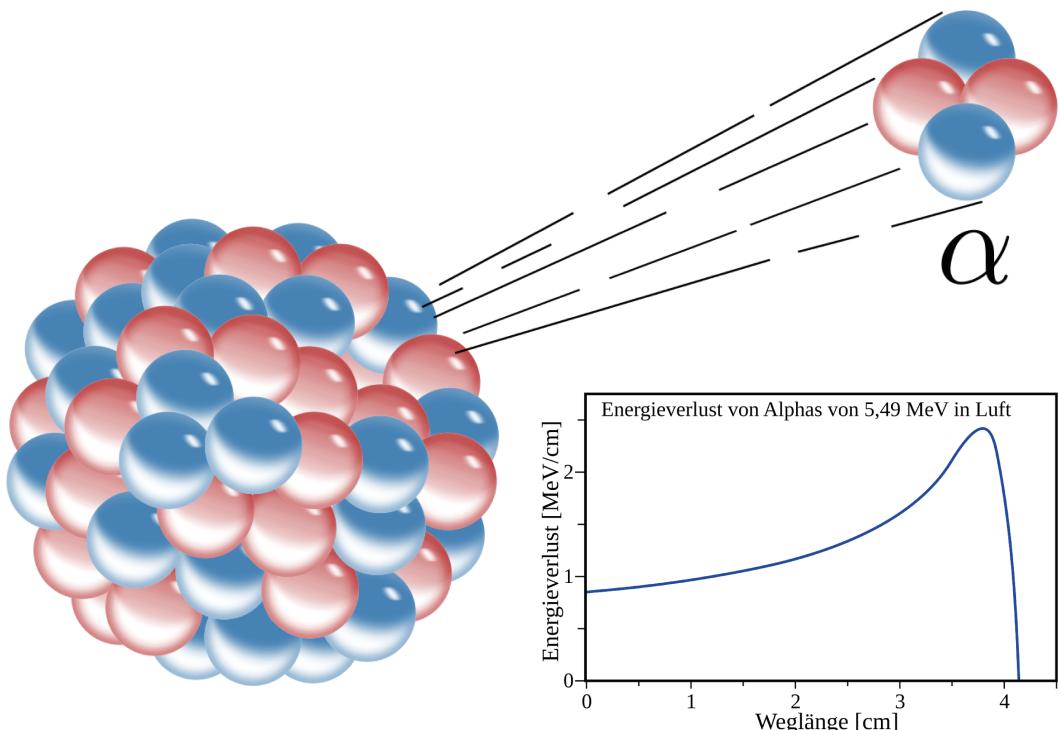

Versuch 12

Alphaspektroskopie



Fortgeschrittenen Praktikum
am Institut für Kernphysik

Dennis Spicker
Oktober 2024

Inhaltsverzeichnis

1. Einführung	3
2. Theoretischer Hintergrund	4
2.1. Alphazerfall	4
2.2. Wechselwirkung von geladenen Teilchen in Materie	7
2.3. Halbleiterdetektoren	9
3. Versuchsaufbau	11
4. Durchführung und Auswertung	15
4.1. Warnhinweise	15
4.2. Vorbereitungen	16
4.3. Aufgabe 1: Sättigungsspannung	16
4.4. Aufgabe 2: Kalibrierung und Nullabstand	17
4.5. Aufgabe 3: Reichweite in Luft	18
A. Anhang	20
A.1. Das Protokoll	20
A.2. Anmerkungen	21

1. Einführung

Wenn geladene, schwere Teilchen (z.B. α -Teilchen oder schwere Ionen) mit hoher Geschwindigkeit in Materie eindringen, dann geben sie ihre Energie in sehr vielen Zusammenstößen mit den Atomen ab. Dabei gibt es eine Besonderheit: je langsamer sie werden, umso größer ist die abgegebene Energie (sog. Bragg-Kurve). Am GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung in Darmstadt wird diese Eigenschaft beispielsweise im Bereich der medizinischen Forschung zur Bestrahlung von Tumoren genutzt.

In diesem Versuch wird Alphastrahlung aus einer Mischquelle mit drei Isotopen mit einem Oberflächensperrsichtzähler gemessen. Ziel ist es, die Strahlung der drei Isotope zu untersuchen. Hierfür werden Energiespektren aufgenommen und daraus die Reichweiten und Bragg-Kurven der Strahlung bestimmt. Dabei werden Sie den Alphazerfall kennenlernen und einen Einblick in die Funktionsweise von Halbleiterdetektoren, die technische Verarbeitung von Signalen und die Auswertung der Daten am Computer erhalten.

Am Versuchstag werden Sie anhand von drei Aufgaben durch den Versuch geführt. Die Aufgaben 1 und 2 befassen sich hauptsächlich mit der Charakterisierung des Versuchsaufbaus und Aufgabe 3 untersucht dann, wie die Alphastrahlung sich im Medium Luft verhält.

Was Sie wissen müssen, um den Versuch durchzuführen: Das nötige Vorwissen für diesen Versuch erstreckt sich auf drei Bereiche: die Theorie des Alphazerfalls, der Energieverlust von geladenen Teilchen in Materie und die Funktionsweise von Halbleiterdetektoren. Die Themen werden in den Unterkapiteln von Abschnitt 2 kurz vorgestellt.

Für die Versuchsdurchführung ist jedoch noch mehr Wissen nötig, das Sie sich in einer kleinen Literaturrecherche selbst aneignen sollen. Bereiten Sie deshalb bitte die am Ende jedes Unterkapitels angegebenen Themen für den Versuchstag sorgfältig vor. Dafür empfehlen sich insbesondere zwei Bücher: „Teilchendetektoren“ [1] und „Teilchen und Kerne“ [2], die über die Universitätsbibliothek als PDF-Datei verfügbar sind (Stand Januar 2023).

Nach dem Studium dieser Themen sollten Sie unter anderem die folgenden Fragen beantworten können:

- Wie entstehen die Alphateilchen, die in diesem Versuch untersucht werden?
- Welche Eigenschaft der Alphateilchen kann mit dem Versuch gemessen werden?
- Hat diese Eigenschaft einen konstanten Wert oder ist sie bei jedem Teilchen anders?
- Wie erzeugen die Teilchen ein Signal im Halbleiterdetektor und wie wird das Signal ausgelesen?
- Welche Messwerte (Signalwerte) erwarten Sie?
- Was sind die hauptsächlichen Quellen von Messungenauigkeiten?

- Was ist ein Histogramm?
- Welche Informationen stecken in dem Spektrum, das am Computer aufgezeichnet wird?
- Wie erhält man aus dem Spektrum die gesuchte Observable (z.B. Energieverlust pro Wegstrecke)?
- Was passiert, wenn Luft in der Apparatur ist?

2. Theoretischer Hintergrund

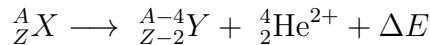
2.1. Alphazerfall

Alpha-Teilchen sind identisch mit Helium-Kernen (${}^4_2\text{He}^{2+}$), sie bestehen also aus jeweils zwei Protonen und Neutronen. Die Bindungsenergie der Nukleonen solcher Alpha-Teilchen ist stark im Vergleich zu Kernen ähnlicher Größe und beträgt ungefähr 7 MeV pro Nukleon. Die typische kinetische Energie von Alpha-Teilchen, welche aus natürlichen Zerfällen von radioaktiven Isotopen stammen, liegt im Bereich von 3 – 8 MeV [2], weitere Eigenschaften können Tabelle 1 entnommen werden.

Masse m_α	3727.3 MeV/ c^2
Massenzahl A	4
Kernladungszahl Z	2
Bindungsenergie B	28.3 MeV

Tabelle 1: Eigenschaften der Alpha-Teilchen.

Die Massenzahl des Kerns nimmt beim Alphazerfall um vier Einheiten ab, die Kernladungszahl um zwei Einheiten. Bezeichnet X das Mutter- und Y das Tochternuklid, ΔE die beim Zerfall frei werdende Energie, und werden wie üblich Massenzahlen A oben und Ordnungszahlen Z unten angeschrieben, gilt für den Alphazerfall allgemein [9]:



Beim Alphazerfall wird eine genau definierte Menge an Energie in Form von kinetischer Energie freigesetzt, die der Bindungsenergie des Systems entspricht. Dies ist dank des Phänomens des Massendefekts möglich, bei dem die Masse eines Systems geringer ist als die Summe der Massen seiner Bestandteile. Bei den meisten Alphazerfällen geht der Tochterkern direkt in den Grundzustand über, und die kinetische Energie wird ausschließlich von dem Alphateilchen aufgenommen, wodurch ein monoenergetisches Spektrum entsteht. Es

sind jedoch auch Zerfälle in angeregte Zustände des Tochterkerns möglich, bei denen die kinetische Energie zwischen den beiden Teilchen geteilt wird (obwohl das Alpha-Teilchen den größten Teil davon behält), und das Energiespektrum zeigt mehrere monoenergetische Linien, die jeweils einem Zerfall in einen dieser Zustände entsprechen [3]. Dieses Spektrum ist charakteristisch für das jeweilige Radionuklid und kann daher zu dessen Bestimmung verwendet werden [9].

Bevor der Zerfall stattfindet, wird das Alphateilchen einerseits durch die starke Wechselwirkung vom Kern angezogen, aber zugleich aufgrund gleichnamiger Ladungen elektrisch abgestoßen. Die stärkere Kernkraft hat eine kurze, die schwächere elektrostatische Abstößung eine lange Reichweite. Daher bildet das Potential eine Art Barriere, den Coulombwall (siehe Abb. 1). Der Wall ist höher als die für das Alphateilchen verfügbare kinetische Energie. Das Alphateilchen wäre daher nach der klassischen Physik stabil im Kern gebunden; mittels des quantenmechanischen Tunneleffekts kann es ihn jedoch verlassen. Die Wahrscheinlichkeit pro Zeitspanne hierfür kann sehr klein sein. Sie bestimmt die Halbwertszeit des Zerfalls. Der beobachtete Zusammenhang zwischen der Halbwertszeit und der Energie der emittierten Alphateilchen wird durch die Geiger-Nuttall-Regel beschrieben, informieren Sie sich dazu auch über die Gamow-Theorie. [9]

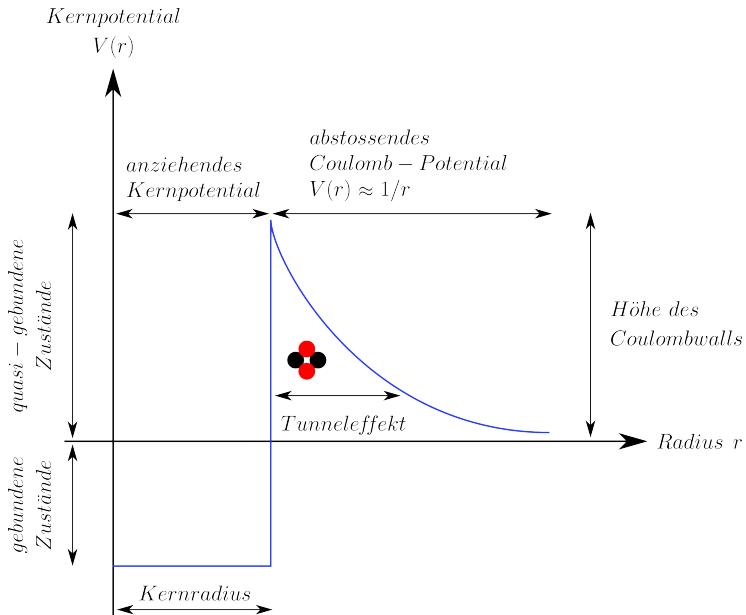


Abbildung 1: Potentielle Energie des Alpha-Teilchens $V(r)$ in Abhängigkeit von seinem Abstand r zum Kernmittelpunkt. Im negativen Bereich ($V < 0$) sieht man das durch die starke Kernkraft verursachte Anziehungspotential, im positiven Bereich die Coulombbarriere [10].

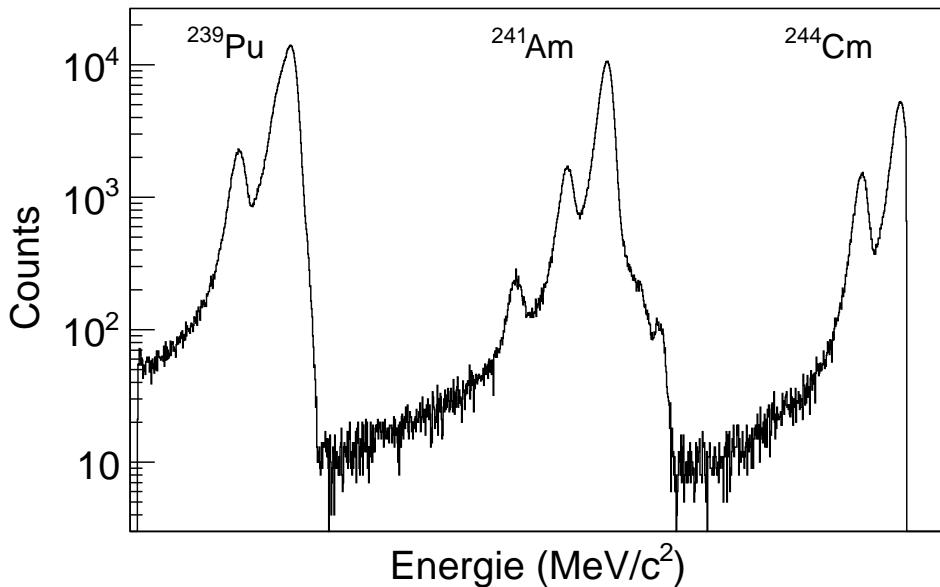


Abbildung 2: Gemessenes Zerfallsspektrum der verwendeten Mischquelle.

Die in diesem Versuch untersuchten Alphateilchen werden von einer Mischquelle, bestehend aus drei verschiedenen Isotopen (^{239}Pu , ^{241}Am , ^{244}Cm), emittiert. In dem gemessenen Energiespektrum (siehe Abb. 2) des Alpha-Strahlers sind neben den Hauptzerfallskanälen auch noch einige Nebenprozesse sichtbar, welche mithilfe der Zerfallstafeln in Abbildung 3 identifiziert werden können.

Themen zur Vorbereitung

- Bindungsenergie von Atomkernen, Massendefekt
- Nuklidkarte, Stabilität von Kernen
- Abstandsquadratgesetz
- Linienspektrum des Alphazerfalls
- Eigenschaften der Nukleonen
- Gamow-Theorie des Alphazerfalls, Gamow-Faktor, Lebensdauer, Potenzial des Atomkerns, Tunneleffekt

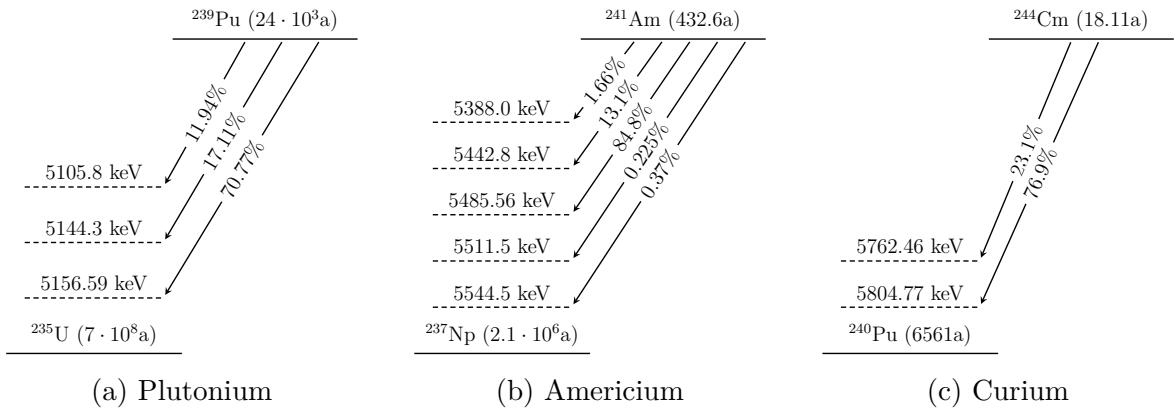


Abbildung 3: Zerfallsschemata der Nuklide des Alphastrahlers.

Datenquellen: Pu [5], Am [6], Cm [7]

2.2. Wechselwirkung von geladenen Teilchen in Materie

Beim Durchdringen von Materie verlieren Alpha-Teilchen ihre Energie im Wesentlichen durch Ionisation und Anregung der Atome im Material. Da sie deutlich massiver sind als die Elektronen des Materials ($m_\alpha \approx 8000 m_e$) mit denen sie wechselwirken, passieren sie das Material ohne große Ablenkungen. Der mittlere Energieverlust pro Weglänge wird durch die Bethe-Bloch-Formel beschrieben [1]. Er hängt von den Eigenschaften des Mediums sowie von der Ladung und der Geschwindigkeit des Teilchens ab.

$$\left\langle -\frac{dE}{dx} \right\rangle = K \frac{Z}{A} \frac{z^2}{\beta^2} \left[\frac{1}{2} \ln \left(\frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 T_{max}}{I^2} \right) - \beta^2 - \frac{\delta(\beta\gamma)}{2} \right] \quad (1)$$

- $K = 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2 = 0.307 \text{ MeV cm}^2/\text{mol}$ mit $r_e \approx 2.8 \text{ fm}$;
- z Ladungszahl, $\beta = v/c$ Geschwindigkeit des Projektilteilchens;
- Z Kernladungszahl und A Massenzahl des Mediums;
- I ist die mittlere Energie, die notwendig ist zur Ionisation des Mediums;
- T_{max} ist der maximale Energieübertrag auf ein Hüllenelektron, der sich beim zentralen Stoß ergibt. $\approx 2m_e c^2 (\beta\gamma)^2$;
- δ ist die sogenannte Dichtekorrektur, die bei hohen Energien wichtig wird.

Der Verlauf des mittleren Energieverlustes ist in Abbildung 4 dargestellt. Für kleine Teilchengeschwindigkeiten ist der Kurvenverlauf ungefähr proportional zu $1/\beta^2$. Das bedeutet, je langsamer die Teilchen werden, desto größer wird ihr Energieverlust pro zurückgelegter Wegstrecke. Daraus resultiert der Verlauf der Bragg - Kurve, der in Abbildung 5 zu sehen ist.

Typischerweise haben Alphateilchen aus Kernzerfällen eine kinetische Energie von ungefähr $E_{kin} = 5$ MeV, also einen Impuls von $p = \sqrt{2 m E_{kin}} = 195$ MeV/c und es ist $p/mc = 0.052$, sie bewegen sich mit circa 5% der Lichtgeschwindigkeit. Damit sind sie wesentlich langsamer als beispielsweise e^+/e^- aus β -Zerfällen oder Neutronenstrahlung.

Themen zur Vorbereitung

- Energieverlust geladener Teilchen in Materie
- Bethe-Bloch-Kurve
- Bragg-Kurve
- Reichweite und Abschirmung von Strahlung
- Energie-Straggeling

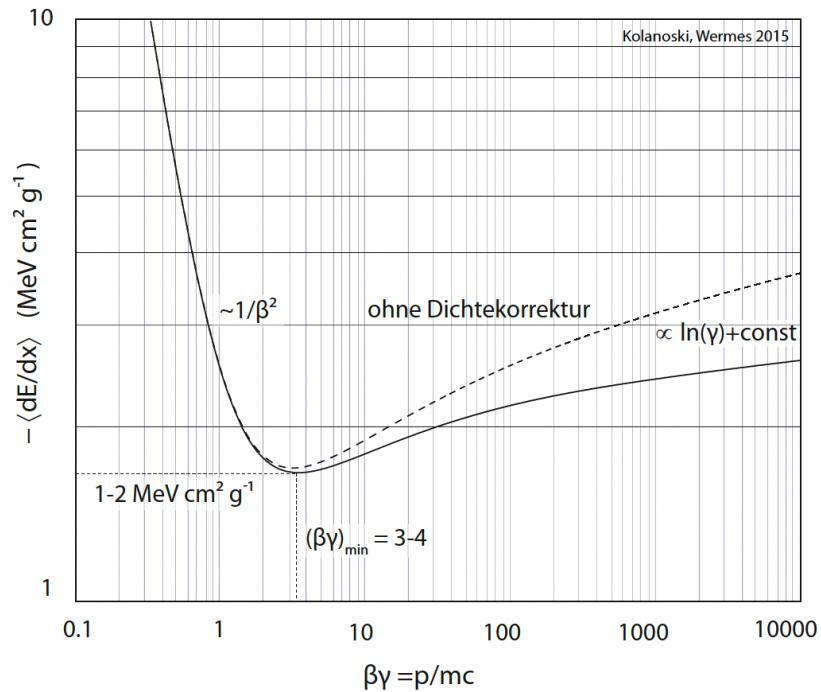


Abbildung 4: Verlauf des mittleren Energieverlusts von geladenen Teilchen in Materie als Funktion von p/mc . [1]

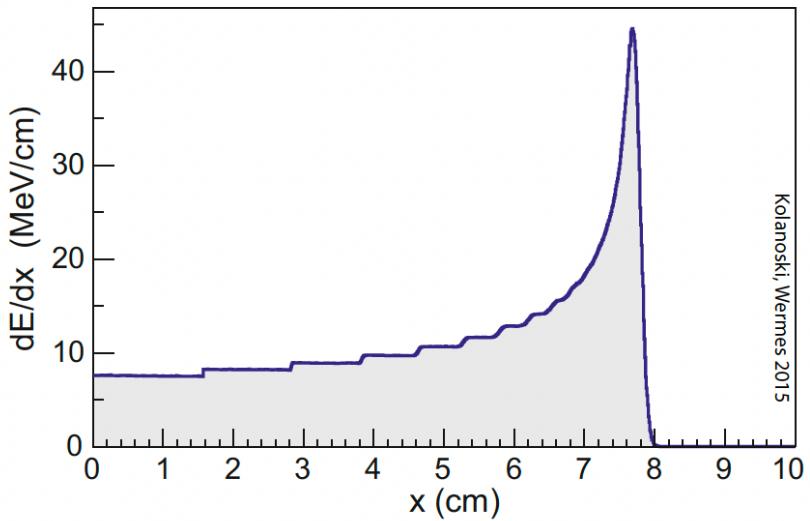


Abbildung 5: Bragg Peak. Energieverlust pro Wegstrecke als Funktion der bereits zurückgelegten Wegstrecke. Hier am Beispiel von Protonen in Wasser. [1]

2.3. Halbleiterdetektoren

Zum Nachweis von Alphastrahlung, beispielsweise zu Strahlenschutzzwecken, eignen sich im Prinzip alle Teilchendetektoren. Allerdings muss die Strahlung das Innere des Detektors, das empfindliche Volumen, erreichen können; ein Zählrohr muss dazu ein genügend dünnes Folienfenster haben. Für genaue Messungen, etwa zur Bestimmung des Energiespektrums der Strahlung, müssen sich Strahlenquelle und Detektor in einem gemeinsamen Vakuum befinden. Dabei wird meist ein Halbleiterdetektor verwendet. [9]

Im Grunde sind Silizium-Halbleiterdetektoren relativ große p-n-Halbleiterdiode mit einem sehr dünnen Eintrittsfenster für geladene Teilchen, das minimalem Energieverlust bietet. Sie werden in Sperrrichtung betrieben, sodass durch eine angelegte Spannung freie Ladungsträger aus dem sensitiven Volumen (Verarmungszone) der Diode gesaugt werden. Abbildung 6 zeigt den Aufbau des in diesem Experiment verwendeten Detektors.

Wenn ein geladenes Teilchen, etwa ein Alpha-Teilchen, in den Detektor eindringt, verliert es einen geringen Teil seiner Energie am dünnen Eintrittsfenster. Der Großteil seiner Energie wird in der Verarmungszone durch Ionisation der Silizium-Atome deponiert. Die Anzahl der Elektron-Loch-Paare, welche durch diesen Prozess erzeugt werden, ist proportional zur Energie des einfallenden Teilchens. Die freie Ladung, erzeugt durch die Ionisation, wird von den Elektroden abgesaugt und mithilfe der Kondensatoren des über den Konnektor verbundenen Vorverstärkers aufgesammelt. Die gesammelte Ladung resultiert in einem Spannungspuls, welcher von der Kapazität des Vorverstärkers und der Ladungsmenge bestimmt ist und innerhalb von bis zu 100 ns ansteigt. Die Amplitude des Spannungspul-

ses ist proportional zur Energie des gemessenen Alpha-Teilchens und kann mithilfe eines Vielkanal-Impulshöhen-Analysators (MCA) zur Auswertung weiterverarbeitet werden.

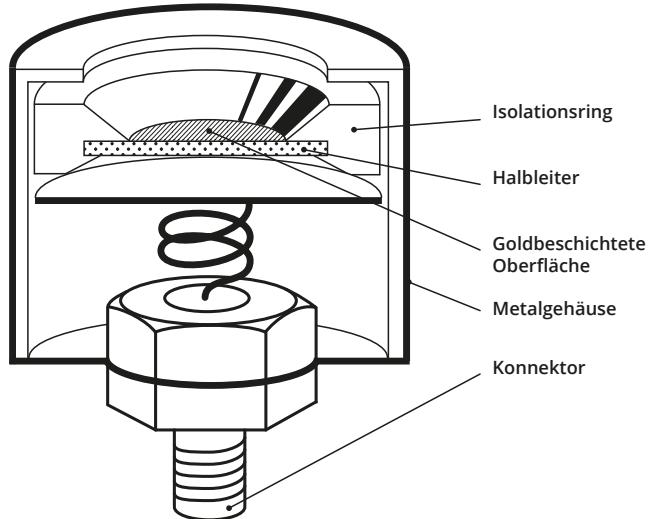


Abbildung 6: Aufbau des Oberflächensperrschichtzählers [3].

Halbleiterdetektoren können in einem großflächigen Energiebereich für Elektronen mit etwa 20 keV bis zu schweren Ionen mit 200 MeV eingesetzt werden. Die Effizienz von Halbleiterdetektoren im aktiven Volumen beträgt annähernd 100%, während die Proportionalität von der Energie geladener Teilchen zur Pulshöhe über einen weiten Bereich konstant ist. Durch den weitverbreiteten Einsatz von Siliziumtransistoren sind die verwendeten Halbleiterdetektoren zudem noch sehr kostengünstig.

Themen zur Vorbereitung

- Halbleiter, Dotierung, Diode, p-n-Übergang, Diffusionsspannung.
- Energiedeposition, Bildung und Rekombination von Ladungsträgern.
- Energieauflösung des Halbleiterdetektors.
- Thermisches Rauschen, Energie pro Elektron-Loch-Paar.
- Poisson Statistik, Fano-Faktor (siehe [1, Kap. 17.10.2])

3. Versuchsaufbau

Der Versuchsaufbau besteht aus folgenden Komponenten:

- Strahlungsquelle
- Halbleiterdetektor
- Vakuumgefäß mit Manometer, Ein- und Auslassventil
- Vakuumpumpe
- Vorverstärker und Hauptverstärker für die Detektorsignale
- Spannungsversorgungsgerät mit externem Spannungsmessgerät
- Vielkanalpulshöhenanalysator (Multi Channel Analysator – MCA) im PC
- PC mit MCA-Software

Abbildung 7 zeigt den Versuchsaufbau schematisch, Fotos sind in Abbildung 9 zu sehen. Der Oberflächensperrschichtzähler und die Alphastrahlungsquelle befinden sich in einem luftdichten Metallzylinder. Die Quelle lässt sich im Zylinder entlang einer Raumachse verschieben, um den Abstand zwischen Quelle und Detektor verändern zu können. Bei minimalem einstellbaren Abstand berühren sich Quelle und Detektor nicht, die Bestimmung dieses Nullabstandes ist Teil des Versuchs.

Die Mischquelle hat einen aktiven Bereich mit einem Durchmesser von circa 7 mm und ist durch eine etwa 2 µm dicke Goldschicht abgedeckt (siehe Abb. 10b). Die Abdeckung des radioaktiven Materials bietet bei Kontakt keinen Schutz vor Kontamination, deshalb muss die Quelle als offen angesehen werden. Für den Umgang mit offenen Quellen sind besondere Genehmigungsauflagen und Vorsichtsmaßnahmen zu beachten (siehe Abschnitt 4.1).

An den Halbleiterdetektor ist direkt außerhalb des Vakuumkolbens der Vorverstärker angebracht. Das Eintrittsfenster des Detektors ist in Abbildung 10a zu sehen. Der Vorverstärker besitzt mehrere Anschlüsse:

- Versorgung Betriebsspannung, angeschlossen an der Rückseite des Hauptverstärkers.
- Signalausgang, verbunden mit Signaleingang des Hauptverstärkers.
- Eingang externe Spannung, verbunden mit Spannungsversorgungsgerät.
- Anschlussmöglichkeit für einen Pulser. Nicht verbunden.

Die Verkabelung des Versuches ist in Abbildung 8 dargestellt und Abbildung 11 zeigt ein Foto des Hauptverstärkers sowie des Spannungsversorgungsgerätes.

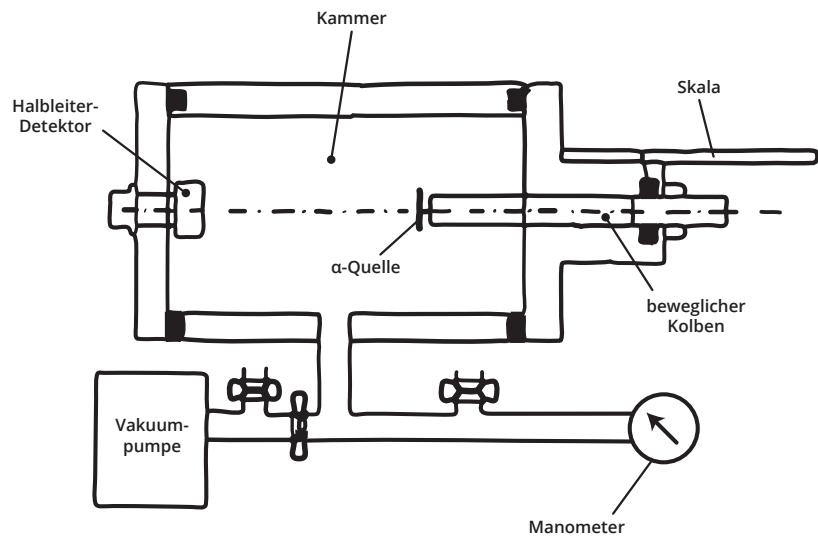


Abbildung 7: Versuchsaufbau

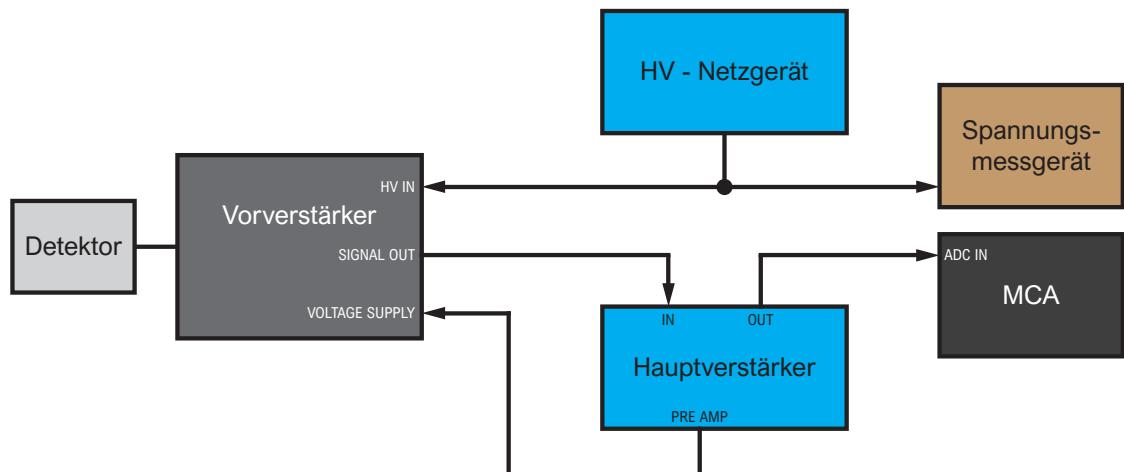
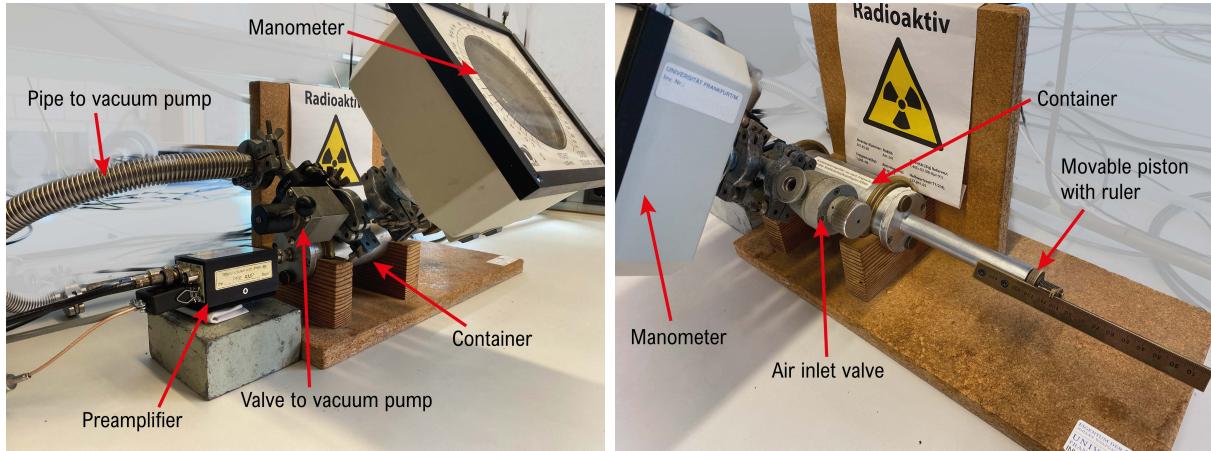


Abbildung 8: Schematische Darstellung der Verkabelung



(a) Ansicht von links.

(b) Ansicht von rechts.

Abbildung 9: Der Versuchsaufbau



(a) Der Halbleiterdetektor.

(b) Die Mischquelle mit goldener Oberfläche.

Abbildung 10: Innenansichten des Vakuumgefäßes (Container).

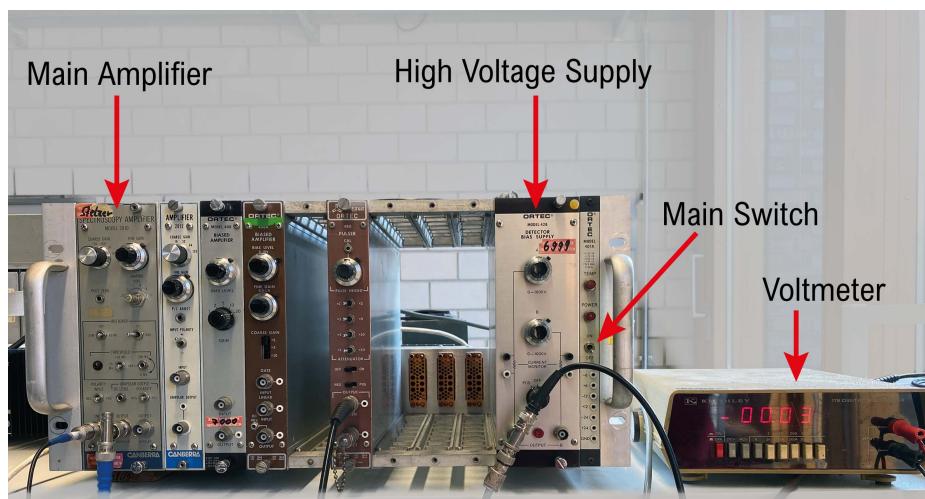


Abbildung 11: Zugehörige Elektronik im „Ortec-Crate“.

4. Durchführung und Auswertung

4.1. Warnhinweise



Essen und Trinken ist im Labor untersagt.



Die verwendete Strahlungsquelle sendet radioaktive Alphastrahlung aus. Sie ist schwach versiegelt und teilweise offen. Der Strahlenschutz sieht für solche Quellen besondere Sicherheitsmaßnahmen vor. Deshalb wurde das Präparat dauerhaft in der Apparatur installiert, sodass kein radioaktives Material aus der Apparatur in den Raum gelangen kann und kein Kontakt mit der Quelle möglich ist. Die Messapparatur darf deshalb auf keinen Fall geöffnet werden. Das Belüftungsventil soll so kurz wie möglich geöffnet bleiben.



Die maximale Spannung am Halbleiterdetektor beträgt 200 Volt. Die Spannung immer langsam verändern. Überschreiten der Spannung kann zur Zerstörung des Detektors führen.

Änderungen an der Verkabelung nur bei abgeschalteter Spannungsversorgung.

Der Detektor ist extrem lichtempfindlich, der Betrieb mit angelegter Hochspannung außerhalb der geschlossenen Vakuumkammer würde ihn zerstören.



Be- und Entlüftungsventil des Vakuumkolbens nicht gleichzeitig öffnen.

Vor dem Be- oder Entlüften die Hochspannung abschalten.

4.2. Vorbereitungen

Gehen Sie diese Checkliste gemeinsam mit dem/der Betreuer:in durch:

1. Verkabelung kontrollieren (vgl. Abb. 8).
2. Sicherstellen, dass das Spannungsversorgungsgerät auf 0 V eingestellt ist.
3. Quelle auf kleinstmöglichen Abstand zum Detektor einstellen
 $r_{rel} = 0 \text{ mm}$.
4. Vakuumkammer evakuieren.
5. Ortec-Crate einschalten.
6. MCA3 Software auf dem PC starten.

4.3. Aufgabe 1: Sättigungsspannung

Ziel der ersten Aufgabe ist die Bestimmung der Sättigungsspannung des Halbleiterdetektors. Die Messung erfolgt im Vakuum bei kleinstmöglichem Abstand $r_{rel} = 0 \text{ mm}$.

- a) Zeichnen Sie bei Detektorspannung $U_A = 0 \text{ V}$ ein Histogramm mit mindestens 8000 Counts auf. Bestimmen Sie

- die Peak-Position μ [ADC Channels],
- die Halbwertsbreite $FWHM$ [ADC Channels]
- und die Zählrate Z [1/s]

des Plutonium-Peaks mithilfe eines Gauß-Fits in der Software.

- b) Wiederholen Sie a) für die Spannungen $U_A = 8, 15, 20, 25, 30, 40, 70, 100 \text{ V}$
- c) Stellen Sie die Peak-Position μ , die Zählrate Z und die prozentuale Auflösung

$$d_E = \frac{FWHM}{\mu} \cdot 100 \quad [\%] \quad (2)$$

in Abhängigkeit von U_A grafisch dar.

- d) Bestimmen Sie ungefähr die Sättigungsspannung $U_{\text{sat.}}$ des Detektors anhand der Kurvenverläufe. Wählen Sie eine Spannung $U_{\text{Det.}}$ für Ihre folgenden Messungen. Erklären Sie Ihre Auswahl und die Bedeutung der Sättigungsspannung für die Benutzung des Halbleiterdetektors zum Energienachweis.

4.4. Aufgabe 2: Kalibrierung und Nullabstand

Nun wird eine Energiekalibrierung des Multi-Channel-Analysators durchgeführt und der Nullabstand r_0 zwischen Detektor und Quelle bestimmt. Die Messungen finden im Vakuum statt.

a) Stellen Sie die in Aufgabe 1 ermittelte Spannung $U_{\text{Det.}}$ an der Spannungsversorgung ein.

b) Zeichnen Sie ein Referenzspektrum mit mindestens 12000 Counts bei $r_{\text{rel}} = 0$ mm auf. Speichern Sie einen Screenshot des Referenzspektrums für Ihr Protokoll.

Optional: Speichern Sie das Histogramm als .txt Datei ab. Dies ermöglicht die Wiederholung der Kalibrierung zu Hause.

c) Kalibrieren Sie den Multi-Channel-Analyzer in der Software.

Bestimmen Sie dazu die Position der drei Hauptmaxima im Histogramm per Gauß-Fit und verwenden Sie die passenden Austrittsenergien aus Abbildung 3.

Führen Sie die Gauß-Fits erneut durch, um die kalibrierten Werte für Positionen [keV] und Halbwertsbreiten [keV] sowie die Zählraten [1/s] zu erhalten.

d) Zeichnen Sie bei den relativen Abständen $r_{\text{rel}} = 5, 10, 15, 20, 30$ mm jeweils mindestens 3000 Counts auf und bestimmen Sie auch hier per Gauß-Fit die kalibrierten Positionen, Halbwertsbreiten und Zählraten der drei Hauptmaxima.

e) *Am Versuchstag:* Stellen Sie die Zählrate in Abhängigkeit des relativen Abstandes für Plutonium grafisch dar.

Im Protokoll: Stellen Sie die Energie, die prozentuale Detektorauflösung und die Zählrate jeweils in Abhängigkeit des relativen Abstandes für jedes der drei Isotope grafisch dar.

f) Bestimmen Sie den Nullabstand r_0 zwischen Probe und Detektor, um bei den weiteren Messungen den effektiven Abstand $r_{\text{eff}} = r_0 + r_{\text{rel}}$ verwenden zu können. Überlegen Sie dazu, wie das Abstandsgesetz

$$Z \propto \frac{1}{r_{\text{eff}}^2} \quad (3)$$

umgeformt und geschickt grafisch dargestellt werden kann, um den Nullabstand direkt vom y-Achsenabschnitt ablesen zu können. Z ist hier die Zählrate [1/s]. Errechnen Sie das gemittelte Ergebnis aus den Messungen aller drei Isotope und stellen Sie alle Werte in einer Tabelle dar.

Anmerkung: Betrachten Sie die Fehlerbalken und entscheiden Sie, ob Sie den einfachen oder den gewichteten Mittelwert verwenden, um das Endergebnis zu erhalten. Siehe hierzu Gleichung (6) auf Seite 21 im Anhang.

4.5. Aufgabe 3: Reichweite in Luft

Im letzten Teil des Versuches wird der differenzielle Energieverlust der Alphastrahlung in Luft bestimmt.

- Schließen Sie das Entlüftungsventil der Vakuumkammer. Öffnen Sie danach langsam das Belüftungsventil, bis der Atmosphärendruck in der Kammer hergestellt ist. Schließen Sie dann das Belüftungsventil wieder.
- Bestimmen Sie bei $r_{rel} = 0, 4, 8, 20, 24, 28, 32, 36, \dots$ mm mittels Gauß-Fit
 - die kalibrierte Peakposition μ [keV],
 - die kalibrierte Halbwertsbreite $FWHM$ [keV]
 - und die Zählrate Z [1/s]

für die Hauptmaxima der drei Isotope. Erhöhen Sie den relativen Abstand weiter um je 4 mm, bis das Plutoniumsignal bei r_{max} verschwindet. Führen Sie dann noch drei zusätzliche Messungen bei $r_{rel} = r_{max} - 2, r_{max} - 6, r_{max} - 10$ mm durch. Zeichnen Sie für jede Messung mindestens 2000 Counts auf.

- Am Versuchstag: Stellen Sie die α -Energie $E \hat{=} \mu$ abhängig vom effektiven Abstand für Plutonium grafisch dar.

Im Protokoll: Stellen Sie für alle drei Isotope die α -Energie $E \hat{=} \mu$, die prozentuale Auflösung und die Zählrate jeweils in Abhängigkeit vom effektiven Abstand grafisch dar.

- Bestimmen Sie näherungsweise – durch Extrapolation mit dem Auge – die Reichweite der α -Teilchen (R) und ihre Austrittsenergie (E_0) anhand des Graphen, der effektiven Abstand gegen Energie zeigt. Wodurch wird die Unsicherheit der Ergebnisse am stärksten beeinflusst?

Vergleichen Sie in einer Tabelle die Ergebnisse mit den Literaturwerten. Verwenden Sie dazu die angegebenen Austrittsenergien und das empirische Reichweitengesetz von Geiger, welches die Reichweite R [mm] abhängig von der Austrittsenergie E_0 [MeV] der α -Teilchen angibt:

$$R = 3.1 \cdot (E_0)^{3/2} \quad (4)$$

Optional: Wenn Gleichung (4) entsprechend umgeformt und angepasst wird, eignet sie sich als Fit-Funktion für die Daten. Damit können Reichweite und Austrittsenergie genauer als mit dem Auge bestimmt werden.

- e) *Am Versuchstag:* Stellen Sie den differenziellen Energieverlust in Abhängigkeit des effektiven Abstands für Plutonium dar ($\Delta E/\Delta x$ vs. r_{eff}).

Im Protokoll: Fügen Sie die Bragg-Kurven der anderen beiden Isotope hinzu. Schätzen Sie den Höchstwert des Energieverlusts und den Energieverlust in der Nähe der Probe. Vergleichen Sie die drei Kurven miteinander.

- f) Schätzen Sie die unterschiedlichen Beiträge ab, die in die Energieauflösung einfließen. Betrachten Sie die Detektorauflösung aus der Vakuum- und der Luft-Messung. Diskutieren Sie hierbei die Bedeutung des elektronischen Rauschens, der statistischen Schwankungen in der Anzahl der Elektronen-Loch-Paare (Fanofaktor), sowie die endliche Dicke des Strahler-Präparats und das Energiestraggeling.

A. Anhang

A.1. Das Protokoll

Reichen Sie zusammen mit dem Protokoll Ihre Original-Messdaten als ordentliche .txt-Datei ein, mit entsprechenden Kommentaren, um die Daten den jeweiligen Messungen zuordnen zu können. Der Aufbau des Protokolls sollte sich an den folgenden Punkten orientieren:

- Theorieteil
- Durchführung und Auswertung
 - Was soll gemessen werden und warum?
 - Welche Messergebnisse werden erwartet?
 - Wie wird die Messung durchgeführt?
 - Was wurde tatsächlich gemessen? Wie groß sind die Messfehler?
 - Was kann aus dem Messergebnis gelernt werden? Wurden die Erwartungen erfüllt? Was sind die Fehlerquellen?
- Fazit

Fehlerbehandlung

Alle Daten in Ihren Diagrammen sollten sowohl mit x- als auch mit y-Fehlerbalken dargestellt werden. Sie erhalten bei der Durchführung des Experimentes aus den Gauß-Fits bereits die Standardabweichungen zu den Messwerten. Für die übrigen Messwerte können Sie jeweils sinnvolle Annahmen zur Unsicherheit machen. Erstellen Sie Tabellen mit Messwerten und zugehörigen Unsicherheiten und weisen Sie die zur Berechnung verwendeten Formeln explizit aus. Bei Größen, die aus mehreren (fehlerbehafteten) Messwerten ausgerechnet werden, führen Sie Gaußsche Fehlerfortpflanzung durch:

$$\sigma_f = \sqrt{\left(\frac{\partial f}{\partial x_1} \sigma_{x_1}\right)^2 + \left(\frac{\partial f}{\partial x_2} \sigma_{x_2}\right)^2 + \dots + \left(\frac{\partial f}{\partial x_n} \sigma_{x_n}\right)^2} \quad (5)$$

Hierbei errechnet sich die Messunsicherheit σ_f von der Größe $f = f(x_1, x_2, \dots, x_n)$, die abhängig ist von den Messwerten x_1, x_2, \dots, x_n und deren Unsicherheiten $\sigma_{x_1}, \sigma_{x_2}, \dots, \sigma_{x_n}$.

A.2. Anmerkungen

Der gewichtete Mittelwert \bar{x} von mehreren Messwerten x_i einer Messgröße x ist definiert als

$$\bar{x} = \frac{\sum_i w_i x_i}{\sum_i w_i} \quad (6a)$$

$$\text{mit Gewichten } w_i = (\Delta x_i)^{-2} \quad (6b)$$

$$\text{und Unsicherheit } \Delta \bar{x} = \left(\sum_i w_i \right)^{-\frac{1}{2}} \quad (6c)$$

hierbei ist Δx_i die Unsicherheit der i -ten Einzelmessung.

Literatur

- [1] Kolanoski, H., Wermes, N., 2016. *Teilchendetektoren*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg. DOI: <https://doi.org/10.1007/978-3-662-45350-6>
- [2] Povh, B., Rith, K. u.a., 2014. *Teilchen und Kerne*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg. DOI: <https://doi.org/10.1007/978-3-642-37822-5>
- [3] Leo, W.R., 1994. *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments: A How-To Approach*. Springer Berlin / Heidelberg. ISBN 9783642579202.
- [4] Particle Data Group, Workman, R. L. u.a., 2022, *Review of Particle Physics*, IN: Progress of Theoretical and Experimental Physics 2022, Issue 8, 083C01, DOI: <https://doi.org/10.1093/ptep/ptac097>
- [5] Browne, E., Tuli, J.K. 2014. Nuclear Data Sheets 122, 205 (2014). <https://www.nndc.bnl.gov/nudat3/decaysearchdirect.jsp?nuc=239Pu&unc=NDS>
- [6] Basunia, M.S., 2006. Nuclear Data Sheets 107, 3323 (2006). <https://www.nndc.bnl.gov/nudat3/decaysearchdirect.jsp?nuc=241Am&unc=NDS>
- [7] Singh, B., Browne, E., 2008. Nuclear Data Sheets 109, 2439 (2008). <https://www.nndc.bnl.gov/nudat3/decaysearchdirect.jsp?nuc=244Cm&unc=NDS>
- [8] Bleck-Neuhaus, J., 2013. *Elementare Teilchen: Von den Atomen über das Standard-Modell bis zum Higgs-Boson*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg. 2. Aufl. DOI: <https://doi.org/10.1007/978-3-642-32579-3>
- [9] Wikipedia, 2023, *Alphastrahlung*, <https://de.wikipedia.org/w/index.php?title=Alphastrahlung&oldid=240085809>, [Online; Stand 5. März 2024]
- [10] Johannes Schneider, CC BY-SA 4.0, <https://commons.wikimedia.org/w/index.php?curid=61182444>