

V702

## **Aktivierung mit Neutronen**

Lukas Bertsch

lukas.bertsch@tu-dortmund.de

Steffen Kober

steffen.kober@tu-dortmund.de

Durchführung: 21.06.2022

Abgabe: 28.06.2022

TU Dortmund – Fakultät Physik

# Inhaltsverzeichnis

<b>1 Zielsetzung</b>	<b>3</b>
<b>2 Theorie</b>	<b>3</b>
2.1 Zerfall instabiler Isotope und Bestimmung der Halbwertszeit . . . . .	3
2.2 Aktivierung mit Neutronen . . . . .	4
<b>3 Durchführung</b>	<b>5</b>
<b>4 Auswertung</b>	<b>6</b>
4.1 Bestimmung der Halbwertszeit von Vanadium . . . . .	7
4.2 Bestimmung der Zerfallseigenschaften von Rhodium . . . . .	8
4.3 Zerfallsprozess von Rhodium-104 . . . . .	8
4.4 Zerfall von Rhodium-104i . . . . .	9
<b>5 Diskussion</b>	<b>11</b>
<b>Literatur</b>	<b>12</b>
<b>Anhang</b>	<b>13</b>

# 1 Zielsetzung

In diesem Versuch werden die Zerfallskurven und Halbwertszeiten zweier radioaktiver Stoffe experimentell ermittelt. Um dies für kleine Halbwertszeiten durchführen zu können, wird die Aktivierung mit Neutronen von stabilen Kernen angewendet.

## 2 Theorie

Besonders Atome großer Ordnungszahl brauchen eine größere Anzahl an Neutronen, um in einem energetisch stabilen Zustand zu sein. Dabei liegt die Anzahl der Neutronen meist zwischen 20 % und 50 % über jener der Protonen, die durch die Ordnungszahl  $Z$  des Atoms beschrieben wird. Atomkerne, die ein ungünstiges Verhältnis von Neutronen und Protonen vorweisen, zerfallen durch Kernreaktionen bis sie schließlich in einen stabilen Endzustand gelangen. Dieser Zerfallsprozess wird im folgenden Kapitel erläutert.

### 2.1 Zerfall instabiler Isotope und Bestimmung der Halbwertszeit

Der Zerfall von Atomkernen folgt einem exponentiellen Gesetz. Er kann mithilfe der Zerfallskonstante  $\lambda$  des jeweiligen Isotopes über den Zusammenhang

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

beschrieben werden, wobei  $N$  die Anzahl der Kerne zum Zeitpunkt  $t$  angibt.  $N_0$  ist demnach die Anzahl der vorhandenen Kerne zum Zeitpunkt  $t = 0$ . Die Zeit, nach welcher genau die Hälfte der zuvor vorhandenen Kerne zerfallen ist, ist ebenfalls eine Konstante des Isotopes. Sie wird *Halbwertszeit*  $T$  genannt und kann über  $N(T) = N_0/2$  zu

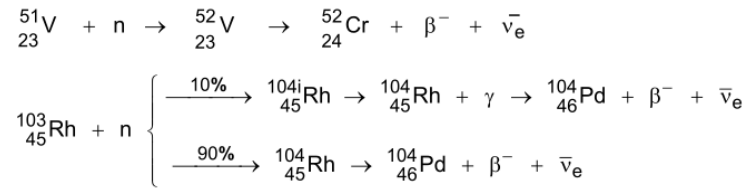
$$T = \frac{\ln(2)}{\lambda} \quad (2)$$

bestimmt werden. Da die Anzahl der vorhandenen Kerne nicht einfach festgestellt werden kann, wird meistens die Zahl der pro Zeitintervall  $\Delta t$  zerfallenen Kerne mit einem Geiger-Müller-Zählrohr gemessen. Die gemessene Größe lässt sich mit Gleichung 1 zu

$$N_{\Delta t}(t) = N(t) - N(t + \Delta t) = N_0 (1 - e^{-\lambda \Delta t}) \cdot e^{-\lambda t} \quad (3)$$

bestimmen, was ebenfalls eine Proportionalität zum Exponentialterm  $e^{-\lambda t}$  beinhaltet. Durch diese Begebenheit lässt sich  $\lambda$  durch Anwenden des Logarithmus auf beiden Seiten der Gleichung mittels linearer Ausgleichsrechnung ermitteln.

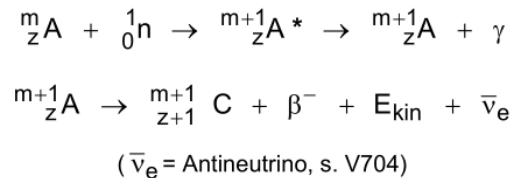
Der genaue Zerfallsprozess variiert je nach Isotop und kann über eine Zerfallsgleichung beschrieben werden. Im Falle der in diesem Versuch untersuchten Vanadium- ( $^{52}_{23}\text{V}$ ) und Rhodium- ( $^{104}_{45}\text{Rh}$ ) Isotope folgen die Zerfälle den Gleichungen aus Abbildung 1.



**Abbildung 1:** Zerfallsgleichungen von Vanadium und Rhodium [5]. Bei Rhodium können zwei unterschiedliche Zerfallsprozesse festgestellt werden.

## 2.2 Aktivierung mit Neutronen

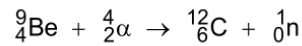
Wie bereits in der Einleitung erwähnt wurde, werden in diesem Versuch vergleichsweise geringe Halbwertszeiten im Bereich von Sekunden bis Stunden ermittelt. Da bei solchen Halbwertszeiten bereits nach geringer Zeit ein Großteil der instabilen Kerne zerfällt, müssen die Proben unmittelbar vor dem Durchführen des Versuches hergestellt werden. Dies wird mithilfe der Aktivierung mit Neutronen erreicht. Dabei werden (langsame) Neutronen auf einen stabilen Kern geschossen. Dringt ein Neutron in einen Kern ein, entsteht ein angeregter Zwischenkern, der auch *Compoundkern* genannt wird. Durch die kinetische Energie und die Bindungsenergie des zugefügten Neutrons gehen die Nukleonen des Kerns in höhere Energiezustände über. Dies wird als *Aufheizung* des Zwischenkerns bezeichnet. Durch Emission eines  $\gamma$ -Quants fällt der Kern nach kurzer Zeit (etwa  $1 \cdot 10^{-16}$  s) wieder in den Grundzustand zurück. Da nun ein Neutron mehr vorhanden ist, ist der neue Kern meist instabil. Unter Emission eines Elektrons ( $\beta$ -Strahlung) kann er sich (eventuell über mehrere Prozesse) in einen stabilen Kern umwandeln. Diese Kernreaktionen werden für einen Allgemeinen Kern A mit Ordnungszahl  $z$  und Massenzahl  $m$  durch die Gleichungen aus Abbildung 2 beschrieben.



**Abbildung 2:** Zerfallsreaktionen bei der Neutronen Aktivierung [5].

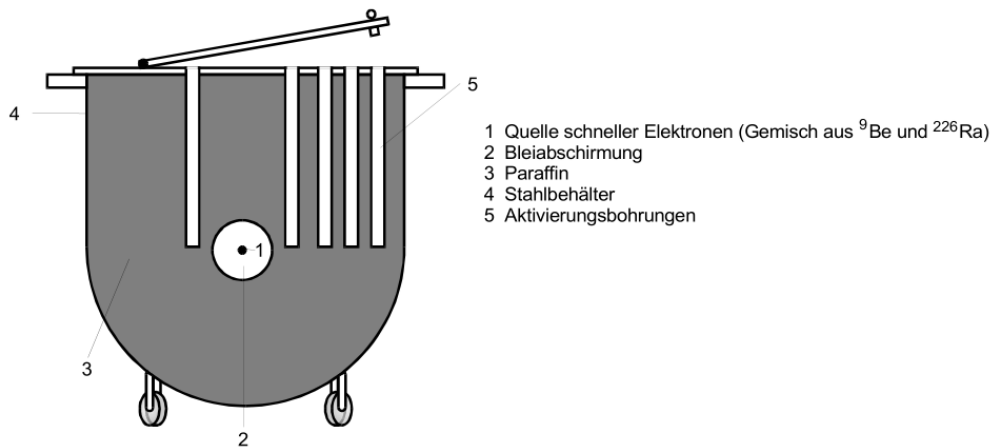
Neutronen sind als freie Teilchen instabil, weshalb sie durch andere Kernreaktionen erzeugt werden müssen. Dazu werden Beryllium-Kerne mit  $\alpha$ -Teilchen beschossen. In diesem Versuch wird als Quelle der  $\alpha$ -Teilchen ein Radium-226 Strahler verwendet. Die Beryllium-Kerne fangen ein  $\alpha$ -Teilchen ein und reagieren unter Freisetzung eines Neutrons zu Kohlenstoff, was in Abbildung 3 dargestellt ist.

Da der Wirkungsquerschnitt  $\sigma$ , der die Wahrscheinlichkeit des Einfangs eines Neutrons beschreibt, reziprok proportional zur Geschwindigkeit  $v$  der Neutronen ist, müssen die Neutronen zuerst abgebremst werden, bevor eine erfolgreiche Interaktion wahrscheinlich



**Abbildung 3:** Kernreaktion eines Beryllium-Kerns mit einem  $\alpha$ -Teilchen [5].

wird. Durch elastische Stöße mit anderen Teilchen kann diese Abbremsung erreicht werden. Da dies für möglichst ähnliche Stoßmassen zur effektivsten Energieabgabe führt, wird ein Material mit leichten Atomkernen verwendet. In diesem Versuch wird dazu Paraffin genutzt. Eine schematische Abbildung des Aufbaus der in diesem Versuch verwendeten Apparatur ist in Abbildung 4 dargestellt.

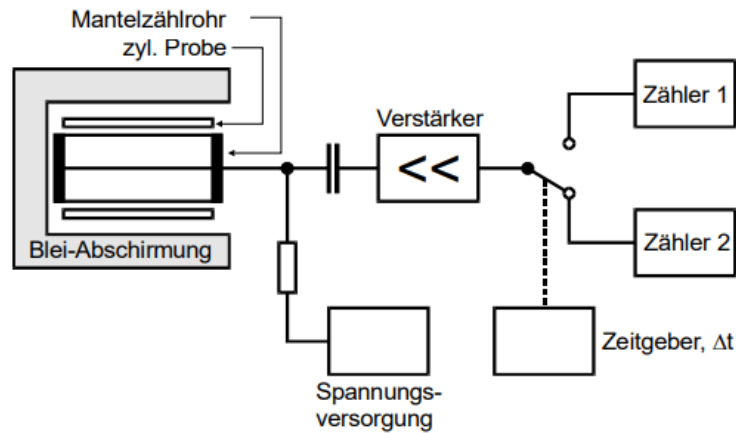


**Abbildung 4:** Aufbau der verwendeten Neutronenquelle [5].

Nachdem die Neutronen einen Großteil ihrer Energie durch elastische Stöße abgegeben haben liegt ihre Energie bei ca. 0,025 eV, was der Umgebungstemperatur entspricht. Die Neutronen sind dann etwa 2,2 km/s schnell und werden als *thermische Neutronen* bezeichnet.

### 3 Durchführung

Für die Durchführung dieses Versuches werden zwei Proben instabiler Isotope benötigt. Dieses Versuchsprotokoll befasst sich mit den Isotopen  ${}^{52}_{23}\text{V}$  und  ${}^{104}_{45}\text{Rh}$ . Beide Isotope müssen, bevor der Versuch durchgeführt werden kann, durch Neutronenbestrahlung *aktiviert* werden. Dies geschieht in einem dafür konstruierten Behälter.  ${}^{104}_{45}\text{Rh}$  muss sich für mindestens 20 min in diesem Behälter befinden, bevor damit eine Messung durchgeführt werden kann.  ${}^{52}_{23}\text{V}$  muss lediglich 15 min reaktiviert werden. Sind die Proben einsatzbereit, werden diese in die Messapparatur eingesetzt, welche in Abbildung 5 dargestellt wird. Bevor die eigentlichen Messungen begonnen werden können wird die *Nullzählrate* des Zählrohrs bestimmt. Dazu darf keine Probe in das Zählrohr eingeführt werden. Es wird eine Messung über 600 s durchgeführt. Dabei wird nur über einen Zähler eine Messung aufgenommen. Der daraus resultierende Messwert wird als Hintergrundrauschen für die



**Abbildung 5:** In dieser Abbildung ist der Aufbau der verwendeten Messapparatur skizziert. [5]

weiteren Messungen verwendet.

Die Messung wird nun mit dem Rhodium-Isotop begonnen. Dazu wird die Probe in das Zählrohr eingeführt und an dem *Zählgerät* wird ein Messzeitintervall  $\Delta t = 15\text{ s}$  eingestellt. Das Zählgerät besitzt zwei Zähler. Nach dem Durchlauf eines Messzeitintervalls schlägt der eingebaute Schalter um und der andere Zähler läuft weiter. Es werden die Zählstände notiert, bis eine Messzeit von 720 s (12 min) erreicht ist. Dies entspricht 48 Messwerten. Nun wird die Probe des Vanadium-Isotops ( $^{52}_{23}\text{V}$ ) verwendet. Das Prinzip der Messung ist das Gleiche. Allerdings muss bei dem Vanadium-Isotop darauf geachtet werden, dass es mindestens 15 min aktiviert wird, bevor es zu einer Messung verwendet werden kann. Außerdem werden nun Messzeitintervalle von  $\Delta t = 30\text{ s}$  verwendet und die Messreihe wird über eine Gesamtzählzeit von 15 min aufgenommen, was 30 Messwerten entspricht.

## 4 Auswertung

Um aus den aufgenommenen Zerfallskurven die Halbwertszeiten bestimmen zu können, bietet es sich an, den Logarithmus der Messwerte gegen die Zeit aufzutragen. Durch dieses Vorgehen kann Gleichung 3 als lineare Funktion

$$\log(N_{\Delta t}(t)) = \log(N_0(1 - e^{-\lambda\Delta t})) - \lambda t := f(t) = at + b \quad (4)$$

dargestellt werden, womit sich durch lineare Ausgleichsrechnung die Zerfallskonstante  $\lambda$  bestimmen lässt. Vor den Messungen der Zerfallskurven wird der Nulleffekt, also der durch äußere Einflüsse hervorgerufene Hintergrund der Zählraten, ermittelt. Dazu werden 340 Impulse in einer Zeit von 600 s gemessen. Da die Zählraten eines Geiger-Müller-Zählrohres einer Poissonverteilung folgen, ergibt sich zu jeder Zählrate  $N$  eine Unsicherheit von  $\Delta N = \sqrt{N}$ . Damit folgt für den Nulleffekt pro Sekunde  $N_0 = (0,567 \pm 0,031)\text{ s}^{-1}$ .

#### 4.1 Bestimmung der Halbwertszeit von Vanadium

Zur Bestimmung der Halbwertszeit von Vanadium werden die Messwerte aus Tabelle 1 verwendet. Die Länge der Messintervalle beträgt  $\Delta t = 30$  s. Vor der Ausgleichsrechnung zur Bestimmung der Zerfallskonstante wird der Nulleffekt für  $t = 30$  s subtrahiert. Da sich dabei aufgrund von statistischen Schwankungen negative Werte ergeben, die sich jedoch nicht für die weitere Rechnung eignen, werden nur die neuen Zählraten mit einem Wert über 0 betrachtet.

**Tabelle 1:** Messwerte der Zählraten für Vanadium inklusive der jeweiligen Fehler.

Messzeit $t/s$	Zählrate $N$	Messzeit $t/s$	Zählrate $N$
30	$76 \pm 9$	480	$19 \pm 4$
60	$94 \pm 10$	510	$25 \pm 5$
90	$72 \pm 8$	540	$31 \pm 6$
120	$70 \pm 8$	570	$23 \pm 5$
150	$62 \pm 8$	600	$25 \pm 5$
180	$66 \pm 8$	630	$23 \pm 5$
210	$66 \pm 8$	660	$21 \pm 5$
240	$53 \pm 7$	690	$19 \pm 4$
270	$46 \pm 7$	720	$18 \pm 4$
300	$49 \pm 7$	750	$23 \pm 5$
330	$56 \pm 7$	780	$16 \pm 4$
360	$45 \pm 7$	810	$18 \pm 4$
390	$36 \pm 6$	840	$21 \pm 5$
420	$31 \pm 6$	870	$19 \pm 4$
450	$30 \pm 5$	900	$12 \pm 3$

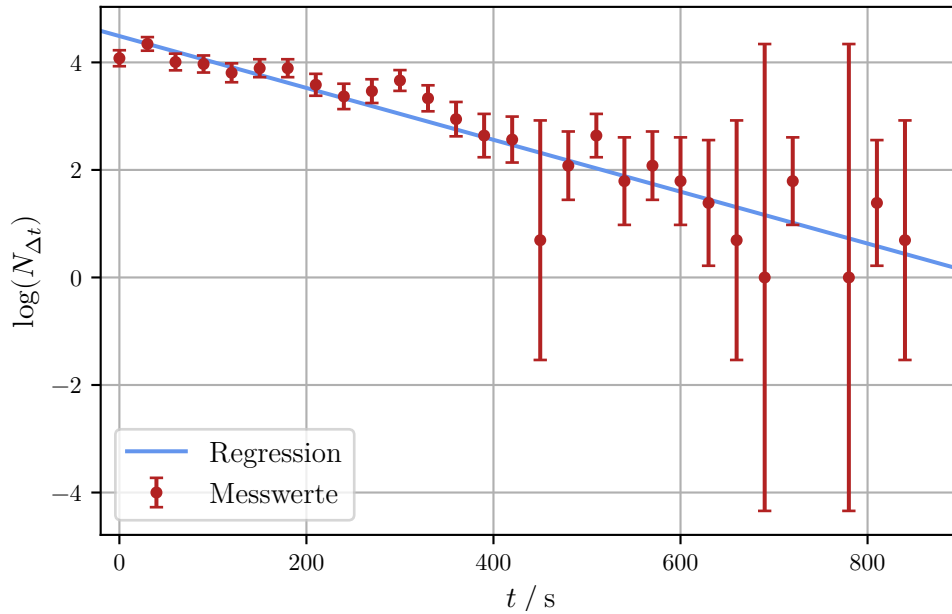
Durch Auftragen des Logarithmus der Zählraten pro Zeitintervall  $\Delta t$  gegen die Zeit  $t$  entsteht das Diagramm 6. Die Messwerte modellieren einen annähernd linearen Verlauf. Mithilfe des Ansatzes (4) wird eine lineare Regression mittels *scipy* [4] durchgeführt. Es ergeben sich die Parameter

$$a = (-0,0048 \pm 0,0004) \text{ s}^{-1} \quad b = 4,49 \pm 0,20$$

der Ausgleichsgeraden  $f(t) = at + b$ . Aus Gleichung 4 folgt sofort  $\lambda_V = -a = (0,0048 \pm 0,0004) \text{ s}^{-1}$ . Die Halbwertszeit kann nun gemäß Gleichung 2 berechnet werden. Dabei ergibt sich durch die Gauß'sche Fehlerfortpflanzung eine Unsicherheit von

$$\Delta T = \frac{\ln(2)}{\lambda^2} \cdot \Delta \lambda. \quad (5)$$

Es folgt der Wert  $T_V = (144 \pm 12) \text{ s}$  für die Halbwertszeit von Vanadium.



**Abbildung 6:** Logarithmus der Zählraten zu Vanadium und lineare Regression der Messwerte. Erstellt mit *matplotlib* [3].

## 4.2 Bestimmung der Zerfallseigenschaften von Rhodium

Nun wird der Zerfall des Rhodium-Isotopes ausgewertet. Die Messdaten zu diesem Isotop werden in Tabelle 2 dargestellt. Die Abweichungen der Zählwerte verteilen sich gemäß einer Poissonverteilung. Da nur ganzzahlige Zählstände möglich sind werden die Abweichungen auf ganze Zahlen gerundet. Das verwendete Rhodium-Isotop kann den instabilen Zustand über zwei unterschiedliche Zerfälle verlassen, abhängig davon welches Isotop bei der Kernreaktion mit einem Neutron entstanden ist. Die Produkte und weiteren Zerfälle wurden bereits im Unterabschnitt 2.1 diskutiert. An dieser Stelle ist es lediglich relevant, dass  $^{104}_{45}\text{Rh}$  wesentlich schneller zerfällt, im Vergleich zum langsamen Zerfall des  $^{104}_{45}\text{Rh}$ . Da die Zählung der Impulse aber nicht zwischen den Zerfällen unterscheidet, muss diese dementsprechend ausgewertet werden. Daher wird zunächst nur der Zerfall des langlebigeren  $^{104}_{45}\text{Rh}$ -Isotopes untersucht.

## 4.3 Zerfallsprozess von Rhodium-104

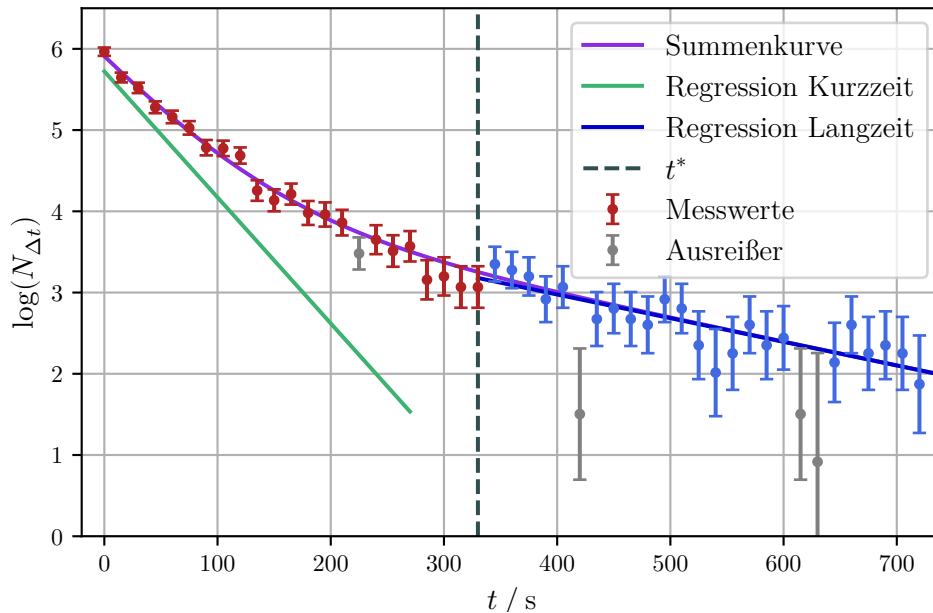
Die verwendeten Messdaten werden in der Tabelle 2 aufgelistet. Diese Daten werden nun halblogarithmisch abgebildet, da so die exponentielle Zerfallskurve in eine Gerade übergeht. Diese halblogarithmische Darstellung wird in Abbildung 7 dargestellt. Aufgrund der längeren Zerfallsdauer der Rhodium-104-Isotope, muss die daraus resultierende Zerfallskurve in logarithmischer Darstellung eine geringere Steigung haben,



als die Zerfallskurve des Rh-104i-Isotops. Da in Abbildung 7 eine Überlagerung beider Zerfallskurven dargestellt wird, muss ein sinnvoller *Cut* gefunden werden, ab welchem der Zerfall des Rh-104i-Isotops vernachlässigt werden kann. Der gesuchte Bereich sollte einen linearen Verlauf darstellen, da hier näherungsweise nur noch ein Zerfall stattfindet. Dieser *Cut* wird bei  $t^* = 330\text{ s}$  festgelegt. Es wird für  $t > t^*$  eine lineare Regression durchgeführt. Dabei werden offensichtliche Ausreißer nicht berücksichtigt, da diese das Ergebnis verfälschen würden. Diese „Ausreißer“ werden in Abbildung 7 mit grauen Markern dargestellt. Durch die Parameter der Regression ergeben sich die Zerfallskonstante  $\lambda_{\text{Rh, lang}} = -a = (2,9 \pm 0,4) \cdot 10^{-3}\text{ s}$  und  $b = 63 \pm 14$ . Daraus ergibt sich gemäß Gleichung 2 die Halbwertszeit

$$T_{\text{Rh, lang}} = (238 \pm 33)\text{ s}$$

mit einem Fehler gemäß der Gaußschen Fehlerfortpflanzung nach Gleichung 5.



**Abbildung 7:** Logarithmus der Messwerte zu Rhodium und Regressionsgeraden der verschiedenen Bereiche.

#### 4.4 Zerfall von Rhodium-104i

Nun kann die Zerfallskurve von Rh-104i untersucht werden. Damit nun die reine Zerfallskurve der Rh-104i-Isotope betrachtet werden kann, muss mittels der zuvor bestimmten Halbwertszeit des Rhodium-104 Isotopes eine Anpassung der Messwerte vorgenommen werden. Außerdem ist der mittlere Bereich der Messung nicht geeignet für eine Betrachtung, da die Vermischung der beiden Zerfälle dort am größten ist. Daher werden nun

lediglich Messwerte bis zu einem festgelegten  $t_{\max}$  betrachtet. Es wird ein  $t_{\max} = 270$  s gewählt.

**Tabelle 2:** Messwerte der Zählraten für Rhodium inklusive der jeweiligen Fehler.

Messzeit $t/s$	Zählrate $N$	Messzeit $t/s$	Zählrate $N$
0	$398 \pm 20$	375	$33 \pm 6$
15	$292 \pm 17$	390	$27 \pm 5$
30	$258 \pm 16$	405	$30 \pm 5$
45	$205 \pm 14$	420	$13 \pm 4$
60	$183 \pm 14$	435	$23 \pm 5$
75	$161 \pm 13$	450	$25 \pm 5$
90	$128 \pm 11$	465	$23 \pm 5$
105	$127 \pm 11$	480	$22 \pm 5$
120	$117 \pm 11$	495	$27 \pm 5$
135	$79 \pm 9$	510	$25 \pm 5$
150	$71 \pm 8$	525	$19 \pm 4$
165	$76 \pm 9$	540	$16 \pm 4$
180	$62 \pm 8$	555	$18 \pm 4$
195	$61 \pm 8$	570	$22 \pm 5$
210	$56 \pm 7$	585	$19 \pm 4$
225	$41 \pm 6$	600	$20 \pm 4$
240	$47 \pm 7$	615	$13 \pm 4$
255	$42 \pm 6$	630	$11 \pm 3$
270	$44 \pm 7$	645	$17 \pm 4$
285	$32 \pm 6$	660	$22 \pm 5$
300	$33 \pm 6$	675	$18 \pm 4$
315	$30 \pm 5$	690	$19 \pm 4$
330	$30 \pm 5$	705	$18 \pm 4$
345	$37 \pm 6$	720	$15 \pm 4$
360	$35 \pm 6$		

Die Anpassung der Messwerte wird nun über eine Differenz der Gesamtanzahl aller Isotope zur Anzahl der Rh-104-Isotope bestimmt. Daher ergibt sich

$$N_{\text{kurz}}(t) = N_{\text{Ges}}(t) - N_{\text{lang}}(t) = N_{\text{Ges}}(t) - N_{0,\text{lang}}e^{-\lambda_{\text{lang}}t}$$

Die Unsicherheit dieser Anpassung ergibt sich gemäß der Gaußschen Fehlerfortpflanzung durch

$$\Delta N_{\text{kurz}}(t) = \sqrt{(\Delta N_{\text{Ges}})^2 + (tN_{0,\text{lang}}e^{-\lambda_{\text{lang}}t})^2 (\Delta \lambda_{\text{lang}})^2 + (N_{0,\text{lang}}e^{-\lambda_{\text{lang}}t})^2 (\Delta N_{0,\text{lang}})^2}$$

Nun wird eine lineare Regression auf die korrigierten Messwerte angewendet. Dabei

ergeben sich aus den Parametern der Regression

$$\lambda_{\text{Rh, kurz}} = -a = (15,5 \pm 0,7) \cdot 10^{-3} \text{ s}$$

und

$$b = 306 \pm 31$$

Die Abweichungen ergeben sich gemäß der bereits verwendeten Fehlerformeln. Daraus kann nun gemäß Gleichung 2 mit dem bereits verwendeten Fehler eine Halbwertszeit

$$T_{\text{Rh, lang}} = (44,7 \pm 1,9) \text{ s.}$$

des Zerfalles bestimmt werden.

## 5 Diskussion

Zunächst wird das Vanadium-Isotop betrachtet. Bei diesem wurde eine Halbwertszeit  $T_V = (144 \pm 12) \text{ s}$  bestimmt. In der Literatur gilt für dieses Vanadium-Isotop eine Halbwertszeit von  $T_{V, \text{lit}} = 224 \text{ s}$  [1]. Daraus ergibt sich eine Abweichung von  $\Delta T_V = 36 \%$ . Die Abweichung eines Messwertes  $x$  zu einem Literaturwert  $x^*$  kann dabei über die Gleichung

$$\Delta x = \frac{|x - x^*|}{x^*} \quad (6)$$

bestimmt werden. Diese Abweichung ist relativ groß und kann nicht ausschließlich durch statistische Abweichungen begründet werden. Der wahrscheinlichste Grund für diese Abweichung ist, dass die Probe vor Messbeginn nicht ausreichend reaktiviert wurde, obgleich die vorgeschriebene Zeit eingehalten wurde. Ebenfalls wirken sich die sehr geringen Zählraten mancher Messwerte stark aus, was auch an den Fehlerbalken in Abbildung 6 festgestellt werden kann. Einige Werte weichen stark von der Ausgleichsgeraden ab, schneiden diese jedoch in ihrem Fehlerbereich.

Für das Rhodium-104-Isotop wurde eine Halbwertszeit  $T_{\text{Rh, lang}} = (238 \pm 33) \text{ s}$  bestimmt. Zu diesem Zerfall lautet der Literaturwert  $T_{\text{Rh, lang, lit}} = 260 \text{ s}$  [1]. Daher weicht der errechnete Wert um  $\Delta T_{\text{Rh, lang}} = 8 \%$  von dem Literaturwert ab. Diese Abweichung ist klein genug, damit sie im Unsicherheitsbereich liegt und somit als qualitativ angesehen werden kann. Gründe für die Abweichung sind demnach vor allem die allgemeine Messunsicherheit durch die vergleichsweise kleinen Zählraten.

Zuletzt wird nun die Halbwertszeit des Rh-104i-Isotops betrachtet. Diese ergab sich zu  $T_{\text{Rh, kurz}} = (44,7 \pm 1,9) \text{ s}$ . Mit dem Literaturwert  $T_{\text{Rh, kurz, lit}} = 42,3 \text{ s}$  [2] ergibt sich eine Abweichung von  $\Delta T_{\text{Rh, kurz}} = 6 \%$ . Diese Abweichung ist ähnlich klein wie die des Rh-104-Isotopes und unterliegt den gleichen Unsicherheiten.

Zusammenfassend konnten die Halbwertszeiten der Rhodium-Isotope zufriedenstellend genau bestimmt werden. Die experimentell bestimmte Halbwertszeit von Vanadium weicht jedoch stark von dem genannten Literaturwert ab.

## Literatur

- [1] URL: <https://www.periodensystem-online.de/index.php?id=isotope&el=23&mz=52&show=nuklid> (besucht am 01.06.2022).
- [2] URL: [https://www.internetchemie.info/isotop.php?Kern=Rh-104#:~:text=Halbwertszeit%20HWZ%20%3D%2042%2C3C\(,%C3%97%20101%20Sekunden%20s](https://www.internetchemie.info/isotop.php?Kern=Rh-104#:~:text=Halbwertszeit%20HWZ%20%3D%2042%2C3C(,%C3%97%20101%20Sekunden%20s). (besucht am 01.06.2022).
- [3] 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/>.
- [4] 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/>.
- [5] *V702 - Aktivierung mit Neutronen*. TU Dortmund. URL: [https://moodle.tu-dortmund.de/pluginfile.php/1977247/mod\\_resource/content/2/V702.pdf](https://moodle.tu-dortmund.de/pluginfile.php/1977247/mod_resource/content/2/V702.pdf) (besucht am 22.06.2022).

# Anhang

## v702 Aktivierung mit Neutronen

Nullmessung: 600 Sekunden,  $N = 340$

t/s	N(st)	$\Delta t = 15s$		Vanadium N(st) $\Delta t = 3s$
0	398	465	23	76
15	292	480	22	94
30	258	495	27	72
45	205	510	25	70
60	183	525	19	62
75	161	540	16	66
90	128	555	18	66
105	127	570	22	53
120	117	585	19	46
135	79	600	20	49
150	71	615	13	56
165	76	630	11	45
180	62	645	17	36
195	61	660	22	31
210	56	675	18	30
225	41	690	19	19
240	47	705	18	25
255	42	720	15	31
270	44			23
285	32			25
300	33			23
315	30			16
330	30			18
345	37			21
360	35			19
375	33			12
390	27			
405	30			
420	13			
435	23			
450	25			

Rhodium

17  
Cajul