereignisse) und n die Anzahl der Werte bei dieser Distanz, wenn der Detektor den gesamten Raumwinkel abdecken würde.

Eine Auftragung der korrigierten Daten aus Tabelle 6 befindet sich in Abbildung 7. Um die mittlere Reichweite zu bestimmen, werden die Daten zuerst mithilfe der ersten drei Messpunkte normiert, indem der Mittelwert der drei Messpunkte als Intensität 1 festgelegt wird. Dann wird eine Geradenanpassung durchgeführt (Abbildung 8).

¹Der Fehler auf Binwerte x_n wird in der Teilchenphysik üblicherweise mit $\sqrt{x_n}$ genähert, allerdings gilt diese Näherung nur für $x_n \rightarrow \infty$. Um besseres Fitverhalten bei $x_n \rightarrow 0$ zu erhalten, wird hier der Fehler $\sigma_n = \sqrt{n+1}$ gewählt, sodass im Limes hoher Werte das konventionelle Poisson-konfidenzintervall von $\sqrt{x_n}$ erhalten bleibt. Diese Näherung wird auch in den Auswertungen der folgenden Versuchsteile verwendet.

Distanz	lower	upper	Summe I	korrigiert n
(3.17 ± 0.18) cm	1100	1800	(2.632 ± 0.005) × 10 ⁵	(2.64 ± 0.30) × 10 ⁶ cm ²
(3.67 ± 0.18) cm	1000	1700	(2.095 ± 0.005) × 10 ⁵	(2.82 ± 0.27) × 10 ⁶ cm ²
(4.17 ± 0.18) cm	900	1600	(1.506 ± 0.004) × 10 ⁵	(2.62 ± 0.22) × 10 ⁶ cm ²
(4.67 ± 0.18) cm	800	1500	(1.0578 ± 0.0033) × 10 ⁵	(2.31 ± 0.18) × 10 ⁶ cm ²
(5.17 ± 0.18) cm	600	1400	(7.842 ± 0.028) × 10 ⁴	(2.10 ± 0.14) × 10 ⁶ cm ²
(5.67 ± 0.18) cm	500	1200	(5.902 ± 0.024) × 10 ⁴	(1.90 ± 0.12) × 10 ⁶ cm ²
(6.17 ± 0.18) cm	300	1000	(4.568 ± 0.022) × 10 ⁴	(1.74 ± 0.10) × 10 ⁶ cm ²
(6.67 ± 0.18) cm	100	700	(3.497 ± 0.019) × 10 ⁴	(1.56 ± 0.08) × 10 ⁶ cm ²

Tabelle 6: Integrale über den höchstenergetischen Peak bei verschiedenen Distanzen.

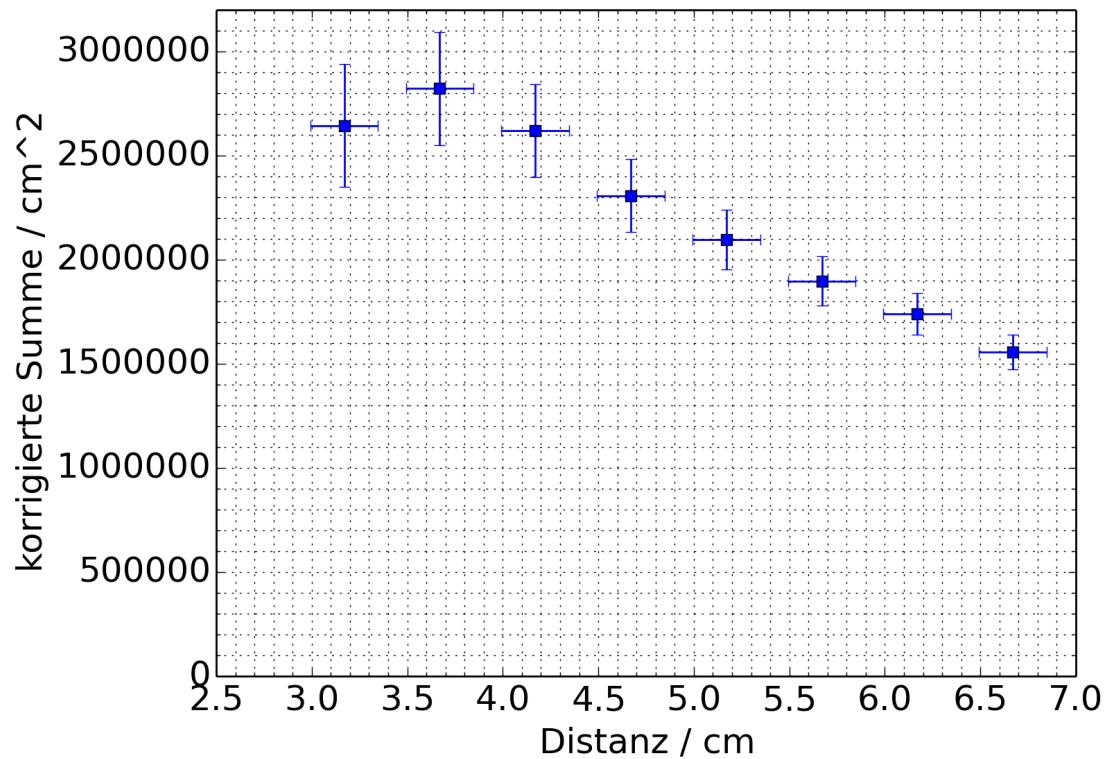


Abbildung 7: Plot der Reichweite der Alpha-Teilchen gegen die korrigierte Anzahl.

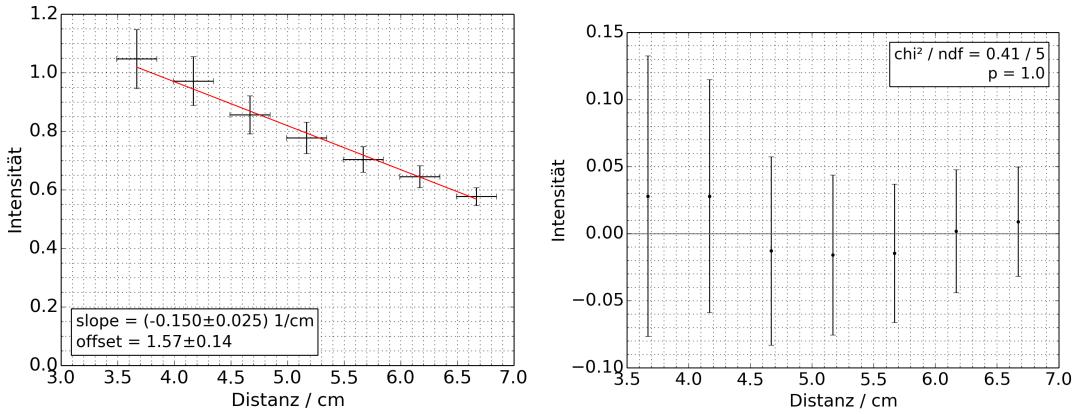


Abbildung 8: Plot der Reichweite der Alpha-Teilchen gegen die korrigierte Anzahl.

Über die Steigung m , den Offset b und deren Fehler kann nun die mittlere Reichweite berechnet werden:

$$x = \frac{0.5 - b}{a} = \frac{0.5 - (1.60 \pm 0.15)}{(-0.153 \pm 0.025) \text{ 1/cm}} = (7.1 \pm 1.5) \text{ cm}$$

Dieses Ergebnis stimmt sehr gut mit dem Literaturwert (Tabelle 1) von 7.18 cm überein.

2.1.4 Ergebnis

In diesem ersten Versuchsteil wurde ein Radium-Spektrum diskutiert. Mithilfe der vermessenen Reichweite wurde das Luftäquivalent des zusätzlich vorhandenen absorbierenden Materials mit $(3.17 \pm 0.17) \text{ cm}$ bestimmt. Es wurden zwei verschiedene Verfahren zur Kalibrierung des MCAs vorgestellt. Das erste Verfahren, was nur ein Spektrum betrachtet, ergab eine Kalibrierungsfunktion mit einem zu großen positiven Offset. Das zweite Verfahren nutzte mehrere Distanzen, so war es möglich eine sehr genaue Kalibrierung durchzuführen. Im letzten Versuchsteil wurde die Reichweite der α -Teilchen des ^{214}Po Peaks mit 7.69 MeV auf $(7.1 \pm 1.5) \text{ cm}$ bestimmt.

2.2 Absorptionsschichtdicke der Ionisationskammer

2.2.1 Aufbau und Durchführung

In diesem Versuchsteil wird die ^{226}Ra -Probe mit einer Ionisationskammer untersucht. Dafür wird statt des Halbleiterdetektors die Ionisationskammer auf der Messbank montiert. Erneut ist der Abstand zwischen Präparat und Detektor über eine Mikrometerschraube einstellbar und die relative Änderung kann auf einem Maßband abgelesen werden.

Die Ionisationskammer wird über eine Hochspannungsquelle mit 1.0 kV angeschlossen. Der Ausgang ist mit einem Verstärker verbunden. Dieser wandelt neben der Verstärkung die gemessenen Ströme in Spannungen um und ist so eingestellt, dass 10 nA auf 10 mV verstärkt werden. Die verstärkte Spannung wird mit einem Multimeter abgelesen. Über die Schwankungen auf dem Digitaldisplay des Multimeters werden die Fehler der Spannungsmessung bestimmt.

Schrittweise wird nun die Messdistanz von 39.0 cm (nächstmögliche Distanz) auf 48 cm in 0.5 cm-Schritten erhöht.

2.2.2 Rohdaten

Distanz	Spannung
(48.00 ± 0.05) cm	(−5.0 ± 3.0) mV
(47.50 ± 0.05) cm	(−3.0 ± 1.0) mV
(47.00 ± 0.05) cm	(3.3 ± 1.0) mV
(46.50 ± 0.05) cm	(4.6 ± 1.0) mV
(46.00 ± 0.05) cm	(6.5 ± 2.0) mV
(45.50 ± 0.05) cm	(6.0 ± 1.0) mV
(45.00 ± 0.05) cm	(5.0 ± 1.0) mV
(44.50 ± 0.05) cm	(5.8 ± 1.0) mV
(44.00 ± 0.05) cm	(4.5 ± 1.0) mV
(43.50 ± 0.05) cm	(4.5 ± 1.0) mV
(43.00 ± 0.05) cm	(21.6 ± 1.0) mV
(42.50 ± 0.05) cm	(31.0 ± 1.0) mV
(42.00 ± 0.05) cm	(28.5 ± 1.0) mV
(41.50 ± 0.05) cm	(20.2 ± 1.0) mV
(41.00 ± 0.05) cm	(32.0 ± 1.0) mV
(40.50 ± 0.05) cm	(77.5 ± 1.0) mV
(40.00 ± 0.05) cm	(144.0 ± 3.0) mV
(39.50 ± 0.05) cm	(196.0 ± 2.0) mV
(39.00 ± 0.05) cm	(199.0 ± 2.0) mV

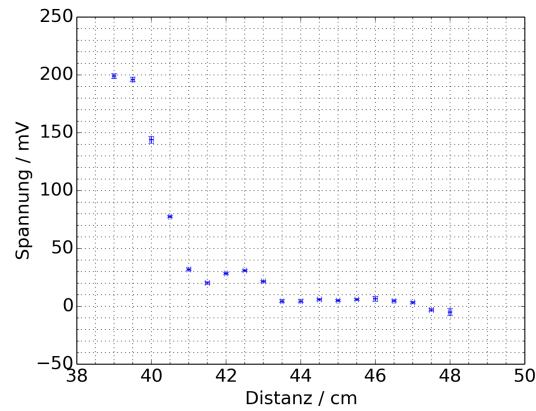


Tabelle 7: Rohdaten der Vermessung des ^{226}Ra -Präparates mit der Ionisationskammer. Die verstärkte Spannung ist auf der vertikalen Achse aufgetragen. Die horizontale Achse entspricht dem Entfernungswert, der auf der arbiträren Skala des Maßbandes abgelesen wurde.

Die Rohdaten sind in tabellarischer und graphischer Form in Abbildung 7 dargestellt. Die Fehler auf die Spannung wurden den Multimetermesswerten entnommen, die Fehler auf die Distanz entstammen der Ablesungsgenauigkeit auf des Maßbandes.

Auffällig ist, dass die Spannung bei großen Distanzen negativ ist. Dies liegt an einer ungenau durchgeführten Offseteinstellung.

2.2.3 Auswertung

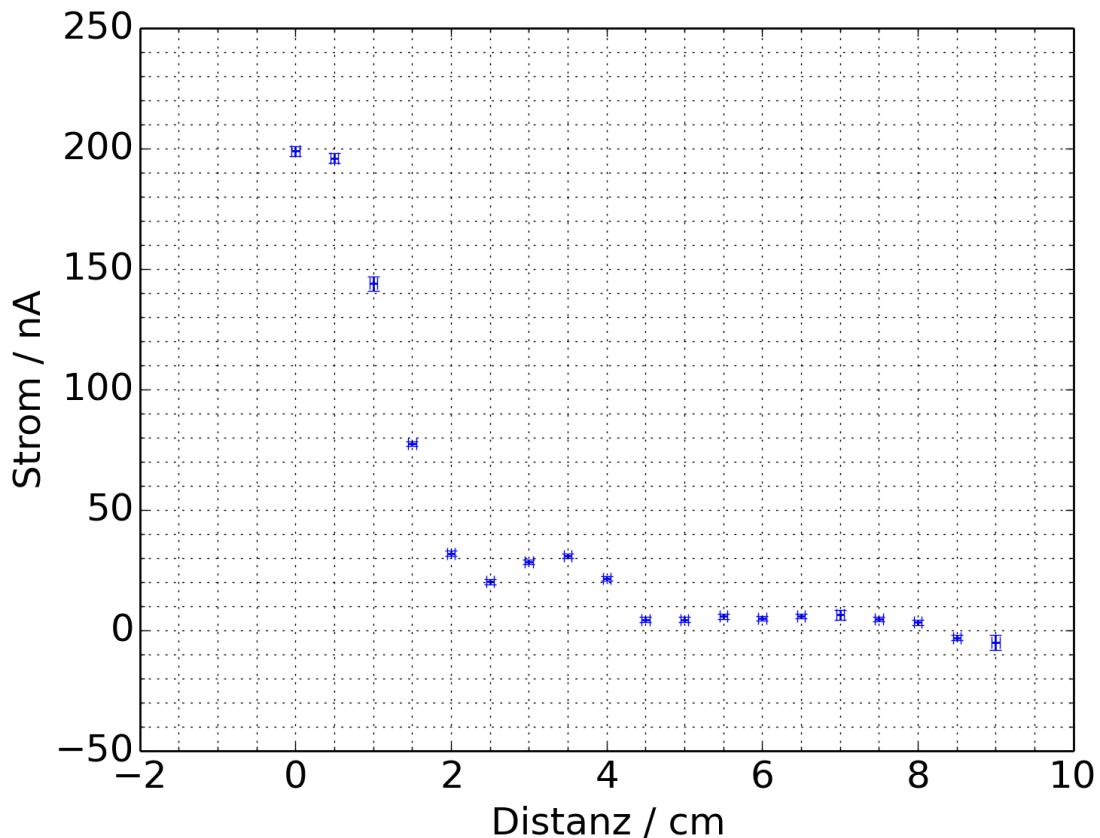


Abbildung 9: Auftragung des gemessenen Stroms gegen Distanz. Die Distanz wurde korrigiert, sodass der nächstmögliche Abstand, 39.0 cm dem Nullpunkt 0 entspricht.

1. Diskussion des Graphen. Zuerst werden die Spannungen in Ströme umgerechnet. Dabei entspricht eine Spannung von 1 mV der Stromstärke von 10 nA. Diese Daten sind in Abbildung 9 aufgetragen. Es lassen sich mehrere Plateaus erkennen. Diese entsprechen den Energiebereichen zwischen den Peaks, bei denen die Anzahl der α -Teilchen konstant bleibt.

Besonders deutlich wird dies, wenn man die Änderung des Stromes $-\frac{dI}{dx}$ gegen x aufträgt (Abbildung 10). Eine hohe Änderung $-\frac{dI}{dx}$ bedeutet, dass gerade bei dieser Distanz eine Reichweite des entsprechenden Peaks erreicht ist. Die endliche Breite der Peaks kommt daher, dass der Energieverlust von α -Teilchen auch einem statistischen Prozess unterliegt.

2. Bestimmung der Absorptionsschichtdicke. Da die Reichweite der ^{214}Po -Teilchen 7.18 cm beträgt, kommt die Stromänderung bei 9 cm nicht als entsprechender Kandidat in Frage. Daher wird zur Bestimmung der Reichweite die Änderung bei 4 - 4.5 cm benutzt. Aufgrund der geringen Statistik kann der genaue Abstand nur schlecht abgeschätzt werden, eine manuelle Abschätzung ergibt

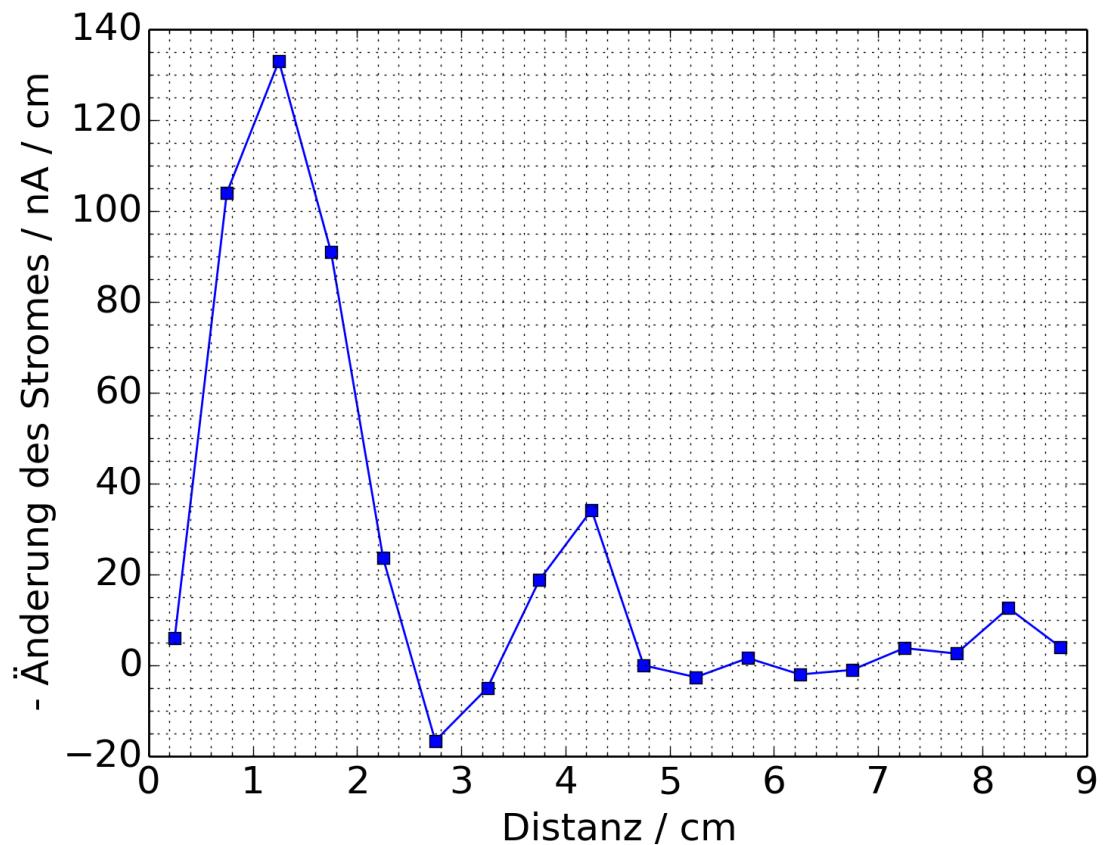


Abbildung 10: Auftragung der Änderung des Stromes $-\frac{dI}{dx}$ gegen die Distanz x . Dort, wo die Änderung des Stromes groß ist, ist gerade die Reichweite eines Peaks erreicht, deshalb ist in diesem Plot das Energiespektrum erkennbar.

(4.25 ± 0.25) cm. Nach Abzug von der vorhergesagten Reichweite von 7.18 cm ergibt dies für das Luftäquivalent der Dicke des zusätzlich zum gemessenen Abstand vorhandenen absorbierenden Materials zwischen Quelle und Detektor einen Wert von

$$x_0 = (2.93 \pm 0.25) \text{ cm}$$

Dabei wurde der Fehler auf den Literaturwert vernachlässigt, da er deutlich kleiner als der Messfehler des Abstandes ist.

3. Bestimmung der mittleren Reichweite. Zur Bestimmung der mittleren Reichweite wird eine lineare Anpassung durch die drei Punkte bei 3.5 cm, 4.0 cm und 4.5 cm durchgeführt, da 3.5 cm noch Teil des Plateaus ist und bei 4.5 cm keine Polonium-Alphateilchen den Detektor erreichen. Vorher werden diese Werte jedoch um den im vorherigen Versuchsteil bestimmten Wert x_0 translatiert, sodass sie nun bei (6.42 ± 0.25) cm, (6.92 ± 0.25) cm und (7.42 ± 0.25) cm liegen.

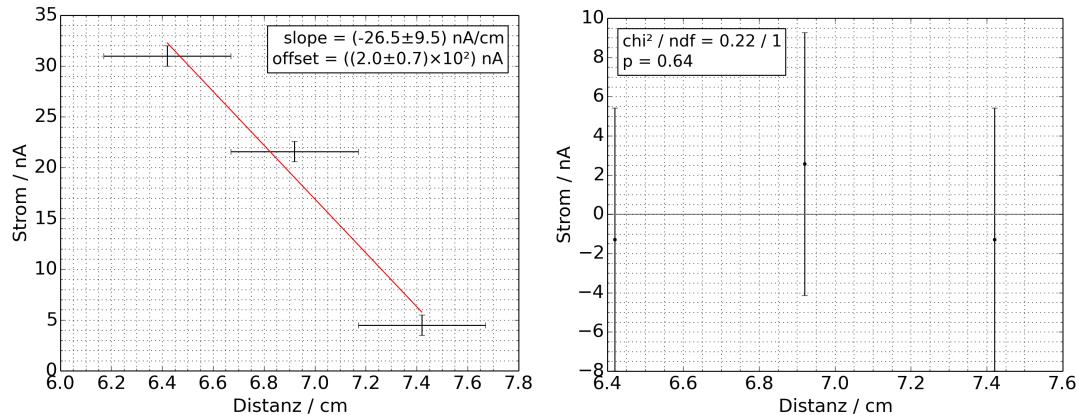


Abbildung 11: Lineare Anpassung zur Bestimmung der α -Reichweite mithilfe der Mesergebnisse der Ionisationskammer. Es wurden nur diese drei Datenpunkte angepasst, da 3.5 cm noch Teil des Plateaus ist und bei 4.5 cm keine Polonium-Alphateilchen den Detektor erreichen. Diese wurden um x_0 translatiert, sodass sie bei ca. 6.42, 6.92, 7.42 cm liegen.

Diese Anpassung ist in Abbildung 11 zu sehen. Aus dem Ergebnis kann erneut die Reichweite berechnet werden mit

$$x = \frac{(17.8 \pm 0.7) \text{ nA} - (200 \pm 70) \text{ nA}}{(-26.5 \pm 9.5) \text{ nA/cm}} = (7.0 \pm 3.5) \text{ cm}$$

Dabei entsprechen (17.8 ± 0.7) nA der halben Intensität.

4. Vergleich mit der Halbleiter-Messung. Die Absorptionsschicht der Detektoren ist selbstverständlich unterschiedlich, da sie unterschiedlich gebaut sind. Jedoch lässt sich erkennen, dass beide Werte der gleichen Größenordnung von

≈ 3 cm sind. Die Bestimmung der mittleren Reichweite war mit der Ionisationskammer deutlich ungenauer als mit dem Halbleiterdetektor, jedoch stimmen auch diese Werte innerhalb ihrer Fehler gut mit dem Literaturwert von 7.18 cm überein.

2.2.4 Ergebnis

Die Messung mit der Ionisationskammer war deutlich ungenauer als die mit dem Halbleiterdetektor. Dies liegt besonders daran, dass aufgrund der Energieauflösung des Halbleiterdetektors der Hintergrund niedriger Energie separiert werden konnte, während die Ionisationskammer alle einfallenden geladenen Teilchen misst.

Die in diesem Versuchsteil bestimmte Reichweite beträgt (7.0 ± 3.5) cm.

2.3 γ -Spektren mit Szintillationszählern

2.3.1 Aufbau und Durchführung

In diesem Versuchsteil wird von ^{137}Cs emittierte γ -Strahlung (661.7 keV [5]) mit zwei verschiedenen Szintillationszählern untersucht. Es wird ein organisches Szintillationsmaterial und ein anorganisches Szintillationsmaterial, NaI(Tl), eingesetzt. Für beide Szintillationsmaterialien wird die gleiche Photomultiplier-Tube verwendet, welche mit ≈ 1050 V betrieben wird. Die gemessenen Ladungen werden mit einem Verstärker verstärkt und danach über einen MCA mit einem Computer verbunden, auf welchen *Genie 2000* gestartet ist, ein Programm, mit dem die Daten im Toolkit-Format (**tka**) abgespeichert werden können.

Material	Anorganisch	Organisch
PM-Spannung	1051 V	1050 V
Gain	$\times 16$	$\times 128$
Differentiation	DC	DC
Integration	1 μs	1 μs
Polarity	negative	negative
Messzeit	600 s	600 s
LLD	0	0

Tabelle 8: Messeinstellungen für die Vermessung der ^{137}Cs - γ -Probe mit den Szintillationsdetektoren

Die Verstärkereinstellungen befinden sich in Tabelle 8. Da eine Inspektion der Daten mit einem Oszilloskop ergab, dass nur sehr selten mehrere Peaks koinzidieren, wurde die Differentiation auf DC gestellt.

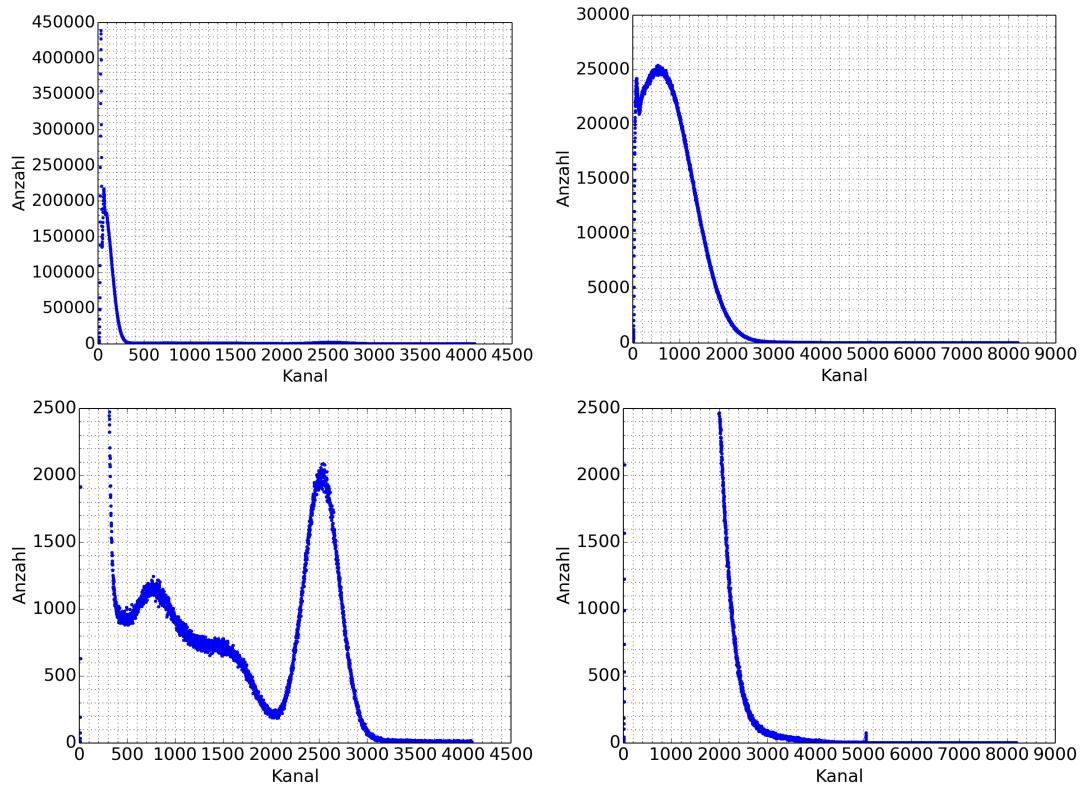


Abbildung 12: Rohdaten der Vermessung des γ -Spektrums von ^{137}Cs . Auf der linken Seite ist das Spektrum mit dem anorganischen Szintillator abgebildet, rechts mit dem organischen. Da große Peaks beide Spektren dominieren, zeigen die unteren Abbildungen nur einen skalierten Ausschnitt.

2.3.2 Rohdaten

Die Rohdaten der beiden Versuchsteile befinden sich in Abbildung 12. Ein großer Peak in den unteren Kanälen dominiert die Messungen stark.

2.3.3 Auswertung

2.3.4 Rohdaten

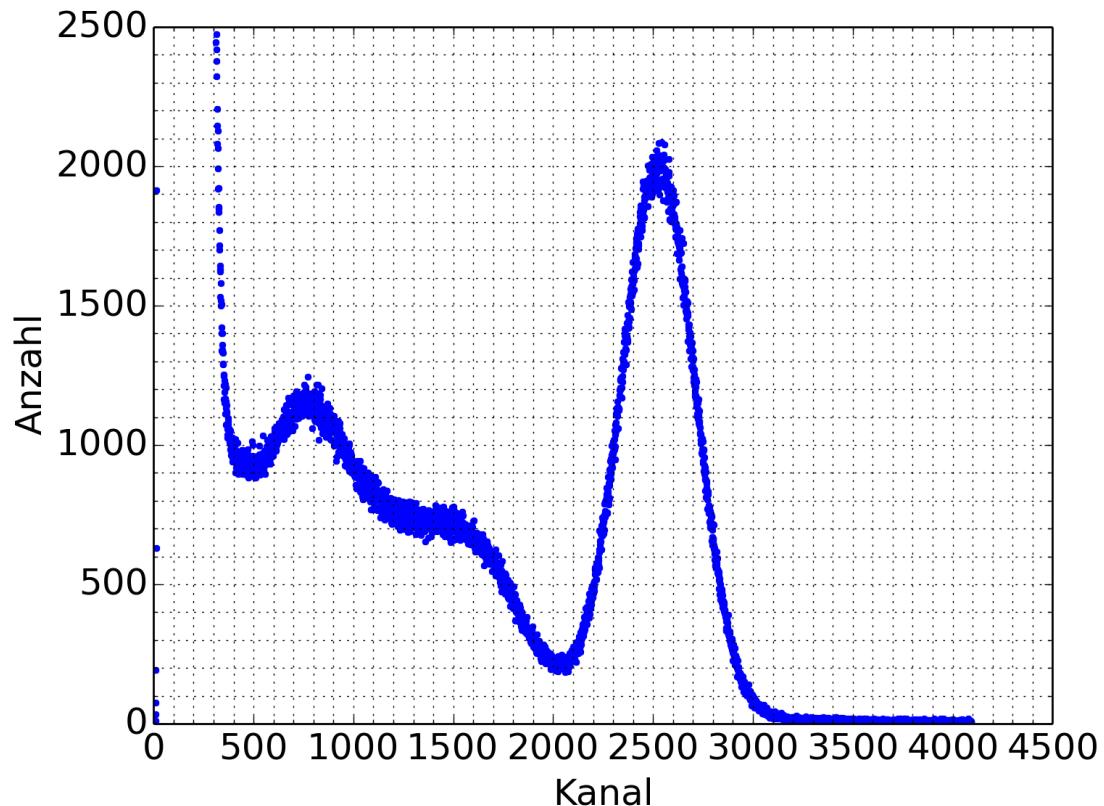


Abbildung 13: Skalierte Daten der ^{137}Cs -Messung mit dem anorganischen Szintillationsmaterial. Deutlich zu erkennen sind die Comptonkante und der Photopeak.

1. Diskussion der Spektren. Beide Spektren sind von einem starken Untergrund dominiert. Dieser verursacht einen Gaußschen Peak in den unteren Kanälen. Bei der Messung mit dem anorganischen Szintillator (Abbildung 13) lassen sich erwartete Elemente erkennen: Doppelescape Peak (ca. Kanal 750), Escape-Peak (ca. Kanal 1500), Compton-Kante (ca. Kanal 1800), Photopeak (ca. Kanal 2530).

Für die Messung mit dem organischen Szintillator sind keine Features zu erkennen. Der Peak bei Kanal 5060 stammt daher, dass der Verstärker nicht das gesamte Spektrum des MCA ansprechen konnte und zu stark verstärkte Signale in eine

Sättigung der Amplitude gebracht werden, sodass der MCA sie fälschlicherweise in den dazugehörigen Kanal (in diesem Fall ≈ 5060) einteilt.

2. Betrachtung der Nachweiswahrscheinlichkeit. Zur Berechnung der Nachweiswahrscheinlichkeit wird die Anzahl der gesamt gemessenen Ereignisse berechnet. Beim anorganischen Szintillator werden in 600 s insgesamt 32064010 Ereignisse gezählt. Beim organischen Szintillator sind es 33882953 Ereignisse, also 106 % soviel. Dies könnte dafür sprechen, dass die Nachweiswahrscheinlichkeit des Plastiksintillators höher ist. Allerdings machen die 40595 tatsächlich interessanten Ereignisse (Kanalnr. größer als 500) beim anorganischen Szintillator nur 0.12 % der Ereignisse aus, beim organischen lässt sich gar kein Signal erkennen. Daher ist die Aussagekraft der Nachweiswahrscheinlichkeit bei so starkem Background eher gering.

2.3.5 Ergebnis

In diesem Versuchsteil konnten ein anorganischer und ein organischer Szintillator verglichen werden. Beide Spektren der ^{137}Cs Probe waren von Untergrund bei niedrigen Kanälen dominiert. Die erwarteten Muster, Comptonkante und Photopeak, waren ausschließlich in der Messung des anorganischen Szintillators zu erkennen. Aufgrund des Hintergrundes ist es nicht möglich, eine zuverlässige Messung der Nachweiswahrscheinlichkeit durchzuführen.

2.4 γ -Absorption mit dem Szintillationszähler

2.4.1 Aufbau und Durchführung

In diesem Versuchsteil wird ein anorganischer Szintillator verwendet. Erneut wird eine Cäsium-Probe betrachtet, die γ -Strahlung emittiert. Die Messeinstellungen des Versuches sind in der linken Spalte von Tabelle 8 zu finden. Diesmal ist der Verstärker des Szintillators allerdings direkt mit einem Counter verbunden.

Um den im vorherigen Versuchsteil beobachteten Peak bei niedrigen Energien auszublenden, wird die Cäsium-Probe zunächst entnommen und ein Threshold so hoch eingestellt, dass eine Änderung des Thresholds nur noch eine geringe Änderung der gezählten Ereignisse zur Folge hat. Es wird erwartet, dass der Hintergrund dort ein Minimum besitzt. Dies resultiert in einer Thresholdspannung von 1.12 mV.

Danach werden zwischen Probe und Detektor Bleiplatten verschiedener Dicken positioniert und jeweils die Anzahl der Ereignisse in 20 s gezählt. Um dabei Abschirmungsdicken zu erzeugen, die nicht mit einer einzelnen Bleiplatte möglich sind, werden diese passend kombiniert. Die Dicke der Bleiplatten wird separat mit einem Messschieber vermessen, dabei fallen leichte Variationen um 0.1 mm auf, die als Fehler auf jede einzelne Platte angenommen werden.

2.4.2 Rohdaten

Blöcke / mm	Dicke	Ereignisse	Blöcke / mm	Dicke	Ereignisse
-	0 mm	5857	10, 3	13 mm	2444
1	1 mm	5316	10, 3, 1	14 mm	2275
2	2 mm	5085	10, 5	15 mm	2060
3	3 mm	4610	10, 5, 1	16 mm	1954
1, 3	4 mm	4427	10, 5, 2	17 mm	1913
5	5 mm	4040	10, 5, 3	18 mm	1799
5, 1	6 mm	3706	10, 5, 4	19 mm	1706
5, 2	7 mm	3525	20	20 mm	1636
5, 3	8 mm	3302	20, 5	25 mm	1285
5, 3, 1	9 mm	3129	20, 10	30 mm	1106
10	10 mm	2925	20, 10, 5	35 mm	901
10, 1	11 mm	2741	20, 10, 5, 3, 2	40 mm	852
10, 2	12 mm	2610			

Tabelle 9: Rohdaten der γ -Absorptionsmessung. Die Absorberdicken werden mithilfe mehrerer Platten zusammengesetzt, diese sind in der ersten Spalte aufgelistet.

Die Rohdaten befinden sich in Tabelle 9. Im folgenden wird die Näherung $\sigma_n = \sqrt{x_n + 1}$ für die Binfehler angenommen. Der Fehler auf die Schichtdicke beträgt $\sigma_x = \sqrt{N} \cdot 0.1$ mm, wobei N die Anzahl der verwendeten Platten ist.

2.4.3 Auswertung

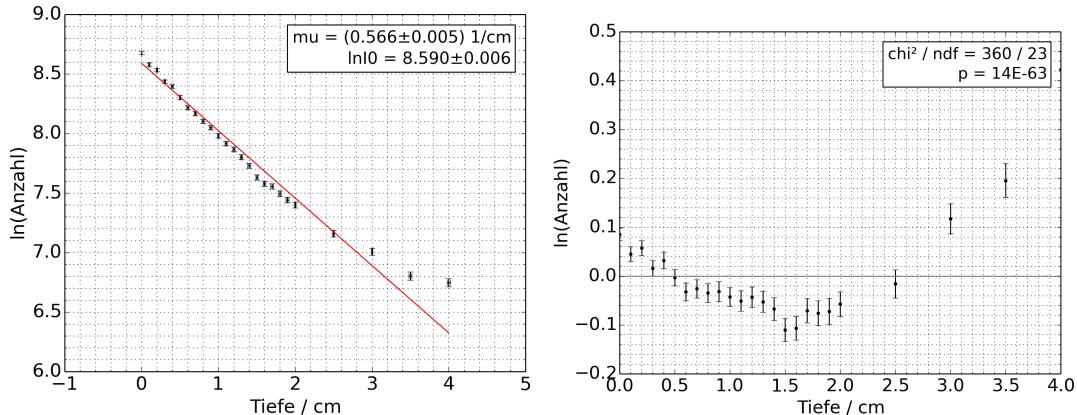


Abbildung 14: Lineare Anpassung an die logarithmierte Darstellung der Messdaten. Auf der vertikalen Achse befindet sich der natürliche Logarithmus der Anzahl der Ereignisse. Auf der horizontalen Achse befindet sich die Absorptionsschichtdicke in cm. $\chi^2/\text{ndf} = 15.7$.

Da ein exponentieller Abfall der Intensität erwartet wird, liegt es nahe, die Daten logarithmiert aufzutragen und eine lineare Anpassung durchzuführen:

$$I = I_0 e^{-\mu x} \Rightarrow \ln(I) = -\mu x + \ln(I_0)$$

Dies ist in Abbildung 14 gezeigt. Allerdings fällt auf dem Residuengraph auf, dass die Daten über 2 cm systematisch abweichen zu scheinen. Dafür spricht auch $\chi^2/\text{ndf} = 15.7$

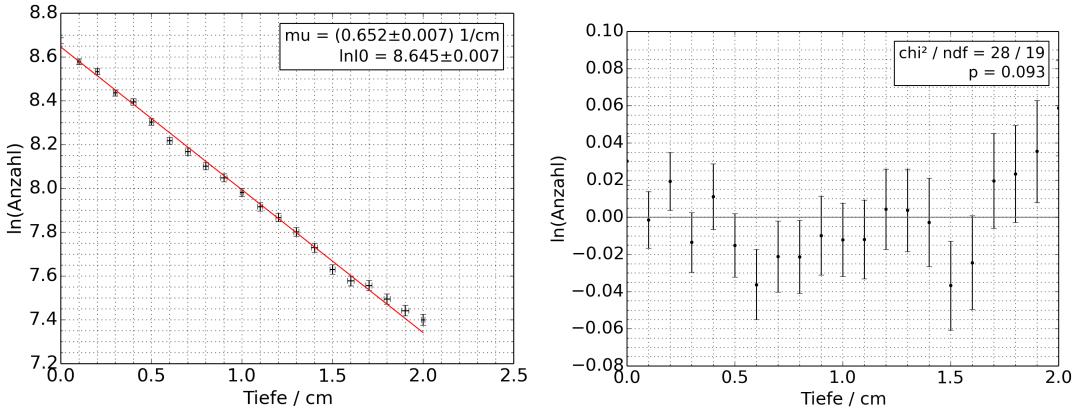


Abbildung 15: Lineare Anpassung an die logarithmierte Darstellung der Messdaten, Tiefen > 2 cm ausgenommen. $\chi^2/\text{ndf} = 1.47$.

Deshalb werden im folgenden nur die Daten unter 2 cm angepasst. Dies ist in Abbildung 15 gezeigt. Mit $\chi^2/\text{ndf} = 1.47$ und statistisch streuenden Residuen ist diese Anpassung wahrscheinlicher. Damit ergibt sich für den Absorptionskoeffizienten

$$\mu = (0.652 \pm 0.007) \text{ 1/cm}$$

und mit einer Dichte von $\rho = (11.342 \pm 0.001) \text{ g/cm}^3$ [6] ergibt sich für den Massenabsorptionskoeffizienten

$$\mu' = \frac{\mu}{\rho} = (0.0575 \pm 0.0006) \text{ cm}^2/\text{g}$$

Die *NIST X-Ray X-Ray Mass Attenuation Coefficient*-Datenbank gibt für Blei nur Werte für einige Energien an: $\mu(600 \text{ keV}) = 0.1248 \text{ cm}^2/\text{g}$, $\mu(800 \text{ keV}) = 0.0887 \text{ cm}^2/\text{g}$ [7]. Da die Energie der hier verwendeten Strahlung allerdings 661.7 keV beträgt und die Funktion $\mu(E)$ hinreichend harmlos aussieht, lässt sich schließen, dass das hier ermittelte Ergebnis weit vom Literaturwert entfernt ist.

Der höhere Massenabsorptionskoeffizient in der Literatur bedeutet, dass mehr Ereignisse hätten absorbiert werden müssen bzw. zu viele Ereignisse gemessen wurden. Ein möglicher Grund dafür ist Kontamination des Messaufbaus, Strahlung, die die Bleiplatten durch Reflexion umgangen hat, oder andere Strahlenquellen.

2.5 β -Absorption mit dem Szintillationszähler

2.5.1 Aufbau und Durchführung

In diesem Versuchsteil wird β -Strahlung von ^{90}Sr der Energie 546 keV [8] mit einem Szintillator beobachtet. Dabei wird eine anderer Photomultiplier benutzt als im Vorversuch, er wird aber ebenfalls mit 1050 V betrieben.

Der Verstärker ist diesmal eingestellt auf einen Gain von $\times 32$. Der Threshold wird so hoch eingestellt, dass in der Messzeit von 10 s ohne Probe nahezu keine Ereignisse mehr gezählt werden (< 10). Dies ist bei einer Spannungsschwelle von 8.9 mV der Fall.

Es werden schrittweise verschiedene Aluminiumplatten zwischen Strontiumquelle und Detektor geschoben und jeweils die Anzahl der Ereignisse in 10 s gezählt.

2.5.2 Rohdaten

Plattennr.	Ereignisse	Plattennr.	Ereignisse
-	150386	14	75555
5	146631	15	56277
6	144385	16	51075
7	141057	17	38954
8	134514	18	30708
9	131735	19	24397
10	121824	20	15027
11	111040	21	6833
12	97784	22	2048
13	86438	23	253

Tabelle 10: Rohdaten des β -Absorptionsversuches. Die linke Spalte zeigt die Plattennummer; jede Plattennummer kann mithilfe der Tabelle auf [1, S. 25] einer Absorberdicke zugeordnet werden.

Die Rohdaten sind in tabellarischer Form in Tabelle 10 dargestellt. Da die Absorberdicke mit der Plattennummer ansteigt, lässt sich schon erkennen, dass die Anzahl der Ereignisse wie erwartet mit aufsteigender Plattennummer abnimmt.

2.5.3 Auswertung

Zur Auswertung müssen die Plattennummern zuerst in Schichtdicken übersetzt werden. Dies geschieht mit einer Tabelle auf [1, S. 25]. Um den Massenabschwächungskoeffizient zu berechnen, wird zuerst analog zur γ -Absorption eine Exponentialfunktion angenommen:

$$I = I_0 e^{-\mu x}$$

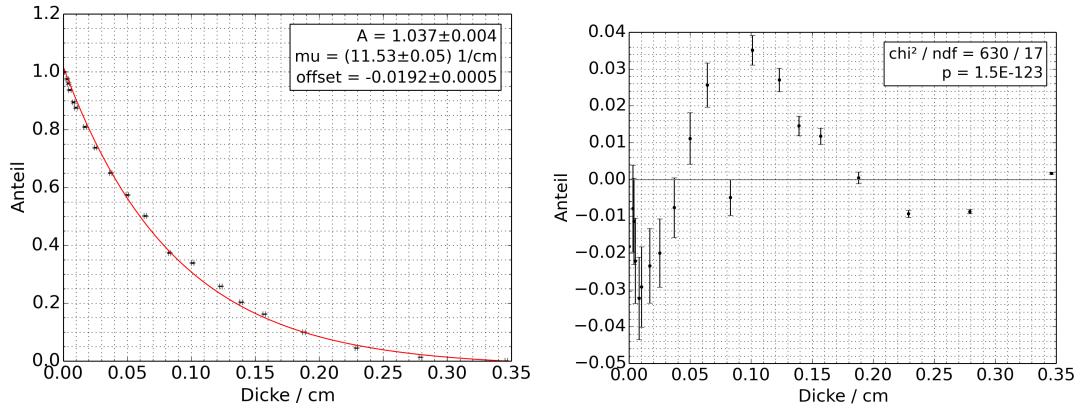


Abbildung 16: Abschwächung der ^{90}Sr β -Strahlung durch Aluminiumplatten verschiedener Dicken. Der Anteil der initialen Intensität ist auf der vertikalen Achse aufgetragen. Es wurde eine abfallende Exponentialfunktion angepasst.

Eine solche Anpassung ist in Abbildung 16 gezeigt. $\chi^2/\text{ndf} = 37$ und der Residuengraph zeigen, dass die Exponentialfunktion nicht hinreichend angepasst werden kann. Ein möglicher Grund dafür, dass die Absorption nicht einer einfachen Exponentialfunktion folgt, ist, dass der Wirkungsquerschnitt der Kollision der β -Elektronen mit dem Material nicht konstant ist, sondern abhängig von der Energie. Zusätzlich spielt das breite Spektrum der Energien eine Rolle, da bei β -Zerfall außer dem Elektron ebenfalls ein Anti-Elektron-Neutrino entsteht, welches Impuls und Energie trägt. Wird jedoch trotzdem das vereinfachende Modell der Exponentialfunktion genutzt, ergibt sich der Absorptionskoeffizient

$$\mu = (11.53 \pm 0.05) \text{ 1/cm}$$

und mit einer Dichte von $\rho = (2.7 \pm 0.1) \text{ g/cm}^3$ [9] der Massenabsorptionskoeffizient

$$\mu' = \frac{\mu}{\rho} = (4.27 \pm 0.16) \text{ cm}^2/\text{g}$$

Mit Formel (14) aus [1, S. 15] ergibt sich für die maximale Energie:

$$E_{\max} = \frac{17}{(4.27 \pm 0.16)^{1/1.14}} \text{ MeV} = (3.36 \pm 0.11) \text{ MeV}$$

Aus dieser kann mithilfe von Formel (16) die maximale Reichweite errechnet werden:

$$\begin{aligned} R'_{\max} &= 0.412 \cdot (3.36 \pm 0.11)^{1.265 - 0.0954 \cdot \ln(3.36 \pm 0.11)} \text{ g/cm}^2 = (1.66 \pm 0.06) \text{ g/cm}^2 \\ \Rightarrow R_{\max} &= R'_{\max}/\rho = (0.6143 \pm 0.0034) \text{ cm} \end{aligned}$$

Die durchgeführte Messung reicht nur bis ca. 0.35 cm, daher kann die maximale Reichweite nicht einfach überprüft werden.

2.6 Strahlenschutz

2.6.1 Durchführung

In diesem Versuchsteil werden die Messaufbauten der Versuche I (dieser Versuch), II, III, V, VI, VII untersucht. Dabei werden die γ -Dosisleistungen gemessen und mit den erlaubten Grenzwerten verglichen. Außerdem wird ein tragbares Messgerät verwendet, um Versuchsaufbauten, Werkzeuge und Messgeräte auf Kontaminationen zu überprüfen. Die Versuchsaufbauten sind zu diesem Zeitpunkt nicht mehr in Betrieb, daher wird keine Strahlung erwartet.

Zusätzlich wird noch eine Küchenfliese vermessen, die mit radioaktiven Farbstoffen bemalt ist, außerdem ein Camping-Glühstrumpf, der radioaktives Material beinhaltet.

2.6.2 Ergebnis

Es kann keine Strahlung nachgewiesen werden, die stärker als der erwartete Hintergrund ist. In der Raumluft aller Versuche werden weniger als ein Zerfall pro Sekunde beobachtet, in der Nähe der Tresore erhöht sich diese Zahl wie erwartet auf bis zu 70 Bq. Die dazu gemessenen Dosisleistungen der Raumluft liegen bei $< 100 \text{ nSv/h}$. Dies ist ca. 20 % der unteren Schwelle, die die Einrichtung eines Überwachungsbereiches erforderlich macht.

An der Küchenfliese werden 500 Bq, am Glühstrumpf 310 Bq gemessen. Zum Vergleich dazu wurde auch ein offener Probentresor vermessen, hier wurden $\approx 300 \text{ Bq}$ gemessen.

3 Zusammenfassung

In diesem Praktikumsversuch wurden α -, β - und γ -Strahlung mit mehreren verschiedenen Detektoren vermessen. Dabei wurde besonders Wert auf die Aufarbeitung eines Absorptionsmodells gelegt. Dies war bei α - und γ -Strahlung möglich, für β -Strahlung mangelte es einem genaueren Modell. Im letzten Versuchsteil wurden die Praktikumsarbeitsplätze auf Kontamination untersucht, es konnte keine solche festgestellt werden.

Literatur

¹ Praktikumsanleitung: Fortgeschrittenenpraktikum für Bachelorstudenten der Physik, Versuch T1, Teilchendetektoren und Strahlenschutz. URL: http://institut2a.physik.rwth-aachen.de/de/teaching/praktikum/Anleitungen/Anleitung_WS13-14.pdf [Stand: 01.04.2015]

² National Institute of Standards and Technology: stopping-power and range tables for helium ions. URL: <http://physics.nist.gov/PhysRefData/Star/Text/ASTAR.html> [Stand: 02.04.2015]

³ National Institute of Standards and Technology: stopping-power and range tables for electrons. URL: <http://physics.nist.gov/PhysRefData/Star/Text/ESTAR.html> [Stand: 03.04.2015]

⁴ Wikipedia: Luftdichte. URL: <http://de.wikipedia.org/wiki/Luftdichte> [Stand: 02.04.2015]

⁵ Wikipedia: Caesium-137. URL: <http://en.wikipedia.org/wiki/Caesium-137> [Stand: 06.04.2015]

⁶ Wikipedia: Blei. URL: <http://de.wikipedia.org/wiki/Blei> [Stand: 06.04.2015]

⁷ National Institute of Standards and Technology: X-Ray Mass Attenuation Coefficients, Lead. URL: <http://physics.nist.gov/PhysRefData/XrayMassCoef/ElemTab/z82.html> [Stand: 06.04.2015]

⁸ Wikipedia: Strontium-90. URL: <http://en.wikipedia.org/wiki/Strontium-90> [Stand: 06.04.2015]

⁹ Wikipedia: Aluminium. URL: <http://de.wikipedia.org/wiki/Aluminium> [Stand: 06.04.2015]