

V702

Aktivierung mit Neutronen

Tahir Kamcili
tahir.kamcili@udo.edu

Marina Andreß
marina.andress@udo.edu

Durchführung: 26.01.2021

Abgabe: 02.02.2021

TU Dortmund – Fakultät Physik

Inhaltsverzeichnis

| | | |
|----------|---|-----------|
| 1 | Zielsetzung | 3 |
| 2 | Theoretische Grundlagen | 3 |
| 2.1 | Wechselwirkung von Neutronen mit Kernen | 3 |
| 2.2 | Wirkungsquerschnitt | 3 |
| 2.3 | Erzeugung niederenergetischer Neutronen | 4 |
| 2.4 | Zerfall instabiler Isotope | 5 |
| 3 | Versuchsaufbau | 6 |
| 4 | Durchführung | 6 |
| 4.1 | Aufgabe 1) | 6 |
| 4.2 | Aufgabe 2) | 6 |
| 4.3 | Aufgabe 3) | 7 |
| 5 | Auswertung | 8 |
| 5.1 | Untergrund | 8 |
| 5.2 | Zerfallskurve und Halbwertszeit von Vanadium-52 | 8 |
| 5.3 | Zerfallskurve und Halbwertszeit von Rhodium-104 | 11 |
| 6 | Diskussion | 16 |
| 6.1 | Literaturwert Vergleich | 16 |
| 6.2 | sonstige Fehler | 17 |
| | Literatur | 17 |

1 Zielsetzung

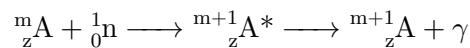
In diesem Versuch wird der radioaktive Zerfall von aktivierten Atomkernen untersucht. Hierzu wird die Untergrundrate, sowie die Halbwertszeit von Vanadium und Rhodium bestimmt.

2 Theoretische Grundlagen

Um instabile Kerne zu erzeugen, werden stabile Kerne mit Neutronen beschossen.

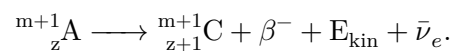
2.1 Wechselwirkung von Neutronen mit Kernen

Eine allgemeine Reaktion bei der ein Neutron in einen Kern A eindringt, läuft wie folgt ab:



Dabei entsteht durch Absorption des Neutrons ein neuer sogenannter Compoundkern oder Zwischenkern A^* , dessen Energie um die Kinetische Energie und die Bindungsenergie des Neutrons größer ist als die des Kerns A. Diese Energie verteilt sich sofort auf viele Nukleonen des Kerns A^* . Bei geringer kinetischer Energie des Neutrons kann weder das aufgenommene Neutron, noch ein anderes Nukleon abgestoßen werden, sodass der angeregte Zwischenkern A^* durch Emission eines γ -Quants wieder in seinen Grundzustand übergeht.

Der dabei entstandene Kern ${}^{m+1}_z\text{A}$ ist meist instabil, jedoch langlebiger als der Zwischenkern A^* . Die Zerfallsreihe von ${}^{m+1}_z\text{A}$ ist gegeben durch:



Die Masse des Kerns ${}^{m+1}_z\text{A}$ ist größer als die Summe der Massen in die der Kern zerfällt. Die überschüssige Masse wird gemäß

$$\Delta E = \Delta mc^2$$

in kinetische Energie von Elektron und Antineutrino umgewandelt.

2.2 Wirkungsquerschnitt

Wenn Neutronen auf stabile Atomkerne geschossen werden, gibt der Wirkungsquerschnitt die Wahrscheinlichkeit für einen Einfang an. Dieser ist definiert durch

$$\sigma = \frac{u}{nKd}, \quad (1)$$

wenn auf eine 1 cm^2 dünne Folie der Dicke d und mit $K \frac{\text{Atome}}{\text{cm}}$ die Anzahl n Neutronen pro Sekunde treffen, wobei u Einfänge auftreten.

Da der Wirkungsquerschnitt sehr stark von der kinetischen Energie der Neutronen abhängt, wird zwischen schnellen und langsamen Neutronen unterschieden. Hierbei hilft die De-Broigle-Wellenlänge λ

$$\lambda = \frac{h}{m_n v} \quad (2)$$

bei der Unterscheidung. Hier kommt es darauf an, ob λ aufgrund der Geschwindigkeit größer oder kleiner gegen den Kernradius $R \approx 10^{-12}\text{cm}$ ist.

1. $R > \lambda$

Für schnelle Neutronen ist der Wirkungsquerschnitt gering.

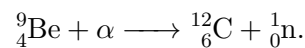
2. $R \leq \lambda$

Langsame Neutronen halten sich länger in der Einwirkungssphäre des Kerns auf. Daher ist die Wahrscheinlichkeit des Einfanges und somit der Wirkungsquerschnitt größer.

Es stellt sich also heraus, dass der Wirkungsquerschnitt antiproportional zur Neutronengeschwindigkeit ist und langsame, niederenergetische Neutronen besser zur Aktivierung von Kernen geeignet sind.

2.3 Erzeugung niederenergetischer Neutronen

Niederenergetische Neutronen müssen durch geeignete Kernreaktionen erzeugt werden, da sie als freie Teilchen instabil sind. Dazu werden sie wie folgt durch Beschuss von ${}^9\text{Be}$ -Kernen mit α -Teilchen freigesetzt:



Die dabei freigesetzten Neutronen mit einem Energiespektrum bis 13,7 MeV diffundieren dann durch dicke Materieschichten und werden so abgebremst. Da dies nach dem Gesetz (3) der maximalen Energie des elastischen Stoßes

$$E_{\text{ü}} = E_0 \frac{4Mn}{(M+n)^2} \quad (3)$$

am besten mit ähnlichen Massen funktioniert, bietet es sich an, Wasserstoff zu verwenden. Die verwendete Neutronenquelle ist in Abbildung (1) dargestellt.

Durch Stöße mit den Protonen des Paraffins wird die Energie der Protonen auf 0,025 eV verringert. Diese Neutronen haben eine Geschwindigkeit von $2,2 \frac{\text{km}}{\text{s}}$ und werden als thermische Neutronen bezeichnet.

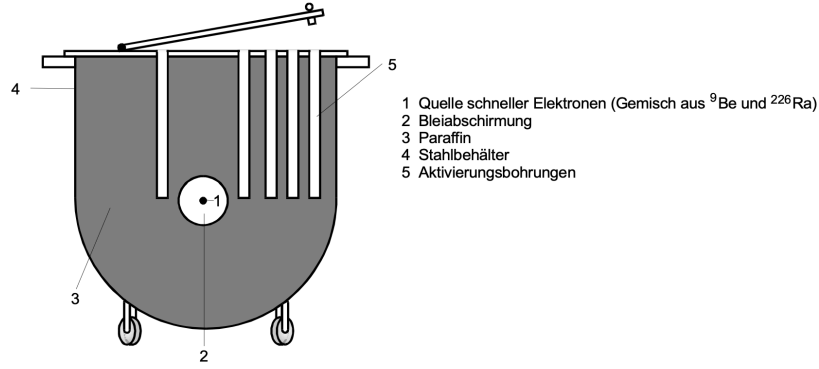
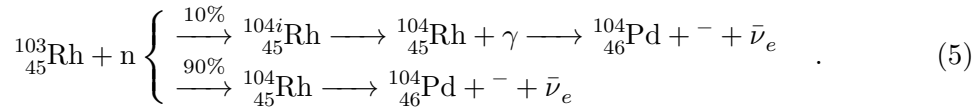
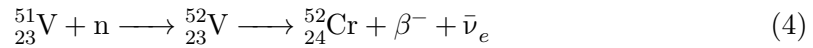


Abbildung 1: Querschnitt durch die hier verwendete Neutronenquelle (Quelle: [7]).

2.4 Zerfall instabiler Isotope

Um den Zerfall instabiler Isotope zu untersuchen, werden zylindrische Proben, die diese Nuklide enthalten, in die Aktivierungsschächte der Neutronenquelle aus Abbildung (1) gebracht. Der Zerfall der Isotope, auf die sich in diesem Versuch bezogen wird, sind gegeben durch:



Wie in Gleichung (5) beschrieben, laufen bei der Aktivierung von Rhodium zwei Zerfälle parallel mit unterschiedlichen Halbwertszeiten ab.

Der radioaktive Zerfall kann allgemein durch exponentiellen Zerfall beschrieben werden. Die Anzahl der zu einem Zeitpunkt t noch nicht Zerfallenen Kerne lässt sich ausdrücken durch

$$N(t) = N_0 e^{-\lambda t}, \quad (6)$$

wobei N_0 die Anzahl der Kerne zum Zeitpunkt $t=0$ und λ die Zerfallskonstante ist. Die Halbwertszeit lässt sich durch einsetzen von $N(T) = \frac{1}{2}N_0$ in Gleichung (6) bestimmen:

$$T = \frac{\ln(2)}{\lambda}. \quad (7)$$

Da es nicht möglich ist, $N(t)$ zuverlässig zu ermitteln, wird die Halbwertszeit durch einen anderen Ansatz ermittelt. Hierzu wird eine Anzahl $N_{\Delta t}(t)$ der in einem Intervall Δt zerfallenen Kerne wie folgt definiert:

$$N_{\Delta t}(t) = N(t) - N(t + \Delta t) \quad (8)$$

Wird Gleichung (6) in (8) eingesetzt, kann durch lineare Ausgleichsrechnung mit den Wertepaaren $\{\ln(N_{\Delta t}(t_i)), t_i\}$ die Zerfallskonstante genauer ermittelt werden. Dabei sollte das Zeitintervall Δt passend gewählt und eventuell durch einen Vorversuch ermittelt werden.

3 Versuchsaufbau

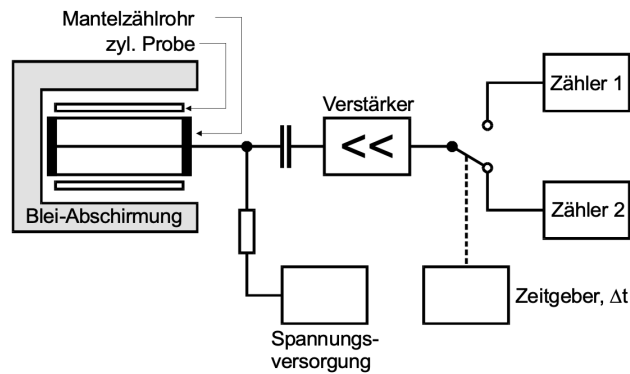


Abbildung 2: Versuchsaufbau (Quelle: [7]).

Dieser Versuch wird mit einem Aufbau nach Abbildung (2) durchgeführt. Mit einem Geiger-Müller-Zählrohr, dessen Zählrohr sich in einem Abschirmblock aus Blei befindet um Umgebungsradioaktivität abzuschirmen, können von zylindrischen Proben emittierte Teilchen nachgewiesen werden. Die registrierten Teilchen liefern am Verstärkerausgang einen elektrischen Impuls, der zum Zählwerk weitergeleitet wird. Das Anzeigegerät kann periodisch zwischen beiden Zählern umschalten, wobei die das Zeitintervall Δt mit dem Zeitgeber eingestellt wird. Befindet sich auf dem Geiger-Müller-Zählrohr keine aktivierte Probe, wird der Nulleffekt gemessen.

4 Durchführung

Der Versuchsaufbau wird nach Abbildung (2) aufgebaut.

4.1 Aufgabe 1)

Zunächst wird der Untergrund bestimmt. Das Messintervall wird $t=300s$ gewählt und mit einem Codierschalter an der Frontplatte des Gerätes eingestellt. Die Untergrundrate wird mehrfach gemessen und notiert. In Tabelle (1) sind die gemessenen Werte aufgeführt.

4.2 Aufgabe 2)

Zur Bestimmung der Halbwertszeit wird die Vanadiumprobe in der Neutronenquelle nach Abbildung (1) aktiviert und danach direkt auf das Geiger-Müller-Zählrohr gesteckt. Das

Messintervall wird $\Delta t = 30\text{s}$ gewählt und die Messung wird gestartet. Die Messwerte werden von der Anzeige abgelesen, notiert und sind in Tabelle (2) aufgeführt.

4.3 Aufgabe 3)

Analog zur Halbwertszeitbestimmung von Valadium wird die Rhodiumprobe aktiviert und auf das Geiger-Müller-Zählrohr gesteckt, wobei hier ein Messintervall von $\Delta t = 15\text{s}$ gewählt wird. Die Messung wird gestartet und die Messwerte werden aufgenommen. Diese sind in Tabelle (3) aufgeführt.

5 Auswertung

5.1 Untergrund

Bevor eigentliche Messungen möglich sind, muss der Nulleffekt der Messumgebung bestimmt werden. Dieser entsteht zum Großteil aus natürlichen Strahlungen aus der Umgebung, wie zum Beispiel die Höhenstrahlung. Dieser wird in einem Messabstand von $t = 300\text{ s}$ zu: Da die Untergrund Rate als Poissonverteilt, also die Messunsicherheit durch

Tabelle 1: Messdaten zum Nulleffekt

| N_U | ΔN_U |
|-------|--------------|
| 129 | 11.36 |
| 143 | 11.96 |
| 144 | 12 |
| 136 | 11.66 |
| 139 | 11.79 |
| 126 | 11.22 |
| 158 | 12.57 |

$\Delta N = \sqrt{N}$ gegeben ist, kann angenommen werden, dass diese gemittelt werden kann als:

$$N_U = 139.2857 \pm 11.8019.$$

Diese Untergrundrate wird von jeder Messung abgezogen, um so die von der Quelle emittierten Teilchen lediglich zu betrachten.

5.2 Zerfallskurve und Halbwertszeit von Vanadium-52

Nun wird die Zerfallskurve von Vanadium-52 betrachtet. Nach der Aktivierung wird der Teilchen Impuls N alle 30s gemessen. Damit folgen folgende Messergebnisse: Auch hier kann die Abweichung als Poisson Verteilung mit $\Delta N = \sqrt{N}$ angenommen werden. Zusätzlich wird die Untergrundrate $14 \frac{\text{Zerfällen}}{30\text{s}}$ von jedem Messergebnis abgezogen.

Für die im Zeitintervall Δt gemessenen Zerfälle gilt

$$\ln N_{\Delta t}(t) = \ln(N_0 \cdot (1 - e^{-\lambda \Delta t})) - \lambda t. \quad (9)$$

Um einen Fit zu berechnen, kann eine lineare Ausgleichsrechnung in der Form

$$f(x) = m \cdot x + b$$

genutzt werden, wenn die Daten logarithmisch betrachtet werden. So folgt aus dem Fit, dass

Tabelle 2: Messdaten zum Zerfall von Vanadium-52.

| t/s | N | ΔN | N |
|-------|-----|------------|-------|
| 30 | 189 | 14.0 | 175.0 |
| 60 | 197 | 14.0 | 183.0 |
| 90 | 150 | 12.0 | 136.0 |
| 120 | 159 | 13.0 | 145.0 |
| 150 | 155 | 12.0 | 141.0 |
| 180 | 132 | 11.0 | 118.0 |
| 210 | 117 | 11.0 | 103.0 |
| 240 | 107 | 10.0 | 93.0 |
| 270 | 94 | 10.0 | 80.0 |
| 300 | 100 | 10.0 | 86.0 |
| 330 | 79 | 9.0 | 65.0 |
| 360 | 69 | 8.0 | 55.0 |
| 390 | 81 | 9.0 | 67.0 |
| 420 | 46 | 7.0 | 32.0 |
| 450 | 49 | 7.0 | 35.0 |
| 480 | 61 | 8.0 | 47.0 |
| 510 | 56 | 7.0 | 42.0 |
| 540 | 40 | 6.0 | 26.0 |
| 570 | 45 | 7.0 | 31.0 |
| 600 | 32 | 6.0 | 18.0 |
| 630 | 27 | 5.0 | 13.0 |
| 660 | 43 | 7.0 | 29.0 |
| 690 | 35 | 6.0 | 21.0 |
| 720 | 19 | 4.0 | 5.0 |
| 750 | 28 | 5.0 | 14.0 |
| 780 | 27 | 5.0 | 13.0 |
| 810 | 36 | 6.0 | 22.0 |
| 840 | 25 | 5.0 | 11.0 |
| 870 | 29 | 5.0 | 15.0 |
| 900 | 18 | 4.0 | 4.0 |
| 930 | 17 | 4.0 | 3.0 |
| 960 | 24 | 5.0 | 10.0 |
| 990 | 21 | 5.0 | 7.0 |
| 1020 | 25 | 5.0 | 11.0 |
| 1050 | 21 | 5.0 | 7.0 |
| 1080 | 24 | 5.0 | 10.0 |
| 1110 | 25 | 5.0 | 11.0 |
| 1140 | 17 | 4.0 | 3.0 |
| 1170 | 20 | 4.0 | 6.0 |
| 1200 | 19 | 4.0 | 5.0 |
| 1230 | 20 | 4.0 | 6.0 |
| 1260 | 18 | 4.0 | 4.0 |
| 1290 | 16 | 4.0 | 2.0 |
| 1320 | 17 | 4.0 | 3.0 |

$$m = -0.00316 \pm 0.00016$$

$$b = 5.18650 \pm 0.12753$$

Mit Hilfe der Formel (9) ist der Zusammenhang zwischen m und λ : $m = -\lambda$. So folgt für

$$\lambda = (3.16 \pm 0.16) 10^{-3} \text{ s}^{-1}.$$

Mit diesem Fit lassen sich die Daten in (3) plotten:

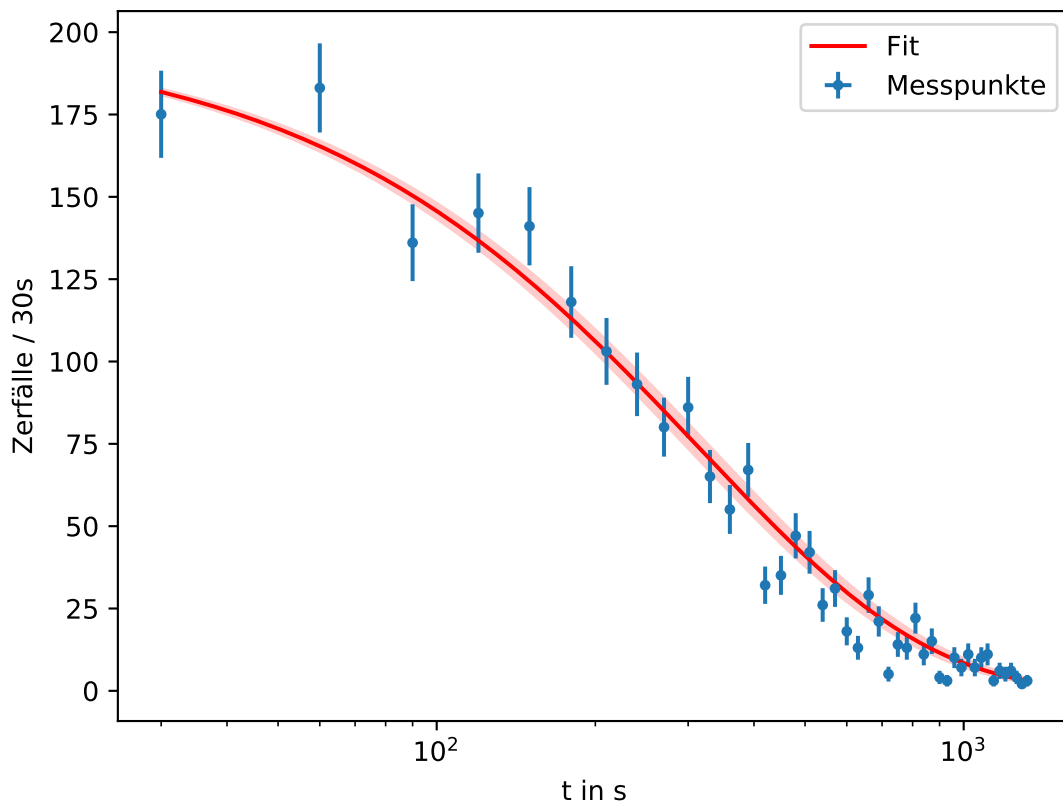


Abbildung 3: Messdaten und Fit für die Zerfallskurve von Vanadium.

Mithilfe der Formel (7) lässt sich die Halbwertszeit bestimmen zu:

$$T = (219 \pm 11) \text{ s}.$$

Da die Messdaten sich zum Ende der Messung kaum unterscheiden lassen, wird ein zweiter Fit durch die Daten gelegt, jedoch diesmal nur bis zum Zeitpunkt $t = 300$ s. Aus diesem Fit folgt

$$\begin{aligned} m &= -0.00308 \pm 0.00029 \\ b &= 5.30866 \pm 0.05512. \end{aligned}$$

Daraus lässt sich die Halbwertszeit bestimmen zu:

$$T = (225 \pm 22) \text{ s.}$$

5.3 Zerfallskurve und Halbwertszeit von Rhodium-104

Da Rhodium-104 in zwei unterschiedliche Kerne mit zwei unterschiedlichen Wahrscheinlichkeiten zerfallen kann und diese in dem Moment der Messung nicht getrennt erfasst werden können, muss in den folgenden Daten dieser Zerfall mit berücksichtigt werden. Aus der Messung folgen folgende Werte: Auch hier kann die Messunsicherheit als Poisson Verteilung mit $\Delta N = \sqrt{N}$ angenommen werden. Um die Untergrundrate mit zu berücksichtigen wird diese in (5.2) ebenfalls mitabgezogen. Da der schnelle Zerfall vom langsamen Zerfall überlagert wird, muss dieser als erstes betrachtet werden. Um die Überlagerung zu kompensieren werden zunächst die Messdaten ab $t = 330$ s betrachtet. Das vorgehen ist dem in Kapitel (5.2) gleich. Zunächst werden die Daten Halblogarithmisch betrachtet und es wird mit Hilfe der Funktion (5.2) ein Fit durchgelegt. Aus diesem folgt:

$$\begin{aligned} m &= -0.00323 \pm 0.00073 \\ b &= 5.34146 \pm 0.34622. \end{aligned}$$

Aus dem Zusammenhang $m = -\lambda$ lässt sich die Halbwertszeit von Rhodium-104 bestimmen zu:

$$T = 2.1 \pm 0.510^2 \text{ s.}$$

Mithilfe der Daten und der Ausgleichsgerade wird die folgende Grafik geplottet:

Tabelle 3: Messdaten zum Zerfall von Rhodium-104.

| t/s | N | ΔN | N Korrigiert |
|-------|-----|------------|----------------|
| 15 | 667 | 26.0 | 660.0 |
| 30 | 585 | 24.0 | 578.0 |
| 45 | 474 | 22.0 | 467.0 |
| 60 | 399 | 20.0 | 392.0 |
| 75 | 304 | 17.0 | 297.0 |
| 90 | 253 | 16.0 | 246.0 |
| 105 | 213 | 15.0 | 206.0 |
| 120 | 173 | 13.0 | 166.0 |
| 135 | 152 | 12.0 | 145.0 |
| 150 | 126 | 11.0 | 119.0 |
| 165 | 111 | 11.0 | 104.0 |
| 180 | 92 | 10.0 | 85.0 |
| 195 | 79 | 9.0 | 72.0 |
| 210 | 74 | 9.0 | 67.0 |
| 225 | 60 | 8.0 | 53.0 |
| 240 | 52 | 7.0 | 45.0 |
| 255 | 56 | 7.0 | 49.0 |
| 270 | 53 | 7.0 | 46.0 |
| 285 | 41 | 6.0 | 34.0 |
| 300 | 36 | 6.0 | 29.0 |
| 315 | 37 | 6.0 | 30.0 |
| 330 | 32 | 6.0 | 25.0 |
| 345 | 36 | 6.0 | 29.0 |
| 360 | 38 | 6.0 | 31.0 |
| 375 | 34 | 6.0 | 27.0 |
| 390 | 40 | 6.0 | 33.0 |
| 405 | 21 | 5.0 | 14.0 |
| 420 | 35 | 6.0 | 28.0 |
| 435 | 33 | 6.0 | 26.0 |
| 450 | 36 | 6.0 | 29.0 |
| 465 | 20 | 4.0 | 13.0 |
| 480 | 24 | 5.0 | 17.0 |
| 495 | 30 | 5.0 | 23.0 |
| 510 | 30 | 5.0 | 23.0 |
| 525 | 26 | 5.0 | 19.0 |
| 540 | 28 | 5.0 | 21.0 |
| 555 | 23 | 5.0 | 16.0 |
| 570 | 20 | 4.0 | 13.0 |
| 585 | 28 | 5.0 | 21.0 |
| 600 | 17 | 4.0 | 10.0 |
| 615 | 26 | 5.0 | 19.0 |
| 630 | 19 | 4.0 | 12.0 |
| 645 | 13 | 4.0 | 6.0 |
| 660 | 17 | 4.0 | 10.0 |

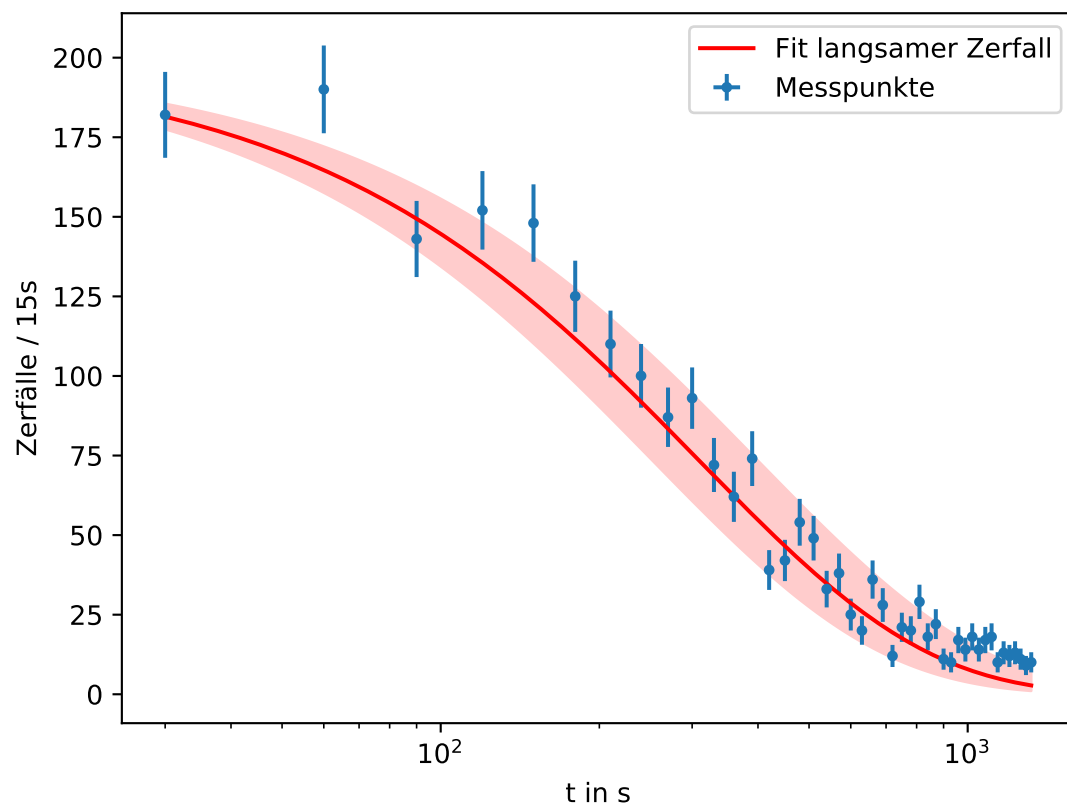


Abbildung 4: Messdaten und Fit für die Zerfallskurve von Rhodium.

Nun kann die Zerfallsrate von dem schnellen Zerfall betrachtet werden. Dafür wird mit T_1 berechnet, wie viele Impulse pro Messintervall am Anfang durch den schnellen Zerfall ausgelöst wurden. Dies kann Mithilfe des Zerfallgesetzes bestimmt werden zu:

$$N_{\Delta t_1}(t) = N_{0_1} (1 - e^{-\lambda_1 \Delta t}) e^{-\lambda_1 t}. \quad (10)$$

Wird $N_{\Delta t_1}$ von den Messdaten bis 150 s abgezogen und lediglich diese auch betrachtet, kann die Impulsrate des schnellen Zerfalls durch:

$$\{\ln(N_{\Delta t}(t_i) - N_{\Delta t_1}(t_i))\}$$

berchnet und gefittet werden. Daraus folgt für die Funktion (5.2)

$$m = -0.00285 \pm 0.00032$$

$$b = 5.17278 \pm 0.06094.$$

Mithilfe des Zusammenhangs zwischen m und λ kann die Halbwertszeit vom schnellen Zerfalls bestimmt werden zu:

$$T = 242 \pm 28 \text{ s.}$$

Aus diesen Halbwertszeiten und den Messwerten ergibt sich folgende Grafik:

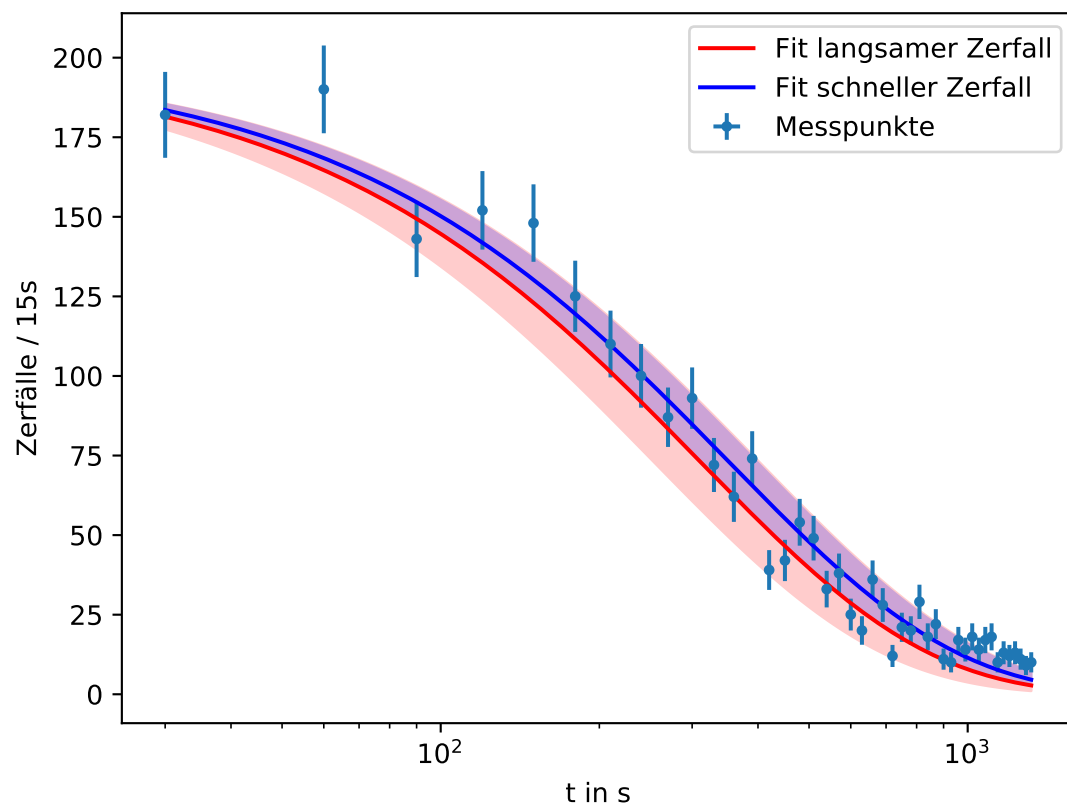


Abbildung 5: Messdaten und Fit für die Zerfallskurve von Rhodium.

6 Diskussion

6.1 Literaturwert Vergleich

Die in diesem Versuch bestimmten Halbwertszeiten

$$\begin{aligned}T_{\text{Vanadium-52}} &= 219 \pm 11\text{s} \\T_{\text{Vanadium-52,genauer}} &= 225 \pm 22\text{s} \\T_{\text{Rhodium-104}} &= 210 \pm 50\text{s} \\T_{\text{Rhodium-104i}} &= 48 \pm 1.2\text{s},\end{aligned}$$

können auf ihre Genauigkeit Mithilfe von Literaturwerten untersucht werden. Diese sind lauten laut [5] und [4]

$$\begin{aligned}T_{\text{Lit:Vanadium-52}} &= 224, 6\text{s} \\T_{\text{Lit:Rhodium-104}} &= 260, 4\text{s} \\T_{\text{Lit:Rhodium-104i}} &= 42, 34\text{s}.\end{aligned}$$

Mithilfe der Formel

$$\Delta p = \left| \frac{f - g}{f} \right|,$$

wobei p die Prozentuale Abweichung darstellt und f und g jeweilige Zahlenwerte dessen Abweichungen zu einander untersucht werden sollen. So ergibt sich für die Abweichungen folgende Werte

$$\begin{aligned}p_{\text{Vanadium-52}} &= 2.493\% \\p_{\text{Vanadium-52,genauer}} &= 0.178\% \\p_{\text{Rhodium-104}} &= 19.355\% \\p_{\text{Rhodium-104i}} &= 13, 368\%.\end{aligned}$$

Es fällt auf, dass die Halbwertszeit von Vanadium-52 mindestens um eine Ordnung von 10^1 genauer sind als die vom Rhodium-104. Dies lässt sich zum Teil darauf zurückführen, dass beim Rhodium durch die zwei Zerfallsmöglichkeiten eine Abschätzung getroffen werden musste, in welchem Bereich lediglich der langsamere Zerfall stattfindet. Eine nicht exakt präzise Wahl dieses Intervalls kann zu dem so großen Fehler geführt haben. Es lässt sich daraus schlussfolgern, dass diese Art der Messung nicht besonders gut zur Bestimmung der Halbwertszeiten geeignet ist. Es wäre sinnvoller ein getrenntes Messgerät zu haben um die Emissionen der γ -Quanten zu messen, um so besser auf den Zerfall rückschließen zu können.

Zudem ist die Anzahl an Messpunkten für den schnellen Zerfall nicht ausreichend, da beim Vanadium-52 40 Messpunkte vorlagen und beim Rhodium-104i lediglich 10. Zudem kann eine weitere Fehlerquelle darin bestehen, dass die Halbwertszeit von Rhodium-104i von

der Halbwertszeit von Rhodium-104 abhängt. Dieser aht jedoch schon bereits einen relativ großen Fehler, welcher ebenfalls zu einem noch größerem Fehler bei der Halbwertszeit von Rhodium-104i führt.

6.2 sonstige Fehler

Da der Versuch nicht von uns selbst durchgeführt wurde, können noch weitere Fehlerquellen vorliegen. Es ist möglich, dass nach der Aktivierung der Proben nicht schnell genug begonnen wurde zu messen, sodass ein Großteil der Rhodium-104i Isomere bereits zerfallen sind. Zudem ist es denkbar das die Zeitintervalle beim Ablesen der Messwerte nicht exakt eingehalten wurden, sodass ebenfalls ein Fehler hier möglich ist. Ebenfalls sind systematische Messfehler der Messapparatur denkbar, welche ebenfalls zu Fehlern führen könnten.

Alle diese Faktoren führen dazu, dass die theoretischen Werten von praktisch gemessenen Werten abweichen und die Ergebnisse verfälscht wurden.

Literatur

- [1] John D. Hunter. „Matplotlib: A 2D Graphics Environment“. Version 1.4.3. In: *Computing in Science & Engineering* 9.3 (2007), S. 90–95. URL: <http://matplotlib.org/>.
- [2] Eric Jones, Travis E. Oliphant, Pearu Peterson u. a. *SciPy: Open source scientific tools for Python*. Version 0.16.0. URL: <http://www.scipy.org/>.
- [3] Eric O. Lebigot. *Uncertainties: a Python package for calculations with uncertainties*. Version 2.4.6.1. URL: <http://pythonhosted.org/uncertainties/>.
- [4] *Literaturwert für Rhodium-104*. URL: <https://www.internetchemie.info/isotop.php?Kern=Rh-104m> (besucht am 30.01.2021).
- [5] *Literaturwert für Vanadium*. URL: <http://www.periodensystem-online.de/index.php?id=isotope&el=23&mz=52&show=nuklid&sel=zf> (besucht am 30.01.2021).
- [6] Travis E. Oliphant. „NumPy: Python for Scientific Computing“. Version 1.9.2. In: *Computing in Science & Engineering* 9.3 (2007), S. 10–20. URL: <http://www.numpy.org/>.
- [7] *Versuchsanleitung zu Versuch V702*. Fakultät Phyik, TU Dortmund. 2021.