



V701

## Reichweite von $\alpha$ -Strahlung

Pelle Ofenbach  
pelle.ofenbach@udo.edu

Robert Appel  
robert.appel@udo.edu

Durchführung: 16.05.17

Abgabe: 23.05.17

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Ziel</b>	<b>3</b>
<b>2</b>	<b>Theorie</b>	<b>3</b>
<b>3</b>	<b>Durchführung</b>	<b>3</b>
<b>4</b>	<b>Auswertung</b>	<b>4</b>
4.1	Bestimmung der mittleren Reichweite . . . . .	4
4.2	Statistik des Zerfalls . . . . .	7
<b>5</b>	<b>Diskussion</b>	<b>8</b>
5.1	Mittlere Reichweite . . . . .	8
5.2	Statistik des Zerfalls . . . . .	8
	<b>Literatur</b>	<b>8</b>

# 1 Ziel

Das Versuchsziel besteht darin die Reichweite von  $\alpha$ -Strahlung zu bestimmen, sowie den Statistischen Charakter des radioaktiven Zerfalls nachzuweisen.

## 2 Theorie

Durch Bestimmung der Reichweite kann auch die Energie von  $\alpha$ -Strahlung bestimmt werden. Die Energie der  $\alpha$ -Strahlung wird durch Anregung und Rückkehr in den Grundzustand der angeregten Atome sowie Ionisation von Molekülen abnehmen, elastische Stöße mit dem Medium (hier: Luft) ist dabei eher ein marginaler Faktor. Der Energieverlust  $-dE_\alpha/dx$  ist abhängig vom Druck  $p$  des Mediums und der Energie des  $\alpha$ -Teilchens. Für große Energien beschreibt die Bethe-Bloch-Gleichung den Energieverlust wie folgt:

$$-\frac{dE_\alpha}{dx} = \frac{z^2 e^4}{4\pi\epsilon_0 m_e} \cdot \frac{nZ}{v^2} \cdot \ln\left(\frac{2m_e v^2}{I}\right). \quad (1)$$

Dabei bezeichnet  $z$  die Ladung,  $v$  die Geschwindigkeit der  $\alpha$ -Teilchen und  $Z$  die Ordnungszahl,  $n$  die Teilchendichte und  $I$  die Ionisierungsenergie des Mediums. Die Beth-Bloch-Gleichung (1) verliert ihre Gültigkeit bei kleinen Energien, da Ladungsaustauschprozesse stattfinden. Deshalb wird die mittlere Reichweite  $R_m$  gemessen, diese beschreibt die Reichweite die noch von der Hälfte aller  $\alpha$ -Teilchen erreicht wird, da die Austrittsenergie nicht für alle Teilchen gleich ist. Die mittlere Reichweite  $R_m$  von  $\alpha$ -Strahlung mit  $E_\alpha \leq 2,5 \text{ MeV}$  in Luft kann durch die Gleichung

$$R_m = 3,1 \cdot E_\alpha^{3/2} \quad (R_m \text{ in mm}, E_\alpha \text{ in MeV}) \quad (2)$$

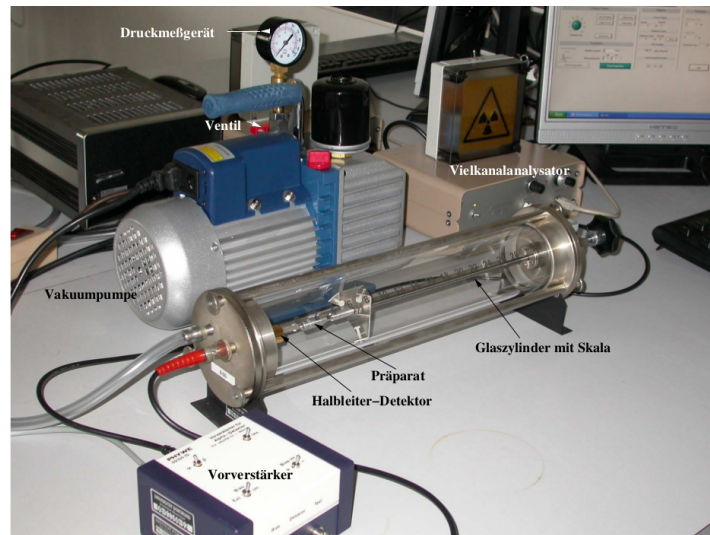
beschrieben werden, diese Gleichung wurde empirisch bestimmt. Die Reichweite von  $\alpha$ -Teilchen in einem Gas ist proportional zum Druck  $p$ , so lange wie Temperatur und Volumen konstant gehalten werden. So gilt für einen festen Abstand  $x_0$  zwischen Strahler und Detektor für die effektive Länge  $x$  der Zusammenhang

$$x = x_0 \cdot \frac{p}{p_0}, \quad (3)$$

dabei bezeichnet  $p_0$  den Normaldruck 1013 mbar.

## 3 Durchführung

**Versuchsaufbau** Die Versuchsanordnung ist wie in Abbildung 1 dargestellt aufgebaut. In den Glaszylinder in dem ein beliebiger konstanter Druck eingestellt werden kann ist ein Halbleiter-Sperrschichtzähler fest verbaut und ein bewegliches Am-Preperat. Bei einem einfallenden Ion auf den Zähler wird ein Strompuls registriert, indem im Halbleiter-Sperrschichtzähler Elektronenlochpaare gebildet werden, welche durch eine von außen anliegende Spannung zum Stromfluss führen. Die Energie des Teilchens ist proportional zur Pulshöhe und wird in Form eines Histogramms festgehalten. Die Energie wird hierbei aus der Stromstärke von einem Multi-Channel-Analyzer (MCA) oder Vielkanalanalysator ermittelt, indem er die ankommenden Stromsignale ihrer Stärke nach geordnet in Kanäle einsortiert und die Daten so digitalisiert. Dies wird dann von einem Computer dargestellt. Bevor die Messung beginnen kann sollten aber die Diskriminatorschwelle am Vielkanalanalysator so eingestellt werden, dass das "Rauschen" von Umgebungseffekten verhindert wird. Der Diskriminator tut hierbei nichts weiter, als ab einer gewünschten unteren Schwelle alle Signale heraus zu filtern.



**Abbildung 1:** Versuchsanordnung zur Bestimmung der Reichweite von  $\alpha$ -Teilchen [1].

### Bestimmung der Reichweite von $\alpha$ -Teilchen

- Zuerst wird der Glaszylinder evakuiert und eine Position für das Präparat gewählt die während des ganzen Messprozesses konstant gehalten wird.
- Nun wird 120 s die Zählrate gemessen.
- Danach wird der Druck um 50 mbar erhöht und gemessen.
- Die ersten drei Schritte werden so lange wiederholt bis ein merklicher Abfall der Zählrate zu beobachten ist. Dann sollte die Erhöhung der Drucks in kleineren Schritten erfolgen, so lange bis die Zählrate wieder konstant bleibt.

**Statistik des radioaktiven Zerfalls** Nun werden Position und Druck konstant gehalten. Dann wird 200 mal die Zählrate über 10 s gemessen.

## 4 Auswertung

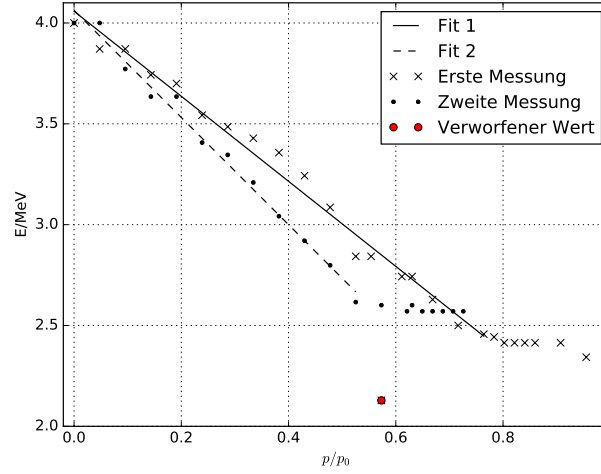
### 4.1 Bestimmung der mittleren Reichweite

Da der MCA nur Channel, keine konkreten Energien ausgibt, müssen diese über Dreisatz in Energien umgerechnet werden, wobei Channel 280 4 MeV entspricht. Aus dem in Abb.2 mittels (4) gefitteten Ausgleich der ersten Messung erhält man die Parameter:  $a_1 = (-2,11 \pm 0,06) \text{ MeV}$ ,  $b_1 = (4,06 \pm 0,03) \text{ MeV}$ . Entsprechend liefert die zweite Messung  $a_2 = (-2,67 \pm 0,09) \text{ MeV}$ ,  $b_2 = (4,06 \pm 0,03) \text{ MeV}$ . Der Abstand der Sonde zum Zähler ist im ersten Durchlauf  $x_1 = 23 \text{ mm}$ , im zweiten  $x_2 = 29 \text{ mm}$ . Die Energiesteigung ergibt sich somit zu:

$$-\frac{dE_1}{dx} = (91,7 \pm 2,6) \text{ MeV m}^{-1}$$

$$-\frac{dE_2}{dx} = (92,0 \pm 3,1) \text{ MeV m}^{-1}.$$

$$f(x) = a \cdot x + b \quad (4)$$



**Abbildung 2:** Energie der gemessenen  $\alpha$ -Teilchen aufgetragen gegen den relativen Druck  $p/p_0$ , berechnet aus Tab. 1 und Tab. 2

**Tabelle 1:** Counts und Kanal maximaler Zählrate zur Bestimmung der druckabhängigen Energie (erste Messreihe).

Druck/mBar	Kanal	Counts
0	280	70953
50	271	71868
100	271	72000
150	262	70471
200	259	70251
250	248	69569
300	244	68955
350	240	68347
400	235	67562
450	227	66551
500	216	63846
550	199	56465
580	199	59698
600	149	59018
640	192	56469
660	192	57369
700	184	56540
750	175	52610
800	172	47025
820	171	45539
840	169	21202
860	169	16485
880	169	13842
900	169	18275
950	169	2564
1000	164	288

**Tabelle 2:** Counts und Kanal maximaler Zählrate zur Bestimmung der druckabhängigen Energie (Zweite Messreihe).

Druck/mBar	Kanal	Counts
0	263	47993
50	263	48432
100	248	47334
150	239	47048
200	239	48851
250	224	45413
300	220	44444
350	211	41207
400	200	40080
450	192	37177
500	184	33282
550	172	28074
600	171	20380
650	169	11543
660	171	10012
680	169	7151
700	169	7151
720	169	2494
740	169	557
760	169	446

Für die Plateau-Phase erhält man eine gemittelte Zählrate von  $f_1 = (580 \pm 5)$  Bq, bzw.  $f_2 = (377 \pm 9)$  Bq. Wie Abb. 3 zu entnehmen, wurde für den Bereich des stärksten Abfalls ein linearer Fit gemäß (4) durchgeführt. Die Parameter hierfür sind:

$$a_{f_1} = -(4163 \pm 925) \text{ Bq}$$

$$b_{f_1} = (3580 \pm 743) \text{ Bq}$$

$$a_{f_2} = -(1235 \pm 45) \text{ Bq}$$

$$b_{f_2} = (872 \pm 28) \text{ Bq}$$

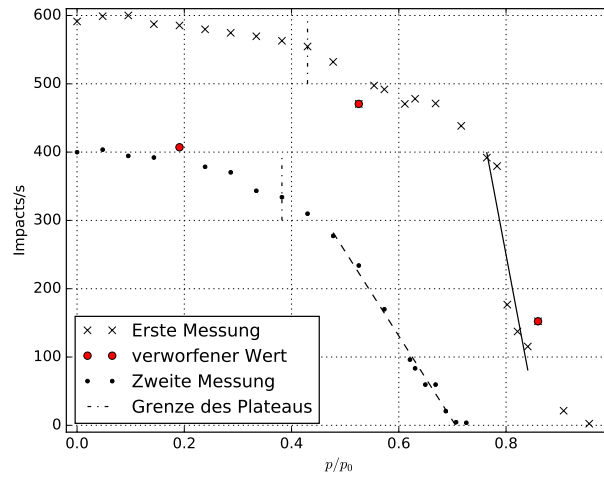
Mit diesen Geraden kann man die Mittlere Reichweite der Strahlung durch Umstellung nach dem effektiven Weg und einsetzen von  $f_{1/2}$  bzw.  $f_{2/2}$  berechnen zu:

$$R_1 = \frac{x_o}{a_{f_1}} (f_{1/2} - b_{f_1}) = (0,018 \pm 0,006) \text{ m}$$

$$R_2 = (0,016 \pm 0,001) \text{ m}$$

Diese Fehler ergeben sich durch

$$\begin{aligned} \Delta R &= \sqrt{\left( \frac{\delta}{\delta a} \frac{x_o}{a_f} (f/2 - b_f) \right)^2 \cdot \Delta a^2 + \left( \frac{\delta}{\delta b} \frac{x_o}{a_f} (f/2 - b_f) \right)^2 \cdot \Delta b^2} \\ &= \sqrt{\left( \frac{x_o}{a_f^2} (f/2 - b_f) \right)^2 \cdot \Delta a^2 + \left( \frac{x_o}{a_f} \right)^2 \cdot \Delta b^2} \end{aligned}$$



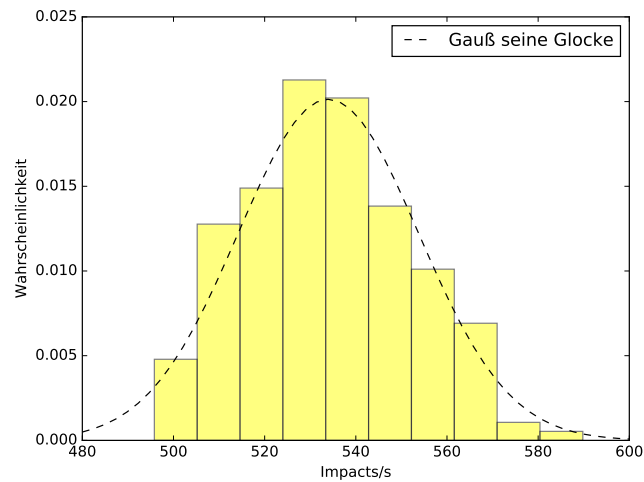
**Abbildung 3:** Zählrate aufgetragen gegen den relativen Druck  $p/p_0$

## 4.2 Statistik des Zerfalls

Die genommenen Messwerte wurden als normiertes Histogramm (d.h. alle Balken addiert ergeben 1) in Abb. 4 dargestellt, d.h. das Histogramm wurde so normiert, dass die Summe über alle Balken 1 beträgt. Die eingezeichnete Fit-Kurve stellt eine Gauß-Normalverteilung gemäß

$$G(x) = \frac{A}{\sigma \cdot \sqrt{2\pi}} e^{-0.5 \left( \frac{x-m}{\sigma} \right)^2} \quad (5)$$

dar. Hierbei ist  $\sigma = (19,81 \pm 1,07)$  Bq die Standardabweichung und  $m = 533,98$  Bq der Mittelwert der aufgenommenen Werte. Im Histogramm sind 10 Balken aufgelöst, was einer Breite von ca. 10 Bq entspricht und somit höher auflösend gewählt ist als die Standardabweichung.



**Abbildung 4:** Histogramm zur Zählrate mit Gauß-Verteilung

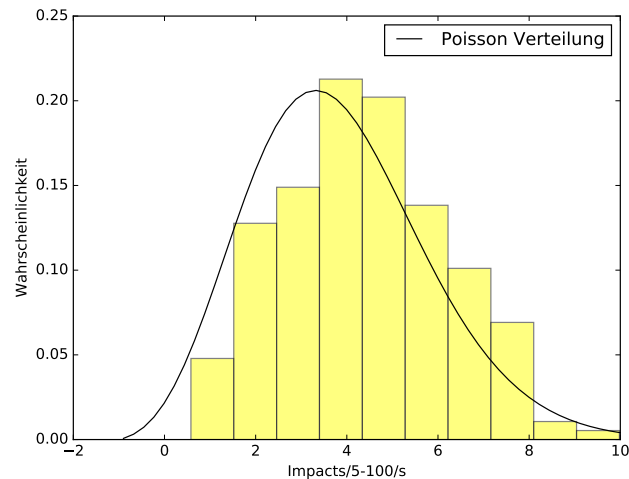
Der Poisson-Fit ist in Abb. 5 dargestellt und liefert den Parameter

$$\lambda = 6.8 \pm 0.3$$

Die Poisson-Verteilung ist gegeben durch

$$P(k) = \frac{\lambda^k}{k!} e^{-\lambda}.$$

Rechnet man dies in den tatsächlichen Erwartungswert  $\lambda_{real} = 5 \cdot (\lambda + 100)$ , so ergibt sich  $\lambda_{real} = (534,0 \pm 1,5)$  Bq.



**Abbildung 5:** Histogram zur Zählrate mit Poisson-Verteilung.

## 5 Diskussion

### 5.1 Mittlere Reichweite

Die Abweichung der Energiesteigungen der ersten und zweiten Messreihe ist mit  $\Delta \frac{dE_2}{dx} = (0,3 \pm 5,7) \text{ MeV m}^{-1} \approx 0$  vernachlässigbar. Die Reichweite der Strahlung liefert für beide Messreihen einen sehr geringen Wert von unter 2cm, was sich mit dem Experiment deckt, da wir bei Normaldruck (ca 1000 mBar) bei 2.9 cm nur gerade eben noch vereinzelte Impulse messen konnten.

### 5.2 Statistik des Zerfalls

Die relative Abweichung der Standardweichung der Gauß funktion beträgt  $\Delta\sigma \approx 5.4\%$ , der Erwartungswert ist  $m = 533,98 \text{ Bq}$ , was dem empirischen Wert entspricht. Die erwartete Poisson-Verteilung liefert mit  $\lambda_{real} = 534.0 \pm 1.5$ . Dies entspricht einer Abweichung von  $\approx 0.29\%$ , was sehr viel exakter ist als die Gauß-Verteilung, wodurch der Statistische Charakter des Zerfalls verifiziert ist.

## Literatur

[1] TU Dortmund. *V701: Reichweite von Alphastrahlung*. 2014.