

Versuchsprotokoll zum Versuch Nr. 702

## **Aktivierung mit Neutronen**

Johannes Kollek	Jean-Marco Alameddine
johannes.kollek@udo.edu	jean-marco.alameddine@udo.edu

Durchführung: 24.05.2016

TU Dortmund – Fakultät Physik

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Zielsetzung</b>	<b>3</b>
<b>2</b>	<b>Theorie</b>	<b>3</b>
2.1	Erzeugung von thermischen Neutronen . . . . .	3
2.2	Aktivierung durch Neutronen . . . . .	3
2.3	Wirkungsquerschnitt . . . . .	4
2.4	Bestimmung der Halbwertszeit . . . . .	4
<b>3</b>	<b>Fehlerrechnung</b>	<b>5</b>
<b>4</b>	<b>Aufbau und Durchführung</b>	<b>6</b>
4.1	Aufbau . . . . .	6
4.1.1	Erzeugung der Isotope . . . . .	6
4.1.2	Untersuchung der Isotope . . . . .	6
4.2	Durchführung . . . . .	8
4.2.1	Vorbereitung . . . . .	8
4.2.2	Messung der Proben . . . . .	8
<b>5</b>	<b>Auswertung</b>	<b>9</b>
5.1	Bestimmung des Nulleffektes . . . . .	9
5.2	Bestimmung der Halbwertszeit von Indium . . . . .	9
5.3	Bestimmung der Halbwertszeit von Rhodium . . . . .	10
<b>6</b>	<b>Diskussion</b>	<b>13</b>
	<b>Literatur</b>	<b>14</b>
<b>7</b>	<b>Messdaten</b>	<b>15</b>

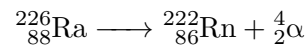
# 1 Zielsetzung

Das Ziel des vorliegenden Experimentes ist es, die Halbwertszeiten  $T$  von Nukliden zu bestimmen, die ein  $T$  im Bereich von Minuten bis Stunden besitzen. Um diese auch im Versuch messen zu können, müssen die Isotope zeitnah erzeugt werden. Das geschieht hier durch den Beschuss mit Neutronen.

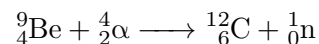
## 2 Theorie

### 2.1 Erzeugung von thermischen Neutronen

Um freie Neutronen, welche natürlich nicht vorkommen, zu erzeugen, werden Radium Kerne genutzt, welche  $\alpha$ -Teilchen emittieren:



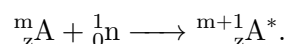
Dieser Zerfall entsteht, da ein energetisch günstigerer Zustand für das Atom existiert. Hierdurch wird der  $\alpha$ -Zerfall begünstigt. Mit diesen  $\alpha$ -Teichen wird Beryllium beschossen, welches somit unter der Reaktion



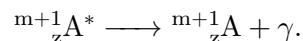
ein Neutron emittiert. Die Neutronen, welche eine Energie von bis zu 13,7 MeV besitzen können, werden durch Abschirmung abgebremst. Der Vorteil dieser Abbremsung wird im späteren Verlauf des Kapitels erläutert werden. Nach den Gesetzen der Impulserhaltung empfiehlt sich für einen idealen Bremseffekt Wasserstoff bzw. Paraffin als Bremsmittel, was beim Versuchsaufbau berücksichtigt wird. Die entstehenden Neutronen mit einer mittleren Geschwindigkeit von ca.  $2200 \text{ m s}^{-1}$  heißen thermische Neutronen.

### 2.2 Aktivierung durch Neutronen

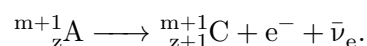
Um ein Nuklid mit der gewünschten Halbwertszeit zu erzeugen, wird ein stabiler Kern mit den entstandenen Neutronen beschossen:



Der entstandene Zwischenkern  $\text{A}^*$  befindet sich in einem angeregten Zustand, da er sowohl die kinetische Energie als auch die Bindungsenergie des Neutrons aufgenommen hat. Er zerfällt nach kurzer Zeit im Bereich von ca.  $10^{-16} \text{ s}$  unter Abgabe eines  $\gamma$ -Quants:



Ein stabiles Nuklid besitzt in der Regel 20 % bis 50 % höher als die Protonenzahl, durch das vorhandene zusätzliche Neutron ist der Kern instabil. Er zerfällt unter Berücksichtigung der zu messenden Halbwertszeit  $T$  in einem  $\beta$ -Zerfall:



Da die Masse des Reaktanten größer ist als die Masse der Produkte entsteht nach der Beziehung

$$E = mc^2 \tag{1}$$

zusätzliche kinetische Energie.

## 2.3 Wirkungsquerschnitt

Die Beschreibung, wie groß die Wahrscheinlichkeit eines Neutroneneinfanges ist, ist durch den Wirkungsquerschnitt  $\sigma$  gegeben. Er ist definiert als Kernfläche, die benötigt wäre, damit jedes eintreffende Elektron eingefangen wird. Diese Größe ist vornehmlich von der kinetischen Energie der Neutronen und somit von deren Geschwindigkeit abhängig. Für eine kleine Neutronenenergie, wie beispielsweise im vorliegenden Versuch, kann das Verhalten des Wirkungsquerschnitts zu

$$\sigma \sim \frac{1}{\sqrt{E}} \sim \frac{1}{v} \quad (2)$$

genähert werden.

## 2.4 Bestimmung der Halbwertszeit

Das Zerfallsverhalten eines instabilen Isotops wird durch den exponentiellen Zusammenhang

$$N(t) = N_0 \exp(-\lambda t) \quad (3)$$

beschrieben, wobei  $N_0$  die Anzahl der zu Beginn vorhandenen instabilen Kerne und  $\lambda$  die Zerfallskonstante beschreibt. Die Halbwertszeit ist die Zeit, nach der nur noch die Hälfte der ursprünglich vorhandenen instabilen Kerne vorhanden sind. Hieraus folgt direkt der Zusammenhang der Halbwertszeit mit der Zerfallskonstante zu

$$T = \ln \frac{2}{\lambda}. \quad (4)$$

Beispielsweise mithilfe eines Geiger-Müller-Zählrohres kann die Anzahl der in einem Zeitintervall  $\Delta t$  zerfallenden Kerne ermittelt werden, so dass die Größe

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

einfach ermittelt werden kann. Zusammen mit dem in Formel (3) beschriebenen Zerfallsverhalten ergibt sich der Ausdruck

$$\ln N_{\Delta t}(t) = \ln \left( N_0(1 - \exp(-\lambda \Delta t)) \right) - \lambda t \quad (5)$$

aus welcher  $\lambda$  und somit auch  $T$  bestimmt werden kann. Bei dieser Methode muss eine angemessene Messzeit  $\Delta t$  beachtet werden, da bei zu geringer Messzeit statistische Fehler durch eine zu geringe Anzahl von Zerfällen auftreten können, bei einer zu großen Messzeit kann der Zusammenhang nicht mehr genau bestimmt werden und  $T$  erhält einen statistischen Fehler.

Eine weitere Besonderheit tritt bei Isotopgemischen mit verschiedenen Halbwertszeiten sowie bei Isotopen mit energetisch verschieden ablaufenden Zerfällen mit ebenfalls unterschiedlicher Halbwertszeit auf. Hier ist zu beachten, dass zunächst die Zerfälle beider Isotope überlagert werden. Durch das Bestimmen der Halbwertszeit des längerlebigen Isotops im späteren zeitlichen Bereich und das Berücksichtigen dieser Halbwertszeit bei der Auswertung des anderen Isotops kann diese Erscheinung jedoch ebenfalls behandelt werden.

—

### 3 Fehlerrechnung

Im folgenden Kapitel werden die wichtigsten Formeln der Fehlerrechnung aufgelistet, welche für die folgende Versuchsauswertung benötigt werden. Der Mittelwert berechnet sich zu

$$\bar{x} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N x_i \quad (6)$$

Der Fehler des Mittelwertes berechnet sich zu

$$\Delta\bar{x} = \sqrt{\frac{1}{N(N-1)} \sum_{i=1}^N (x_i - \bar{x})^2} . \quad (7)$$

Die Schätzung der Standardabweichung berechnet sich zu

$$\Delta x = \sqrt{\frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N (x_i - \bar{x})^2} . \quad (8)$$

Für die Fehlerrechnung wird bei allen folgenden Rechnungen das Gaußsche Fehlerfortpflanzungsgesetz

$$\Delta f = \sqrt{\left(\frac{\partial f}{\partial x_1} \Delta x_1\right)^2 + \left(\frac{\partial f}{\partial x_2} \Delta x_2\right)^2 + \dots + \left(\frac{\partial f}{\partial x_n} \Delta x_n\right)^2} \quad (9)$$

für eine Funktion  $f(x_1, x_2, \dots, x_n)$ , bei der die Größen  $x_1, x_2, \dots, x_n$  voneinander unabhängig sind, verwendet.

Bei der linearen Regressionsrechnung gilt mit den Parametern  $m$  und  $b$  und der Ausgleichsgerade  $y = mx + b$  der Zusammenhang:

$$m = \frac{\overline{xy} - \bar{x} \cdot \bar{y}}{\overline{x^2} - \bar{x}^2} \quad b = \bar{y} - m\bar{x} . \quad (10)$$

Dabei sind  $x_i$  und  $y_i$  linear abhängige Messgrößen. Der Fehler dieser Parameter errechnet sich zudem zu

$$\sigma_m^2 = \frac{\sigma^2}{n(\overline{x^2} - \bar{x}^2)} \quad \sigma_b^2 = \frac{\sigma^2 \bar{x}^2}{n(\overline{x^2} - \bar{x}^2)} \quad (11)$$

## 4 Aufbau und Durchführung

### 4.1 Aufbau

#### 4.1.1 Erzeugung der Isotope

Zur Erzeugung der Isotope befinden sich die Proben in einem Behälter wie er in Abbildung 1 gezeigt wird.

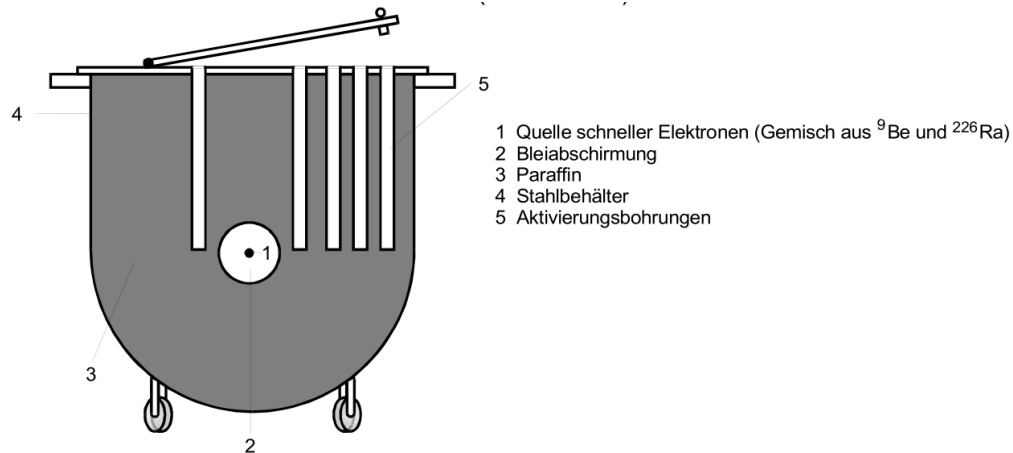


Abbildung 1: Erzeugung der Isotope. [2]

In dessen Zentrum befindet sich Radium und Beryllium. Die Alpha-Strahlen des Radiums sorgen dafür, dass das Beryllium Neutronen emittiert, welche dann durch eine Paraffinwand diffundieren und dadurch schließlich niederenergetisch auf die Proben stoßen. Diese werden in diesem Prozess zu Isotopen, welche für den Versuch verwendet werden können.

#### 4.1.2 Untersuchung der Isotope

Zur Untersuchung der Halbwertszeiten der Isotope wird ein einfacher Aufbau, dargestellt in Abbildung 2, verwendet.

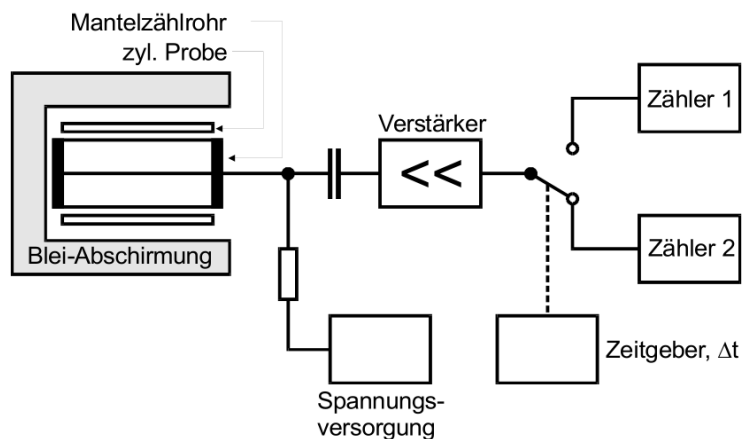


Abbildung 2: Versuchsaufbau zur Untersuchung der Zerfallsprozesse. [2]

Der Aufbau spiegelt prinzipiell ein Geiger-Müller-Zählrohr wieder. Die Probe wird hierbei von einem Mantelzählrohr eingehüllt. Es handelt sich um einen mit Argon befüllten zylindrischen Behälter, welcher von einer positiv geladenen Anode durchlaufen wird. Der Mantel ist negativ geladen, wodurch, wenn ein Strahlungsquant ein Argonatom ionisiert, eine Kettenreaktion von Ionisationsprozessen gestartet wird, die in einem Stromimpuls resultiert. Diese werden von zwei Zählern abwechselnd in einem Zeitintervall, welches durch einen Zeitgeber eingestellt werden kann, gezählt. Zur Abschirmung der Strahlung sind Probe und Mantelzählrohr von Bleiwänden umgeben.

## **4.2 Durchführung**

### **4.2.1 Vorbereitung**

Vor den Messungen muss zunächst der Nulleffekt bestimmt werden. Ungewünschterweise wird durch das Zählrohr auch Hintergrundstrahlung gemessen, welche bei den Messergebnissen berücksichtigt werden muss. Um jene Zählrate zu bestimmen, werden mehrere Messdurchläufe ohne Probe über einen hinreichend großen Zeitraum durchgeführt.

### **4.2.2 Messung der Proben**

Um auf die Halbwertszeiten zu kommen, werden die Zerfälle in einem gewissen Zeitintervall über einen Zeitraum gemessen. Dies wird für Indium in 220 s Intervallen über eine Zeit von einer Stunde und für Rhodium in 17 s Intervallen über eine Zeit von 12 min durchgeführt.



## 5 Auswertung

### 5.1 Bestimmung des Nulleffektes

Zur Bestimmung des Nulleffektes werden zwei Messungen über einen Messbereich von  $t = 900$  s durchgeführt. Es ergeben sich für zwei Messungen die Werte

$$N_1 = 210$$

$$N_2 = 191$$

so dass sich ein gemittelter Nulleffekt von

$$\bar{N}_0 = 0,223 \text{ s}^{-1} \quad (12)$$

ergibt.

### 5.2 Bestimmung der Halbwertszeit von Indium

Zur Bestimmung der Halbwertszeit von Indium wird ein Messintervall von  $\Delta t = 220$  s gewählt. Zunächst wird der Nulleffekt (12) von den Messdaten abgezogen. Die daraus resultierenden Messdaten sind in Tabelle 1 angegeben.

**Tabelle 1:** Messdaten zur Bestimmung der Halbwertszeit von Indium.

Impulse	Impulse abzüglich Nulleffekt
2085	2036
1867	1818
1768	1719
1676	1627
1544	1495
1521	1472
1388	1339
1404	1355
1373	1324
1234	1185
1273	1224
1187	1138
1095	1046
1054	1005
991	942
972	923
944	895

Daraufhin werden die gemessenen Impulse in einem halblogarithmischen Diagramm gegen die Messzeit  $t$  abgetragen. Da der radioaktive Zerfall einer statistischen Poissonverteilung unterliegt, bestimmt sich der Fehler der Messwerte zu

$$\sigma = \sqrt{x}$$

wobei  $x$  die Anzahl der gemessenen Impulse beschreibt. Dieser Fehler wird in den Fehlerbalken angegeben.

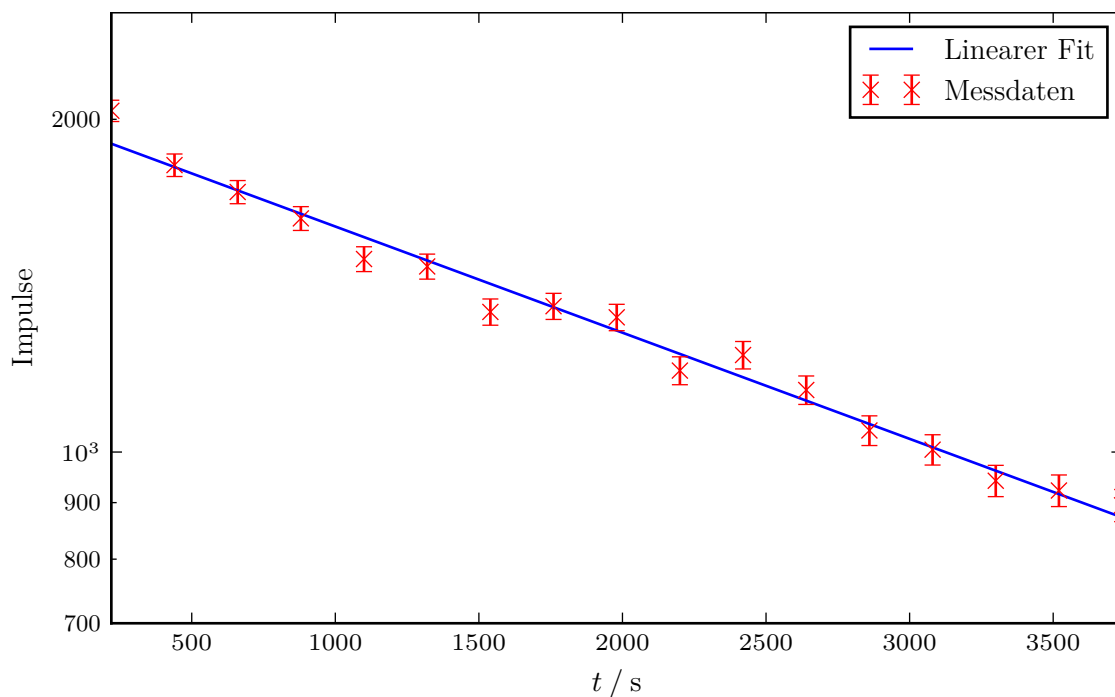
Nach Gleichung (5) kann aus einer linearen Ausgleichsrechnung der logarithmierten Impulse die Zerfallskonstante  $\lambda$  gewonnen werden. Der lineare Fit wird hierbei in Python mit SciPy erstellt. Es ergeben sich die Parameter

$$\begin{aligned} -\lambda = m &= (-2,21 \pm 0,07) \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}, \\ b &= 7,599 \pm 0,017. \end{aligned}$$

Aus dem Parameter  $m$  ergibt sich nach Formel (4) eine Halbwertszeit

$$T_{\text{In}} = (52,2 \pm 1,8) \text{ min}$$

von Indium. Die Ergebnisse der Messwerte und des Fits sind in Abbildung 3 dargestellt.



**Abbildung 3:** Messdaten und linearer Fit zur Bestimmung der Halbwertszeit von Indium.

### 5.3 Bestimmung der Halbwertszeit von Rhodium

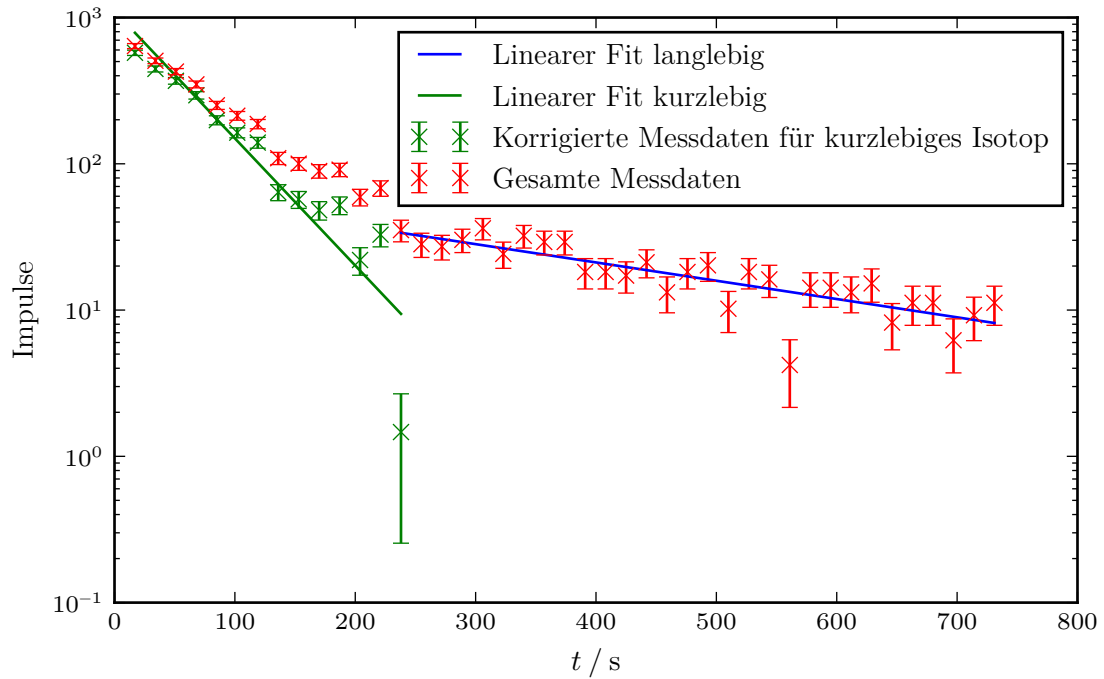
Zur Bestimmung der Halbwertszeiten von Rhodium wird ein Messintervall von  $\Delta t = 17 \text{ s}$  gewählt. Für die Messwerte wird zunächst der Nulleffekt (12) abgezogen. Die resultierenden Messwerte sind in Tabelle 2 angegeben.

Die korrigierten Messwerte werden im Diagramm 4 halblogarithmisch in rot zusammen mit dem jeweiligen Fehler gegen die Zeit  $t$  aufgetragen. Aufgrund der unterschiedlichen Halbwertszeiten werden zunächst die letzten 30 Messwerte betrachtet, bei denen davon ausgegangen wird, dass die Anzahl der Zerfälle des kurzlebigeren Nuklids hier vernachlässigbar klein sind. Der lineare Fit der logarithmierten Werte nach Formel (5) ergibt somit die Parameter

$$\begin{aligned} -\lambda = m &= (-0,0029 \pm 0,0004) \text{ s}^{-1}, \\ b &= 4,20 \pm 0,19. \end{aligned}$$

$t / s$	$N$	$N - N_0$		$t / s$	$N$	$N - N_0$
17	642	638		391	22	18
34	510	506		408	22	18
51	431	427		425	21	17
68	353	349		442	25	21
85	255	251		459	17	13
102	217	213		476	22	18
119	191	187		493	24	20
136	113	109		510	14	10
153	104	100		527	22	18
170	93	89		544	20	16
187	95	91		561	8	4
204	63	59		578	18	14
221	72	68		595	18	14
238	39	35		612	17	13
255	32	28		629	19	15
272	31	27		646	12	8
289	34	30		663	15	11
306	40	36		680	15	11
323	28	24		697	10	6
340	36	32		714	13	9
357	33	29		731	15	11
374	33	29				

**Tabelle 2:** Messdaten zur Bestimmung der Halbwertszeit von Rhodium.



**Abbildung 4:** Messdaten und lineare Fits zur Bestimmung der Halbwertszeiten von Rhodium.

Aus dem Parameter  $m$ , welcher der Zerfallskonstante  $\lambda$  entspricht, kann nach Formel (4) die Halbwertszeit von  $^{104}_{45}\text{Rh}$  zu

$$T_{\text{Rh},1} = (4,01 \pm 0,52) \text{ min}$$

bestimmt werden.

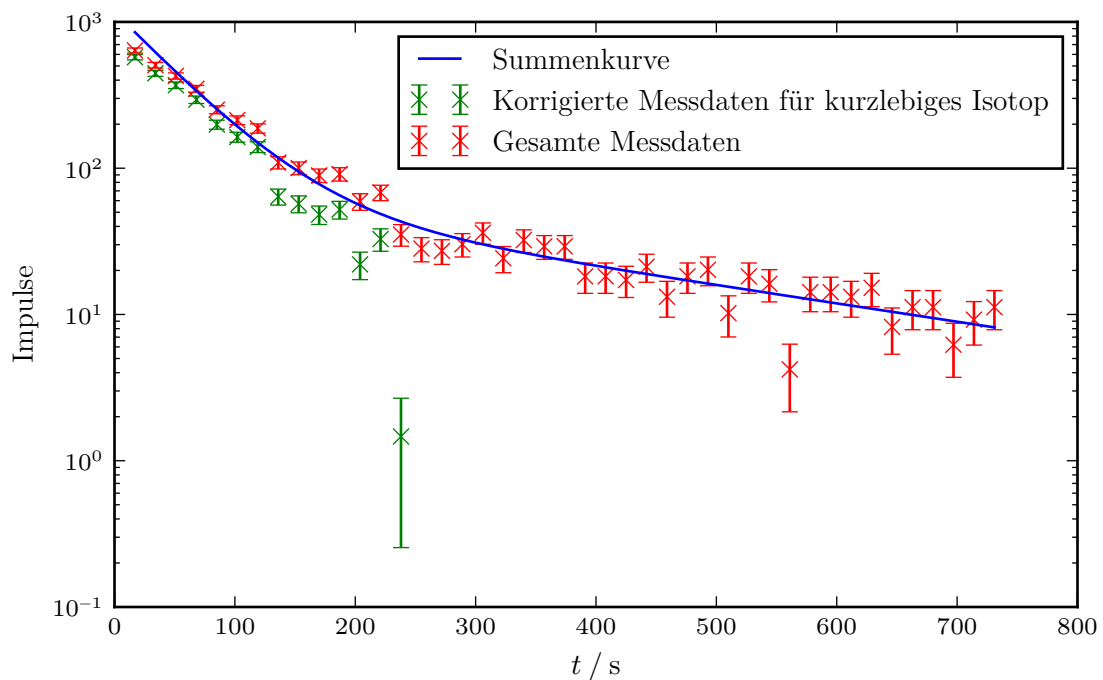
Aus dieser ermittelten Halbwertszeit kann nun mithilfe des linearen Fits die Auswirkung auf den Zerfall des kurzlebigen Nuklids berechnet werden. Diese korrigierten Messwerte sind in grün in Diagramm 4 mit dem jeweiligen Fehler dargestellt. Für diese Werte wird eine weitere lineare Regression durchgeführt, welche auf die Parameter

$$\begin{aligned} -\lambda = m &= (-0,020 \pm 0,003) \text{ s}^{-1}, \\ b &= 7,01 \pm 0,37 \end{aligned}$$

führt. Analog ergibt sich hieraus eine Halbwertszeit von  $^{104}_{45}\text{Rh}$  zu

$$T_{\text{Rh},2} = (34,6 \pm 4,4) \text{ s}.$$

Aus beiden Zerfallskonstanten  $\lambda_1$  und  $\lambda_2$  kann somit eine Summenkurve berechnet werden, welche den Gesamtzerfall beschreibt. Diese Kurve ist in Abbildung 5 angegeben.



**Abbildung 5:** Summenkurve aus den ermittelten Zerfallskonstanten.

## 6 Diskussion

Im vorliegenden Versuch wurden 3 Halbwertszeiten bestimmt. Die ermittelten Werte betrugen dabei

$$\begin{aligned}T_{\text{In}} &= (52,2 \pm 1,8) \text{ min}, \\T_{\text{Rh},1} &= (4,01 \pm 0,52) \text{ min}, \\T_{\text{Rh},2} &= (34,6 \pm 4,4) \text{ s}.\end{aligned}$$

Aus der Literatur [1] folgen die wahren Halbwertszeiten zu

$$\begin{aligned}T_{\text{In,lit}} &= 54,29 \text{ min}, \\T_{\text{Rh},1,\text{lit}} &= 4,33 \text{ min}, \\T_{\text{Rh},2,\text{lit}} &= 42,30 \text{ s}.\end{aligned}$$

Dementsprechend betragen die Abweichungen der Messwerte zu den Literaturwerten jeweils

$$\begin{aligned}\Delta T_{\text{In}} &= 3,79 \%, \\ \Delta T_{\text{Rh},1} &= 7,43 \%, \\ \Delta T_{\text{Rh},2} &= 18,15 \%.\end{aligned}$$

Für Indium ergibt sich eine relative geringe Abweichung zu den Literaturwerten. Zudem liegt der Literaturwert im Fehlerbereich des Messwertes. Dies ist darauf zurückzuführen, dass der Zerfall von Indium im Gegensatz zum Zerfall des Rhodium nur durch eine Halbwertszeit charakterisiert ist und es somit keine Überlappungen gibt. Zudem waren die gemessenen Impulse für gesamten Messzeitraum ausreichend groß, so dass aussagekräftige Werte gewonnen werden konnten. Die Abweichungen vom Literaturwert sind mit der statistischen Natur der Zerfälle sowie gegebenenfalls einer nicht exakten Nullmessung, die ebenfalls statistischen Schwangungen unterliegt, zu erklären.

Bei der Messung des längerlebigen Isotops ergeben sich leicht größere Abweichungen. Diese lassen sich neben dem bereits benannten statistischen Fehler darauf zurückführen, dass weiterhin ein Einfluss durch den Zerfall des anderen Nuklids bestand. Außerdem war eine klare Trennung zwischen den beiden Messbereichen für die Fits nicht möglich. Zuletzt waren die gemessenen Impulse für das längerlebige Isotops relativ gering, was die Messung anfälliger für statistische Fehler beispielsweise durch den Nulleffekt macht. Trotzdem liegt der Literaturwert im Fehlerbereich des Messwertes.

Im Endeffekt ergibt sich der größte Fehler für die Bestimmung des kurzlebigen Rhodium Nuklids. Dies ist darauf zurückzuführen, dass die Korrektur der Messwerte bereits dem oben diskutierten Messfehlern unterliegt. Zudem treten alle bereits genannten Fehlerquellen hier ebenfalls auf.

## Literatur

- [1] *Internet ChemieLexikon*. Mai 2016. URL: <http://www.internetchemie.info/chemiewiki/index.php?title=Rhodium-Isotope>.
- [2] *TU Dortmund - Fachbereich Physik : Anfängerpraktikum Anleitung zu Versuch Nr. 702*. <http://129.217.224.2/HOMEPAGE/PHYSIKER/BACHELOR/AP/SKRIPT/V702.pdf>. Mai 2016.

## 7 Messdaten

Wärmesorg: 210 Indsp in 90 s  
191

Wärm: Abkühlungszeit  $\geq 20 \text{ min}$   
Messintervall: 220 s  
Messzeit:  $\approx 60 \text{ min}$

bis 17

Nr.	
1	2085
2	1882
3	1760
4	1676
5	1544
6	1521
7	1388
8	1404
9	1373
10	1234
11	1273
12	1187
13	1095
14	1054
15	991
16	972
17	944

24.05.16  
B. Wendland

Abbildung 6: Originaldaten Teil 1.

Phidun: Alkmin. engst. 20.00, Position: 17.5  
 #. 13.2.01 - 1.2.00.17

1	642		
2	510		
3	431	22	17
4	353	28	22
5	255	29	24
6	217	30	14
7	191	31	22
8	113	32	20
9	104	33	8
10	93	34	18
11	95	35	18
12	63	36	17
13	72	37	19
14	39	38	12
15	32	39	15
16	51	40	15
17	34	41	10
18	40	42	13
19	28	43	15
20	36		
21	33		
22	33		
23	22		
24	22		
25	21		
26	25		

24.05.16  
 B. W. J. L. v. d.

Abbildung 7: Originaldaten Teil 2.