

Hier hatten wir ein Bild mit dem Logo der Uni Tübingen.  
Allerdings werden das nicht alle Tutor:innen durchgehen lassen,  
da Studierende nichts im Namen der Uni veröffentlichen dürfen,  
wegen Verantwortlichkeit und so.

---

Physikalisches Praktikum für Naturwissenschaftler an der Universität Tübingen

## IS - Ionisierende Strahlung

Gruppe: 3  
Verfasser: Micha Beck  
Franziska Trotter  
Studiengang: Medizintechnik B.Sc.  
Betreuer: Ludwig Müller  
Versuchsdatum: 08.03.2021  
Abgabedatum: 09.03.2021  
Abgabedatum 2: 12.03.2021

# Inhaltsverzeichnis

|          |                                                 |          |
|----------|-------------------------------------------------|----------|
| <b>1</b> | <b>Theorie</b>                                  | <b>2</b> |
| 1.1      | Atomkerne . . . . .                             | 2        |
| 1.2      | Instabilität und radioaktiver Zerfall . . . . . | 2        |
| 1.3      | Absorption und Streuung . . . . .               | 3        |
| 1.4      | Messung . . . . .                               | 4        |
| <b>2</b> | <b>Experimenteller Teil</b>                     | <b>5</b> |
| 2.1      | Versuchsaufbau . . . . .                        | 5        |
| 2.2      | Versuchsteil 1 . . . . .                        | 5        |
| 2.2.1    | Aufgabenstellung . . . . .                      | 5        |
| 2.2.2    | Durchführung . . . . .                          | 5        |
| 2.2.3    | Beobachtung . . . . .                           | 5        |
| 2.2.4    | Auswertung . . . . .                            | 6        |
| 2.3      | Versuchsteil 2 . . . . .                        | 9        |
| 2.3.1    | Aufgabenstellung . . . . .                      | 9        |
| 2.3.2    | Durchführung . . . . .                          | 9        |
| 2.3.3    | Beobachtung . . . . .                           | 9        |
| 2.3.4    | Auswertung . . . . .                            | 10       |
| 2.4      | Fazit . . . . .                                 | 11       |
| 2.5      | Messdaten . . . . .                             | 12       |

# 1 Theorie

## 1.1 Atomkerne

Der allgemein bekannte Aufbau eines Atoms mit Kern und Elektronenhülle lässt sich noch weit verfeinern. Dabei wird in der Physik der Fokus mehr auf den Atomkern gelegt. In dem Kern befinden sich eine Protonenzahl gleich der Elektronenzahl in der Hülle. Zudem sind noch elektrisch neutrale Teilchen, die Neutronen zu finden. Zusammen werden sie Kernteilchen oder Nukleonen genannt. Die Masse der Nukleonen ist um ein Vielfaches größer, als die Masse der Elektronen, weshalb der Kern auch das Massenzentrum des Atoms darstellt. Die Notation der Nukleonen wird unter Angabe der Nukleonenzahl  $N$  und der Protonenzahl  $Z$  vorgenommen. Die Neutronenzahl wird dabei nicht explizit angegeben, da  $N = A - Z$ . Diese Schreibweise sieht zum Beispiel so aus:  ${}^1_1\text{H}$ ,  ${}^{14}_6\text{C}$ ,  ${}^{235}_{92}\text{U}$ . Isotope sind dann Kerne mit gleicher Protonenzahl aber unterschiedlicher Neutronenzahl. Weil nicht alle Isotope stabil sind, liegen in der Natur auch nicht alle Isotope eines Elements in gleicher Zahl vor. Instabile Isotope verfallen radioaktiv mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit in einem Zeitintervall.

## 1.2 Instabilität und radioaktiver Zerfall

Die Stabilität eines Kerns wird bedingt durch elektromagnetische Wechselwirkungen zwischen den Ladungsteilchen im Atom, starke Wechselwirkungen zwischen den Nukleonen und schwache Wechselwirkungen. Ist ein Kern instabil, so wird er in eine stabile Konfiguration umgewandelt. Dies kann auf verschiedene Arten geschehen.

- $\alpha$  - Strahlung    Dabei wird ein sog.  $\alpha$ -Teilchen ( ${}^4_2\text{He}^{2+}$ ) aus einem neutronenreichen Kern emittiert, dabei sinkt die Protonenzahl um 2 und die Nukleonenzahl um 4. Es entsteht ein neues Element.
- $\beta$  - Strahlung    Für neutronenreiche Kerne kann ein energiereiches Elektron emittiert werden, wenn ein Neutron des Kerns sich in ein Proton wandelt. Dabei wird zusätzlich ein Anti-Elektron-Neutrino (ultraleicht, ungeladen) emittiert. Dies wird dann  $\beta^-$  - Zerfall genannt.  
Beim  $\beta^+$  - Zerfall protonenreicher Kerne wird ein Proton in ein Neutron verwandelt und dabei ein Positron und ein Elektron-Neutrino emittiert.
- $\gamma$  - Strahlung    Ein Kern liegt nach einem  $\alpha$  - oder  $\beta$  - Zerfall in einem angeregten Zustand höherer Energie vor. Fällt der Kern wieder auf das niedere Energieniveau zurück, so wird  $\gamma$  - Strahlung emittiert. Diese zählt daher zu elektromagnetischer Strahlung.

Eine Menge radioaktiver Isotope zerfallen statistisch gesehen nie gleichzeitig, sondern mit einer Wahrscheinlichkeit in einem gewissen Zeitintervall. Diese Wahrscheinlichkeit ist für alle Kerne gleich. Die Anzahl der Zerfälle pro Zeit ist abhängig von der Zerfallskonstanten  $\lambda$  und das Zerfallsgesetz

$$N(t) = N_0 \cdot e^{-\lambda t} \quad (1)$$

gibt diese Zahl an. Nach einer Halbwertszeit  $T_{\frac{1}{2}}$  ist die Hälfte der Kerne zerfallen.

$$N\left(T_{\frac{1}{2}}\right) = \frac{1}{2}N_0 \quad \Longleftrightarrow \quad T_{\frac{1}{2}} = \frac{\ln 2}{\lambda} \quad (2)$$

Die negative Zerfallsrate nach der Zeit abgeleitet ergibt die sogenannte Aktivität  $A$ , welche in Becquerel [Bq] angegeben wird.

$$A(t) = \lambda N_0 e^{-\lambda t} = A_0 e^{-\lambda t} \quad \text{mit} \quad A_0 = \lambda N_0 \quad (3)$$

Die Intensität  $I$  der Strahlung nimmt mit der Strecke ab und ist indirekt proportional zu  $r^2$ . Sie wird mithilfe der durch eine Fläche  $A$  tretenden Energie berechnet:

$$I = \frac{E}{A \cdot t} \quad (4)$$

Bei monochromatischer Strahlung, also Strahlung mit Quanten, die alle die gleiche Energie  $E_Q$  haben, wird die Zählrate  $n := \frac{N}{t}$  eingesetzt:

$$I = n \frac{E_Q}{A} \quad (5)$$

### 1.3 Absorption und Streuung

Neben einer räumlichen Schwächung der radioaktiven Strahlung kann auch eine Schwächung durch Materie erreicht werden. Diese absorbiert die Strahlung. Man unterscheidet zwischen elastischer Streuung, wobei Stöße und Ablenkungen mit und durch die Atome des Absorbermaterials eine Verringerung der Teilchenzahl  $N$  erwirkt und inelastischer Streuung. Dabei wird die innere Energie der Stoßpartner verändert. Durch Anregung und Ionisation können Elektronen in höhere Energieniveaus gehoben oder ganz von ihrem Atom getrennt, indem die Energie auf diese Elektronen übergeht. Da die Atome des Absorbermaterials auch ein elektromagnetisches Feld aufbauen, können die geladenen Teilchen aus  $\alpha$ - und  $\beta$ -Strahlung auch gebremst werden. Dabei wird Energie in Form elektromagnetischer Bremsstrahlung frei.

Die Eindringtiefe solcher Teilchen in ein Material ist durch diese Vielzahl von Möglichkeiten nur bedingt messbar. Dazu wird eine definierte Schichtdicke  $d_{\beta, \max}$ , in welcher 98% der Energie verloren geht, herangezogen.

$$n(d_{\beta, \max}) = \frac{1}{50} n_0 \quad (6)$$

Auch die elektromagnetische Gammastrahlung unterliegt elastischer und inelastischer Phänomene, wenn sie auf Materie trifft. Dies kann elastische Streuung mit Änderung der Ausbreitungsgeschwindigkeit und konstanter Energie  $E_\gamma$  oder der Photoeffekt, also Absorption der Energie  $E_\gamma$  durch Ionisation eines Valenzelektrons, sein. Der Comptoneffekt funktioniert ähnlich, allerdings wird  $E_\gamma$  nicht vollständig absorbiert. Bei Paarbildung wird die Energie in die Bildung eines Teilchen-Antiteilchen-Paares gesteckt. Die Art der Absorption hängt dabei von verschiedenen Eigenschaften des Absorbermaterials sowie von der Strahlenenergie ab.

Das Absorptionsgesetz für elektromagnetische Strahlung ist dem Zerfallsgesetz ähnlich. Hier werden jedoch der lineare Schwächungskoeffizient  $\mu$  und die Halbwertsdicke  $d_{\frac{1}{2}}$  verwendet.

$$I(x) = I_0 e^{-\mu x} \quad \text{mit} \quad d_{\frac{1}{2}} := \frac{\ln 2}{\mu} \quad (7)$$

Um dichteunabhängige Rechnungen und Beurteilungen durchzuführen wird der Massenschwächungskoeffizient  $\frac{\mu}{\rho}$  anstelle  $\mu$  verwendet. Dann ist  $D = x \cdot \rho = \frac{m}{\rho}$  die Flächenmasse.

$$I(D) = I_0 e^{-\frac{\mu}{\rho} D} \quad (8)$$

## 1.4 Messung

Mit dem Geiger-Müller-Zählrohr kann Strahlung über eine Teilchenzahl bestimmt werden. Dabei ist ein Zylinder mit Draht in der Drehachse das Messinstrument. Der Draht wirkt als Anode, die Zylinderwand als Kathode. Der Zylinder ist mit einem (meist Edel-)Gas gefüllt. Trifft nun Strahlung auf das Gas werden Elektron-Ionenpaare gebildet und die Ladungsteilchen wandern zu den Elektroden. Durch Stöße mit den Atomen des Gases auf ihrem Weg dorthin werden Ionisation, Anregung und dadurch eine Ladungsträgerlawine bewirkt. Wird die Spannung pro Zeit zwischen Anode und Kathode gemessen, kann ein Ausschlag für das eingetroffene Teilchen ausgemacht werden und die Zählrate bestimmt werden.

Leider ist diese Messweise nur für  $\beta$ -Strahlung zuverlässig wirksam, da  $\alpha$ -Strahlung oft das Eintrittsfenster nicht mehr passieren kann und  $\gamma$ -Strahlung selten zu einer Ladungsträgerlawine führt. Deshalb wird im folgenden Versuch ein Isotop  $^{137}_{55}\text{Cs}$  verwendet, welches zu 95% über  $\beta$ -Zerfall und anschließende  $\gamma$ -Strahlung stabil wird.

Auch die Messgenauigkeit bei  $\beta$ -Strahlung ist durch nicht infinitesimal klein messbare Zeitintervalle begrenzt. Man spricht dann von der Totzeit  $\tau_0$ ; der Zeit in welcher die Spannung nicht ausreichend abgeklungen ist, um das Eintreffen eines neuen Teilchens zu registrieren.

$$n_{\text{kor}} = \frac{n_{\text{mess}}}{1 - n_{\text{mess}} \cdot \tau_0} \quad (9)$$

## 2 Experimenteller Teil

### 2.1 Versuchsaufbau

Zur experimentellen Bestimmung der Eindringtiefe von  $\beta$ -Strahlung und der Abschwächung von  $\gamma$ -Strahlung in unterschiedlichen Materialien (hier: Blei (Pb) und Aluminium (Al)) mit unterschiedlicher Dicke, wird ein einfaches Geiger-Müller-Zählrohr verwendet. Dieses ist mit einem Cäsium-Präparat ( $^{55}_{137}\text{Cs}$ ) versehen, welches über zwei mögliche Vorgänge zu stabilem Barium ( $^{56}_{137}\text{Ba}$ ) zerfällt. Da statistisch allerdings 95% des Cäsium-Präparats über einen abgestuften Zerfall zum Grundniveau gelangen, wird im Folgenden angenommen, dass alle Kerne der Probe über diesen abgestuften Zerfall zerfallen. Dabei entstehen beim Zerfall zum Grundniveau  $\gamma$ -Quanten und Elektronen gleicher Zahl.

In das Geiger-Müller-Zählrohr können zwischen Quelle und dem eigentlichen Zählrohr die zu untersuchenden Blei- und Aluminiumplatten eingebracht werden. Über einen Verbindungsstecker wird das Zählrohr an ein Betriebsgerät angeschlossen. An diesem sog. GAMMA COUNTER kann die Detektionsspannung (hier: 500 V) eingestellt werden.

### 2.2 Versuchsteil 1

#### 2.2.1 Aufgabenstellung

Zunächst soll die Eindringtiefe von  $\beta$ -Strahlung und die Abschwächung von  $\gamma$ -Strahlung in Aluminium durch experimentell gewonnene Daten ermittelt werden.

#### 2.2.2 Durchführung

Nacheinander werden die Aluminiumplättchen verschiedener Dicke zwischen Quelle und Zählrohr an der entsprechenden Vorrichtung in das Geiger-Müller-Zählrohr eingebracht. Die unterschiedlichen Dicken sind der Tabelle unter „Beobachtung“ zu entnehmen. Es wurden jeweils die vom Zählrohr detektierten Signale in einem bestimmten Zeitintervall (hier: 60 s) bestimmt.

#### 2.2.3 Beobachtung

Experimentell ergab sich der folgende Datensatz:

Abbildung 1: Tabelle 1: Abschirmung durch Aluminium

| Element | Dicke x [mm] | Messzeit t [s] | Ereignisse $N_{\text{mess}}$ | $n_{\text{mess}} [\text{s}^{-1}]$ | $n_{\text{korrr}} [\text{s}^{-1}]$ |
|---------|--------------|----------------|------------------------------|-----------------------------------|------------------------------------|
| Al      | 0,1          | 60             | 18195                        | 303,25...                         | 325,9867...                        |
| Al      | 0,3          | 60             | 5689                         | 94,8166...                        | 96,930511...                       |
| Al      | 0,5          | 60             | 2930                         | 48,8333...                        | 49,388043...                       |
| Al      | 0,8          | 60             | 808                          | 13,4666...                        | 13,5085...                         |
| Al      | 1            | 60             | 759                          | 12,65...                          | 12,686912...                       |
| Al      | 2            | 60             | 691                          | 11,5166...                        | 11,547253...                       |
| Al      | 3            | 60             | 604                          | 10,0666...                        | 10,090028...                       |
| Al      | 4            | 60             | 590                          | 9,8333...                         | 9,8556234...                       |
| Al      | 8            | 60             | 529                          | 8,8166...                         | 8,8345817...                       |
| Al      | 16           | 60             | 412                          | 6,8666...                         | 6,8775285...                       |

Hierbei ist anzumerken, dass die Werte  $n_{mess}$  und  $n_{korr}$  rechnerisch bestimmt wurden mit

$$n_{mess} = \frac{N_{mess}}{t} \quad \text{und} \quad n_{korr} = \frac{n_{mess}}{1 - n_{mess} \cdot \tau_0} \quad (10)$$

wobei  $\tau_0$  die sog. Totzeit des Geiger-Müller-Zählrohres ist. In dieser Zeitdauer kann nach einem Signal kein weiteres Ereignis detektiert werden.  $\tau_0$  ist hier mit  $\tau_0 = 230 \mu\text{s} = 230 \cdot 10^{-6} \text{ s}$  angegeben.

### 2.2.4 Auswertung

Aus den berechneten Werten für  $n_{mess}$  und  $n_{korr}$  kann nun ein Diagramm erstellt werden, in welchem der natürliche Logarithmus aus  $\frac{n_i}{n_1} \left( \ln \left( \frac{n_i}{n_1} \right) \right)$  gegen die Aluminiumschichtdicke  $x$  aufgetragen wird.  $n_1$  bezeichnet die korrigierte Zählrate bei  $x = 0,1 \text{ mm}$ .

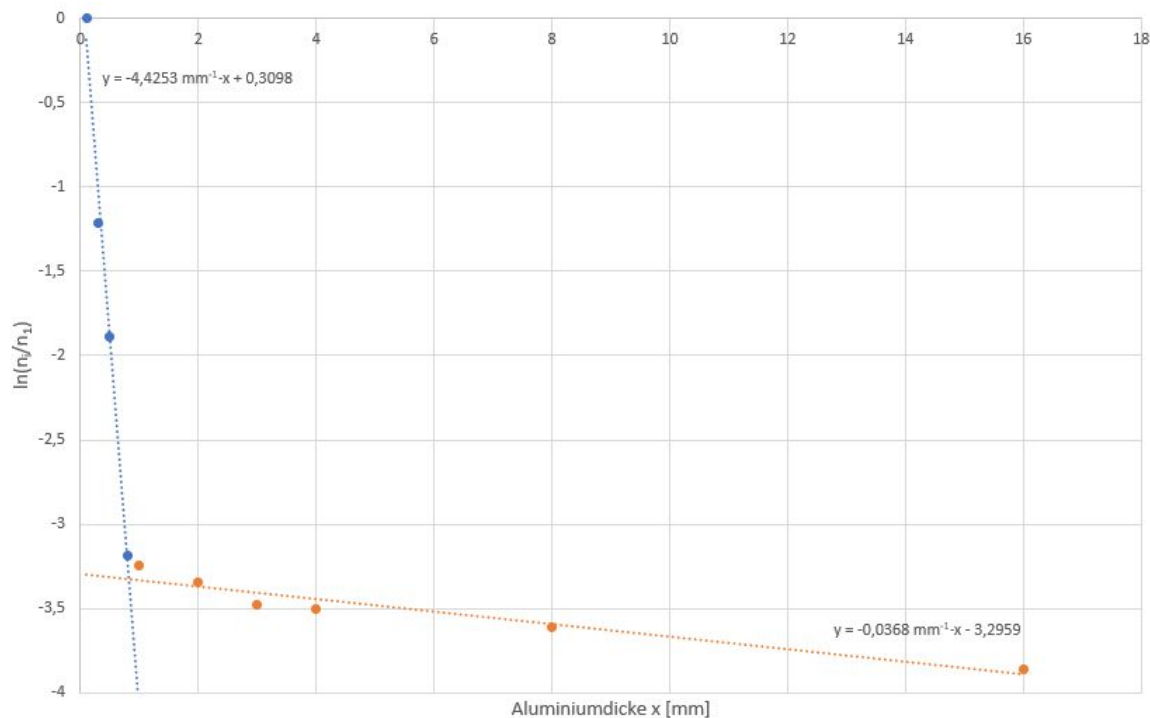


Abbildung 2: Diagramm 1: Zu sehen ist  $\ln \left( \frac{n_i}{n_1} \right)$  gegen die Aluminiumschichtdicke  $x$  aufgetragen.

Das Diagramm verzeichnet deutlich eine Verhaltensänderung zwischen der vierten und fünften Messung ( $x_4 = 0,5 \text{ mm}$ ,  $x_5 = 0,8 \text{ mm}$ ). Diese kommt zustande, da bei dieser Schichtdicke die  $\beta$ -Strahlung bereits fast vollständig absorbiert ist. Übrig bleibt dann nur noch die  $\gamma$ -Strahlung, welche einer deutlich schwächeren Absorption durch Aluminium unterliegt. Als elektromagnetische Strahlung kann diese sich im paramagnetischen Leichtmetall Aluminium weiter und ungehinderter ausbreiten. Mit Excel wurde für die Bereiche, in denen sich ein genähert linearer Verlauf zeigt, je eine Ausgleichsgerade generiert. Die Geradengleichungen sind auch im Diagramm vermerkt. Die steilere blaue Gerade wird ausgedrückt durch  $y_1 \approx -4,4253 \frac{1}{\text{mm}} \cdot x + 0,3098$  und die flachere orangefarbene wird durch  $y_2 \approx -0,0368 \frac{1}{\text{mm}} \cdot x - 3,2959$  beschrieben.

An der blauen Gerade ist also das Absorptionsverhalten für die  $\beta$ -Strahlung zu erkennen. Nach Gleichung (6) kann anhand dieser die Schichtdicke  $d_{\beta,max}$ , bei welcher nur noch 98% der  $\beta$ -Strahlung übrig sind, errechnet werden. Dazu muss die Ausgleichsgerade bei  $y = \ln\left(\frac{1}{50}\right)$  interpoliert werden:

$$\begin{aligned}\ln\left(\frac{n_i}{n_1}\right) &= -4,4253 \frac{1}{\text{mm}} x + 0,3098 = \ln\left(\frac{1}{50}\right) \\ \Rightarrow x &= \frac{0,3098}{4,4253} - \frac{\ln\left(\frac{1}{50}\right)}{4,4253} \\ &= 0,954019... \text{ mm}\end{aligned}\quad (11)$$

Nach einer Schichtdicke von etwa 0,954 mm Aluminium haben also bereits 98% der Teilchen der  $\beta$ -Strahlung ihre Energie verloren.

Für die Steigung der flacheren Geraden (orange) gilt  $m = -\mu$ . Dies kann unter Verwendung der Gleichungen IS. 4 und IS. 7 gezeigt werden:

$$I = \frac{E_Q}{A} \cdot n \Rightarrow \frac{I_1}{I_i} = \frac{\frac{n_i \cdot E_Q}{A}}{\frac{n_1 \cdot E_Q}{A}} = \frac{n_i}{n_1} \quad (12)$$

sowie

$$I(x) = I_0 \cdot e^{-\mu \cdot x} \Rightarrow \frac{I_i}{I_1} = \frac{I_0 \cdot e^{-\mu \cdot x_i}}{I_0 \cdot e^{-\mu \cdot x_1}} = e^{-\mu \cdot (x_i - x_1)} \quad (13)$$

Diese Ausdrücke für  $\frac{I_i}{I_1}$  können gleichgesetzt werden.

$$\frac{n_i}{n_1} = e^{-\mu \cdot (x_i - x_1)} \Rightarrow \ln\left(\frac{n_i}{n_1}\right) = -\mu \cdot (x_i - x_1) \quad (14)$$

Daraus folgt

$$-\mu = \frac{\ln\left(\frac{n_i}{n_1}\right)}{x_i - x_1} \quad (15)$$

wobei der Nenner genau der Dickenänderung der Aluminiumplatte gegenüber der Dicke bei der ersten Messung entspricht. Diese Messung fungiert als Bezugsmessung, also:

$$-\mu = \frac{\ln\left(\frac{n_i}{n_1}\right)}{\Delta x} = m \quad (16)$$

Die Dichte von Aluminium (Al) ist mit  $\rho_{\text{Al}} = 2,7 \frac{\text{g}}{\text{cm}^3}$  bekannt. Daraus kann der Massenschwächungskoeffizient  $\frac{\mu}{\rho}$  von Aluminium für die 0,66 MeV- $\gamma$ -Strahlung angegeben werden zu

$$\frac{\mu}{\rho} = \frac{0,368 \frac{1}{\text{cm}}}{2,7 \frac{\text{g}}{\text{cm}^3}} = 0,136296296... \frac{\text{cm}^2}{\text{g}}. \quad (17)$$

Beim Zerfall des  $^{137}_{55}\text{Cs}$ -Isotops folgt bei 95% auf den  $\beta^-$ -Zerfall die Aussendung eines  $\gamma$ -Photons. Aus Gründen der Vereinfachung wird angenommen, dass dieser Verfallsweg bei 100% der Probe geschieht. Nun gehen wir zusätzlich davon aus, dass ein  $\beta^-$ -Zerfall mit einer 100%-Wahrscheinlichkeit detektiert wird. Dadurch kann nun die Wahrscheinlichkeit für die Detektion eines  $\gamma$ -Photons errechnet werden, da diese in gleicher Zahl wie die  $\beta$ -Elektronen vorliegen. Für die Nachweiswahrscheinlichkeit  $W$  gilt dann

$$W = \frac{n_{\gamma,max}}{n_{\beta,max}} \quad . \quad (18)$$

Dazu müssen aus den Ordinatenabschnitten der Geraden  $n_{\gamma,max}$  und  $n_{\beta,max}$  berechnet werden.  $n_1 = 325,98676 \frac{1}{s}$  ist dabei die korrigierte Zählrate bei Schichtdicke  $x_1 = 0,1 \text{ mm}$ .

$$\begin{aligned} \ln\left(\frac{n_{\gamma,max}}{n_1}\right) &= -3,2959 \\ \iff n_{\gamma,max} &= n_1 \cdot e^{-3,2959} = 12,0728... \frac{1}{s} \end{aligned} \quad (19)$$

Der Ordinatenabschnitt der steilen Gerade ergibt sich aus der Summe der Strahlungsarten. Die hier gefundene Zählrate  $n_{\beta,\gamma,max}$  errechnet sich wie in Rechnung (17) und wird über die Summen aus  $n_{\beta,max}$  und  $n_{\gamma,max}$  berechnet; somit kann  $n_{\beta,max}$  direkt berechnet werden.

$$n_{\beta,max} = n_{\beta,\gamma,max} - n_{\gamma,max} = 444,3696... \frac{1}{s} - 12,0728... \frac{1}{s} = 432,2968... \frac{1}{s} \quad (20)$$

Diese Werte werden nun in Gleichung (16) eingesetzt und man erhält für die Nachweiswahrscheinlichkeit  $W = 0,0279... \hat{=} 2,8\%$ . Dies ist ein sehr geringer Prozentsatz und es ist klar, dass für die Intensitätsmessung von  $\gamma$ -Strahlung eine alternative Messmethode empfohlen werden sollte. Da bisher aber nur die Änderung der Intensität und nicht die Intensität selbst betrachtet wurden, hat dies keine allzu große Auswirkung auf die Ergebnisse.

## 2.3 Versuchsteil 2

### 2.3.1 Aufgabenstellung

Im zweiten Versuchsteil soll die Abschwächung von  $\gamma$ -Strahlung durch Blei untersucht und die Halbwertsdicke bestimmt werden.

### 2.3.2 Durchführung

Der zweite Versuchsteil ist sehr ähnlich zum ersten, auch hier wurden nacheinander Bleiplättchen verschiedener Dicke in zwischen Quelle und Zählrohr an der entsprechenden Vorrichtung in das Geiger-Müller-Zählrohr eingebracht. Die unterschiedlichen Dicken sind der Tabelle unter „Beobachtung“ zu entnehmen. Es wurden ebenfalls die vom Zählrohr detektierten Signale in einem bestimmten Zeitintervall (hier: 120 s) bestimmt.

### 2.3.3 Beobachtung

Experimentell wurde folgender Datensatz bestimmt:

Abbildung 3: Tabelle 2: Abschirmung durch Blei

| Element | Dicke $x$<br>[mm] | Messzeit $t$<br>[s] | Ereignisse<br>$N_{\text{mess}}$ | $n_{\text{mess}}$ [s <sup>-1</sup> ] | $n_{\text{kor}}$ [s <sup>-1</sup> ] |
|---------|-------------------|---------------------|---------------------------------|--------------------------------------|-------------------------------------|
| Pb      | 1                 | 120                 | 1430                            | 11,91666...                          | 11,949418...                        |
| Pb      | 2                 | 120                 | 1327                            | 11,05833...                          | 11,086531...                        |
| Pb      | 3                 | 120                 | 1146                            | 9,55...                              | 9,571022...                         |
| Pb      | 4                 | 120                 | 1031                            | 8,59166...                           | 8,608678...                         |
| Pb      | 6                 | 120                 | 867                             | 7,225...                             | 7,237026...                         |
| Pb      | 8                 | 120                 | 758                             | 6,31666...                           | 6,325857...                         |
| Pb      | 10                | 120                 | 566                             | 4,71666...                           | 4,721789...                         |
| Pb      | 15                | 120                 | 407                             | 3,39166...                           | 3,394314...                         |
| Pb      | 20                | 120                 | 290                             | 2,41666...                           | 2,418010...                         |
| Pb      | 30                | 120                 | 146                             | 1,21666...                           | 1,217007...                         |

Anzumerken ist hier noch, dass die Werte für  $n_{\text{kor}}$  nur der Vollständigkeit halber eingefügt wurden. Durch das bessere Abschirmverhalten von Blei werden die einzelnen Ereignisse in größeren Zeitabständen detektiert, wodurch die Totzeit  $\tau_0$  kaum eine Auswirkung auf die Messung hat.

### 2.3.4 Auswertung

Aus den berechneten Werten für  $n_{mess}$  kann nun ein Diagramm erstellt werden, in welchem der natürliche Logarithmus aus  $\frac{n_i}{n_1}$  ( $\ln\left(\frac{n_i}{n_1}\right)$ ) gegen die Bleischichtdicke  $x$  aufgetragen wird.  $n_1$  bezeichnet die Zählrate bei  $x = 0,1$  mm.

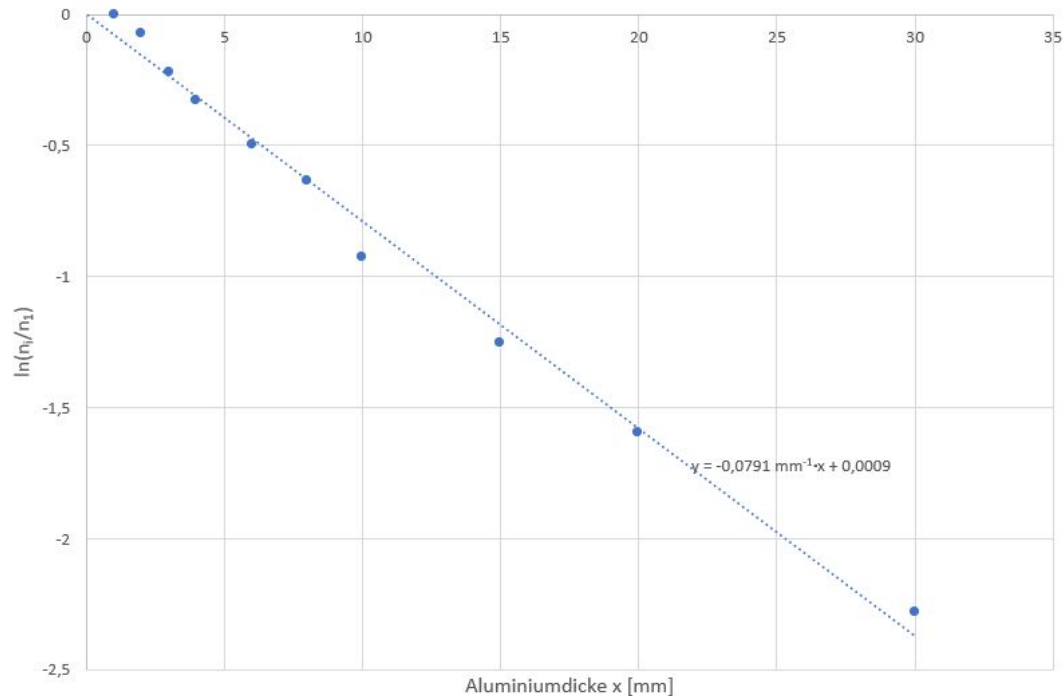


Abbildung 4: Diagramm 2: Zu sehen ist  $\ln\left(\frac{n_i}{n_1}\right)$  gegen die Bleischichtdicke  $x$  aufgetragen.

Die Halbwertsdicke  $d_{\frac{1}{2}}$ , also die Schichtdicke, welche die Intensität auf die Hälfte der ursprünglichen Intensität reduziert, kann für  $y = \ln\left(\frac{1}{2}\right)$  interpoliert werden. Ebenso wird die Ausgleichsgerade  $y$  des Diagramm 2 in guter Näherung beschrieben durch  $y \approx -0,0791 \frac{1}{\text{mm}} \cdot x + 0,0009$ . Es gilt also:

$$y = \ln\left(\frac{1}{2}\right) = -0,0791 \frac{1}{\text{mm}} \cdot x + 0,0009 \implies x = \frac{\ln\left(\frac{1}{2}\right) - 0,0009}{-0,0791 \frac{1}{\text{mm}}} = 8,7743006... \text{ mm} \quad (21)$$

Nach unseren Messwerten ist also  $d_{\frac{1}{2}} = 8,77$  mm.

Wie in Gleichung (15) formuliert kann auch hier der Zusammenhang der Steigung  $m$  und des Schwächungskoeffizienten angegeben werden und es gilt  $-m = 0,0791 \frac{1}{\text{mm}} = \mu = 0,791 \frac{1}{\text{cm}}$ . Der Massenschwächungskoeffizient  $\frac{\mu}{\rho}$  kann bei einer Dichte von Blei  $\rho_{Pb} = 11,34 \frac{\text{g}}{\text{cm}^3}$  angegeben werden als:

$$\frac{\mu}{\rho} = \frac{0,791 \frac{1}{\text{cm}}}{11,34 \frac{\text{g}}{\text{cm}^3}} = 0,06975... \frac{\text{cm}^2}{\text{g}} \quad (22)$$

Der Massenschwächungskoeffizient ist also  $\frac{\mu}{\rho} \approx 0,0698 \frac{\text{cm}^2}{\text{g}}$ .

## 2.4 Fazit

Die Erwartung, dass Blei ein besseres Absorptionsmedium darstellt als Aluminium, wird durch die Auswertung bestätigt. Bei Blei wird keine Verhaltensänderung der Messergebnisse beobachtet, wodurch angenommen werden kann, dass die  $\beta$ -Strahlung schon bei der dünnsten Bleischicht absorbiert wird.

Auch deutlich wird, dass  $\gamma$ -Strahlung schwerer abgeschwächt, bzw. abgeschirmt werden kann als Teilchenstrahlung. Auch diese wird von Blei laut Fachliteratur eigentlich besser absorbiert. Dazu können einfach die Massenschwächungskoeffizienten  $\frac{\mu}{\rho_{Al}} \approx 0,14 \frac{\text{cm}^2}{\text{g}}$  und  $\frac{\mu}{\rho_{Pb}} \approx 0,07 \frac{\text{cm}^2}{\text{g}}$  verglichen werden. In dieser Messung ist allerdings der Massenschwächungskoeffizient für Aluminium größer, was bedeuten würde, dass Aluminium der bessere Absorber ist. Diese Abweichung kann jedoch durch die geringe Spezifität des Geiger-Müller-Zählrohrs für  $\gamma$ -Photonen schnell auftreten. Wie erwähnt ist dieses Messinstrument für  $\gamma$ -Strahlung nicht besonders geeignet und Fehler pflanzen sich dann in entsprechender Dimension fort.

Darüberhinaus sei angemerkt, dass die Aufnahme der Messdaten über den GAMMA-COUNTER sehr angenehm und simpel war. Zudem können Fehler, die durch das manuelle Stoppen der Zeit und das synchrone Einfrieren des Zähldisplays nicht vermieden werden könnten, bei dieser Art der Versuchsdurchführung im Grunde gar nicht auftreten.

## 2.5 Messdaten

Abbildung 5: Die im Versuch abgenommenen Werte.  $n_{mess}$  und  $n_{kor}$  wurden mithilfe von Excel berechnet und sind daher in den Tabellen der „Beobachtung“ zu finden.

**Messwerte - Versuch Ionisierende Strahlung**

Datum des Versuchstags: 8. März 2021

Gruppennummer: 3      Nummer GAMMA COUNTER: 2

Teilnehmer: Beck      Nummer Messkammer: 1

Trotter      Nummer Abschirmungen: 1

Unterschrift Assistent/-in:

**2. Aufgabe: Abschirmung von Aluminium**

| Element | x/mm | t/s | $N_{mess}$ | $n_{mess}/s^{-1}$ | $n_{kor}/s^{-1}$ |
|---------|------|-----|------------|-------------------|------------------|
| Al      | 0,1  | 60  | 18135      |                   |                  |
| Al      | 0,3  | 60  | 5689       |                   |                  |
| Al      | 0,5  | 60  | 2930       |                   |                  |
| Al      | 0,8  | 60  | 808        |                   |                  |
| Al      | 1,0  | 60  | 753        |                   |                  |
| Al      | 2,0  | 60  | 691        |                   |                  |
| Al      | 3,0  | 60  | 604        |                   |                  |
| Al      | 4,0  | 60  | 590        |                   |                  |
| Al      | 8,0  | 60  | 529        |                   |                  |
| Al      | 16,0 | 60  | 412        |                   |                  |

499V

499V

499V

500V

500V

500V

500V

500V

500V

500V

**3. Aufgabe: Abschirmung von Blei**

| Element | x/mm | t/s | $N_{mess}$ | $n_{mess}/s^{-1}$ |
|---------|------|-----|------------|-------------------|
| Pb      | 1,0  | 120 | 1430       |                   |
| Pb      | 2,0  | 120 | 1327       |                   |
| Pb      | 3,0  | 120 | 1146       |                   |
| Pb      | 4,0  | 120 | 1031       |                   |
| Pb      | 6,0  | 120 | 867        |                   |
| Pb      | 8,0  | 120 | 758        |                   |
| Pb      | 10,0 | 120 | 566        |                   |
| Pb      | 15,0 | 120 | 407        |                   |
| Pb      | 20,0 | 120 | 296        |                   |
| Pb      | 30,0 | 120 | 146        |                   |

501V

501V

501V

501V

501V

501V

501V

501V

501V

Raum für Notizen:  $U = 500V$   
 praktisch nur  $U = 500 \pm 1V$  umsetzbar