

VERSUCH 702

Aktivierung mit Neutronen

Lars Kolk

`lars.kolk@tu-dortmund.de`

Julia Sobolewski

`julia.sobolewski@tu-dortmund.de`

Durchführung: 22.05.2018

Abgabe: 29.05.2018

TU Dortmund – Fakultät Physik

Inhaltsverzeichnis

1	Ziel	3
2	Theorie	3
2.1	Das radioaktive Isotop	3
2.2	Kernreaktion mit Neutronen	3
2.3	Erzeugung niederenergetischer Neutronen	4
2.4	Messung der Halbwertszeit	5
2.5	Zerfallsreihen radioaktiver Isotope	5
3	Aufbau und Durchführung	6
4	Auswertung	7
4.1	Indium	7
4.2	Rhodium	9
5	Diskussion	13
	Literatur	13

1 Ziel

In diesem Versuch sollen sowohl Zerfallskurven als auch Halbwertszeiten verschiedener radioaktiver Isotope bestimmt werden.

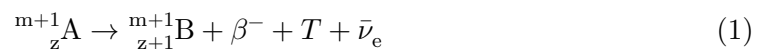
2 Theorie

2.1 Das radioaktive Isotop

Ein Atomkern ist dann stabil, wenn das Verhältnis von Neutronen und Protonen innerhalb strenger Grenzen liegt. Ist dies jedoch nicht der Fall, zerfällt der Kern in einen kleineren Kern, wobei auch dieser wieder unter bestimmten Umständen zerfallen kann. Das entsprechende Atom ist dann radioaktiv. Ein Maß für die Zerfallswahrscheinlichkeit ist die Halbwertszeit τ . Diese gibt an, nach welchem Zeitintervall die Hälfte der Kerne zerfallen sind und erstreckt sich über 23 Größenordnungen.

2.2 Kernreaktion mit Neutronen

Fällt ein Neutron in einen Kern A ein, so wird dieses vom Kern absorbiert und es entsteht ein sogenannter Compoundkern A^* . Die Energiedifferenz der beiden Kerne entspricht der kinetischen Energie und der Bindungsenergie des Neutrons. Die zusätzliche Energie verteilt sich nun gleichmäßig auf alle sich im Kern befindenden Nukleonen, wodurch diese auf höhere Energiezustände gebracht werden. Dadurch besitzen einzelne Nukleonen zu wenig Energie, um das Neutron wieder abzustößen, weshalb die überschüssige Energie in Form von Gammaquanten abgegeben wird. Jedoch ist der neu entstandene Kern durch die erhöhte Anzahl von Neutronen instabil, weshalb dieser sich durch Abgabe eines Elektrons β^- und eines Antineutrinos $\bar{\nu}_e$ restabilisiert:



Der Kern ${}^{m+1}_{z}A$ besitzt eine größere Masse als alle Teilchen auf rechten Seite von (1) zusammen. Durch den Zusammenhang $\Delta E = \Delta mc^2$ wird jedoch ersichtlich, dass die überschüssige Masse in die kinetische Energie T von Elektron und Antineutrino übergeht. Dies wird Massendefekt genannt. Die Wahrscheinlichkeit, dass ein Neutron von einem Kern aufgefangen wird, wird durch den Wirkungsquerschnitt σ dargestellt. Dieser gibt an, welche Querschnittsfläche σ ein Kern haben müsste, damit dieser alle einfallenden Neutronen auffangen kann. Es gilt:

$$\sigma = \frac{u}{nKd}. \quad (2)$$

($n \hat{=}$ Neutronenzahl,
 $u \hat{=}$ Einfänge auf einer 1cm^2 großen Folie mit K Atomen pro cm^3 , $d \hat{=}$ Dicke der Folie)

Jedoch muss zusätzlich die Geschwindigkeit der Neutronen berücksichtigt werden. Dabei hilft die de-Broglie-Wellenlänge:

$$\lambda = \frac{h}{p}. \quad (3)$$

($h \hat{=}$ Planck'sches Wirkungsquantum, $p \hat{=}$ Impuls)

Ist die Geschwindigkeit des Neutrons groß, so ist die Wellenlänge im Vergleich zum Kern klein und geometrische Betrachtungen genügen. Langsame Neutronen verfügen jedoch über große Wellenlängen, sodass quantenmechanische Effekte auftreten können. Es kann also

$$\sigma \sim \frac{1}{v} \quad (4)$$

angenommen werden. Das heißt, dass der Einfangquerschnitt umgekehrt proportional zur Neutronengeschwindigkeit ist. Dieses Ergebnis stimmt mit der anschaulichen Vorstellung, dass sich das Neutron bei kleiner Geschwindigkeit länger in der Einwirkungssphäre des Kerns aufhält und daher die Wahrscheinlichkeit seines Einfanges größer wird, überein.

2.3 Erzeugung niederenergetischer Neutronen

Werden ${}^9\text{Be}$ -Kerne mit α -Teilchen beschossen, so werden Neutronen freigesetzt:



In diesem Versuch wird die Bestrahlung durch α -Strahlung durch eine ${}^{226}\text{Ra}$ -Quelle realisiert. Um die Neutronen abzubremesen, werden sie durch dicke Materieschichten hindurchdiffundiert. Somit ist die Wahrscheinlichkeit, ein Neutron einzufangen, nach den Überlegungen aus Kapitel 2.2 größer. Die Materieschichten bestehen aus leichten Atomkernen. Stößt das Neutron mit einem Kern zusammen, so gibt es bei elastischen Stößen die Energie

$$E = E_0 \frac{4 \cdot M \cdot m}{(m + M)^2} \quad (6)$$

($E_0 \hat{=}$ Energie des Teilchens vor dem Stoß; $M, m \hat{=}$ Massen der Stoßpartner)

ab. Daraus ergibt sich, dass Wasserstoff der geeignetste Stoßpartner ist, weshalb die Neutronenquelle mit einem Mantel aus Parafin umgeben ist. Die kinetische Energie der Neutronen von bis zu $T = 13,7 \cdot 10^6 \text{ eV}$ wird in dieser durch elastische Stöße auf die mittlere kinetische Energie von $T = 0,025 \text{ eV}$ gesenkt, womit sie dann eine Geschwindigkeit von $v = 2,2 \cdot 10^3 \text{ m/s}$ besitzen. Ein schematischer Aufbau der Schicht ist in Abbildung 1 zu sehen.

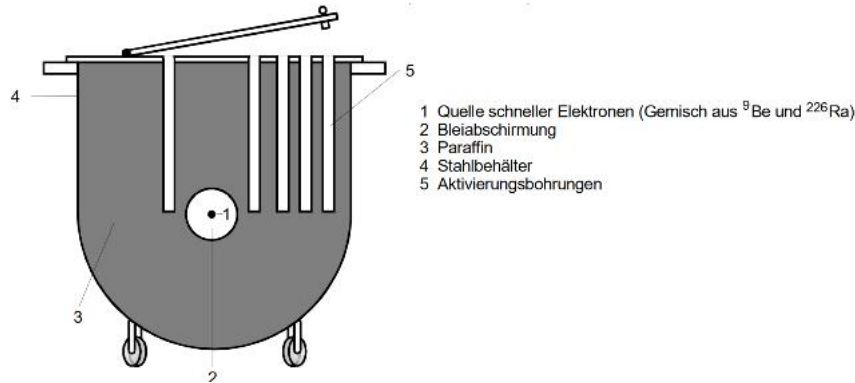


Abbildung 1: Querschnitt durch die hier verwendete Quelle für thermische Neutronen [1, S. 213]

2.4 Messung der Halbwertszeit

Für die Anzahl der zum Zeitpunkt t noch nicht zerfallenen Kerne gilt:

$$N(t) = N_0 e^{-\lambda t}, \quad (7)$$

($N_0 \hat{=}$ Anzahl der Kerne zum Zeitpunkt $t = 0$, $\lambda \hat{=}$ Zerfallskonstante)

Aus (7) folgt für die Halbwertszeit τ :

$$\tau = \frac{\ln(2)}{\lambda}. \quad (8)$$

Ebenso lassen sich mithilfe von (7) die vorhandenen Kerne durch

$$N_0 - N(t) = N_t(t) = N_0 (1 - e^{-\lambda \Delta t}) e^{-\lambda t} \quad (9)$$

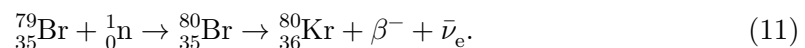
bestimmen. Der Ausdruck aus (9) lässt sich zu dem linearen Zusammenhang

$$\ln(N_t(t)) = \ln(N_0 (1 - e^{-\lambda \Delta t})) - \lambda t \quad (10)$$

umformen. Werden geeignete Zeitintervalle gewählt und statistische und systematische Fehler somit gering gehalten, lassen sich mithilfe von (10) die Zerfälle vieler Elemente untersuchen.

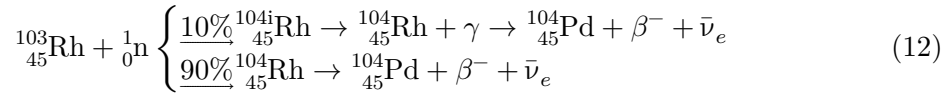
2.5 Zerfallsreihen radioaktiver Isotope

Beim Zerfall einiger Elemente, wie etwa Brom, ist lediglich ein Zerfallsprozess möglich. Im Falle des Broms lautet dieser:



Bei anderen Elementen, wie etwa Rhodium, sind jedoch mehrere Zerfälle möglich. Dieser Fall wird im folgendem diskutiert: Wird $^{103}_{45}\text{Rh}$ mit Neutronen beschossen, kann dieses

zunächst zu einem angeregten Zwischenkern $^{104}_{45}\text{Rh}$ wechseln um anschließend weiter zu zerfallen. Die Wahrscheinlichkeit dafür liegt bei 10%. Die andere, weitaus wahrscheinlichere Möglichkeit ist, dass der Zwischenkern keinen erhöhten Energiezustand annimmt, sondern direkt weiter zerfällt. Die Wahrscheinlichkeit dafür liegt bei 90%.



Beide Zerfälle finden gleichzeitig statt, verfügen jedoch über unterschiedliche Halbwertszeiten. Aufgrund der sehr kurzen Halbwertszeit τ ist die Aktivität von $^{104}_{45}\text{Rh}$ zu Beginn der Messung sehr hoch. Da hier jedoch, wie bereits erwähnt, unterschiedliche Zerfälle gleichzeitig stattfinden, kann die Halbwertszeit τ nicht exakt bestimmt werden.

3 Aufbau und Durchführung

Für die im folgendem beschriebenen Versuchsteile wird der in Abbildung 2 verwendete Aufbau verwendet.

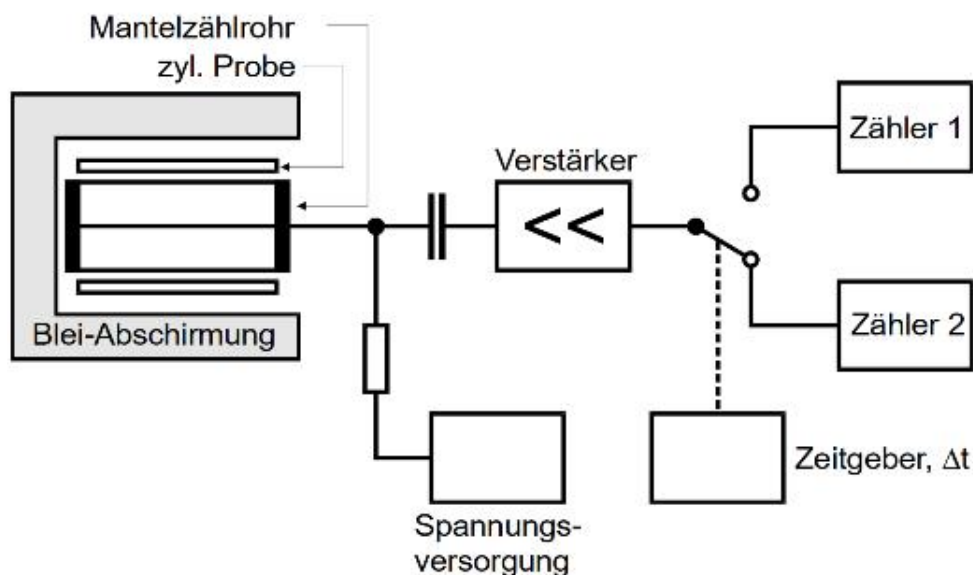


Abbildung 2: Skizze der Messapparatur[1, S. 226]

Dieser besteht aus einer Probe, die in eine Bleiabschirmung gesteckt wird, einem Verstärker, zwei Zählern, einer Spannungsversorgung und einem Zeitgeber. Neben der Probe befindet sich ein Zählrohr, welches die durch die eintreffende Strahlung entstehenden Impulse über einen Verstärker an die Zähler weitergibt. Am Zeitgeber kann eingestellt werden, wie lange der Messvorgang laufen soll.

Im ersten Versuchsteil wird eine Nulleffektmessung durchgeführt. Dazu wird, ohne die Verwendung einer Probe, in einem Zeitraum von $\Delta t = 900$ s eine Messung durchgeführt. Im nächsten Versuchsteil wird daraufhin die Halbwertszeit des Elementes ^{116}In untersucht. Dazu werden in einem Intervall von $\Delta t = 240$ s die Anzahl der aufgenommenen elektrischen Impulse für einen Zeitraum von 60 Minuten gemessen. Dies wird für ein Isomerengemisch von ^{104}Rh und ^{104i}Rh wiederholt. Aufgrund der kurzen Halbwertszeit von ^{104}Rh muss das Messintervall hier jedoch auf $\Delta t = 18$ s reduziert werden. Es werden 42 Messwerte aufgenommen.

4 Auswertung

4.1 Indium

In Tabelle 1 befinden sich die aufgenommenen Messwerte, bei denen der Nulleffekt von 0,25/s bereits berücksichtigt wurde.

Tabelle 1: Aufgenommene Messwerte des Indium-Zerfalls unter Berücksichtigung des Nulleffekts mit der berechneten Logarithmierung und ihren Abweichungen

t / s	N	N / Bq	$\ln(N)$	$\ln(N + \sigma) - \ln(N)$	$\ln(N) - \ln(N - \sigma)$
240	2572	$10,47 \pm 0,21$	2,35	0,02	0,02
480	2265	$9,19 \pm 0,20$	2,22	0,02	0,02
720	2120	$8,58 \pm 0,19$	2,15	0,02	0,02
960	2110	$8,54 \pm 0,19$	2,14	0,02	0,02
1200	2069	$8,37 \pm 0,19$	2,12	0,02	0,02
1440	1946	$7,86 \pm 0,18$	2,06	0,02	0,02
1680	1868	$7,53 \pm 0,18$	2,02	0,02	0,02
1920	1636	$6,57 \pm 0,17$	1,88	0,02	0,03
2160	1540	$6,17 \pm 0,16$	1,82	0,03	0,03
2400	1383	$5,51 \pm 0,15$	1,71	0,03	0,03
2640	1375	$5,48 \pm 0,15$	1,70	0,03	0,03
2880	1293	$5,14 \pm 0,15$	1,64	0,03	0,03
3120	1278	$5,08 \pm 0,15$	1,62	0,03	0,03
3360	1205	$4,77 \pm 0,14$	1,56	0,03	0,03
3600	1097	$4,32 \pm 0,13$	1,46	0,03	0,03

In Graph 3 ist die Zerfallskurve des Indium-Zerfalls mit den Poisson-Fehlern \sqrt{N} aufgetragen.

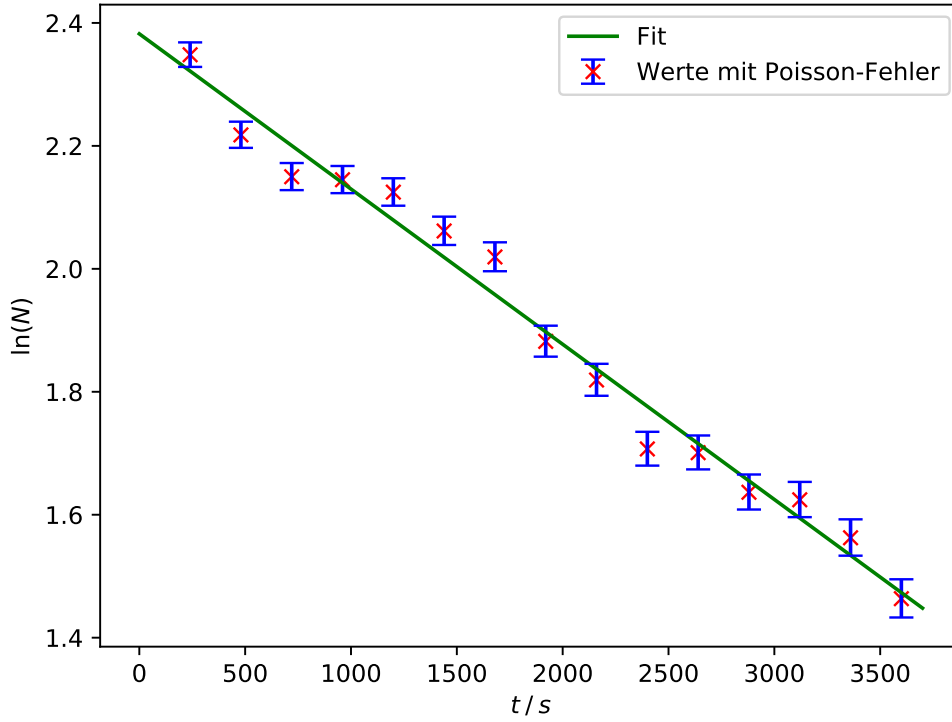


Abbildung 3: Zerfallskurve von ^{116}In

Eine lineare Regression $f(x) = -a \cdot x + b$ liefert die Werte

$$a = (2,52 \pm 0,10) \cdot 10^{-4} \frac{1}{\text{s}}$$

$$b = 2,38 \pm 0,02$$

Die Halbwertszeit des Indium-Isotops beträgt somit

$$\tau_{^{116}\text{In}} = \frac{\ln(2)}{a} = (45,76 \pm 1,79) \text{ min.}$$

Der Fehler ergibt sich aus der Gauß'schen Fehlerfortpflanzung

$$\Delta\tau_{^{116}\text{In}} = \sqrt{\left(-\frac{\ln(2)}{a^2} \cdot \Delta a\right)^2} \quad (13)$$

Der Theoriewert [2] ist $\tau_{^{116}\text{In,theo}} = 54,29 \text{ min.}$ Die Abweichung liegt bei 15,72%. Außerdem ergibt sich

$$N_0 (1 - e^{-\Delta t a}) = (10,83 \pm 0,23) \text{ Bq.}$$

4.2 Rhodium

In Tabelle 2 befinden sich die aufgenommenen Messwerte, bei denen der Nulleffekt von 0,25/s bereits berücksichtigt wurde.

Tabelle 2: Aufgenommene Messwerte des Rhodium-Zerfalls unter Berücksichtigung des Nulleffekts mit der berechneten Logarithmierung und ihren Abweichungen

t / s	N	N / Bq	$\ln(N)$	$\ln(N + \sigma) - \ln(N)$	$\ln(N) - \ln(N - \sigma)$
18	602	$33,19 \pm 1,36$	3,50	0,04	0,04
36	507	$27,92 \pm 1,25$	3,33	0,04	0,05
54	371	$20,36 \pm 1,06$	3,01	0,05	0,05
72	297	$16,25 \pm 0,95$	2,79	0,06	0,06
90	232	$12,64 \pm 0,84$	2,54	0,06	0,07
108	201	$10,92 \pm 0,78$	2,39	0,07	0,07
126	172	$9,31 \pm 0,72$	2,23	0,07	0,08
144	115	$6,14 \pm 0,58$	1,81	0,09	0,10
162	122	$6,53 \pm 0,60$	1,88	0,09	0,10
180	87	$4,58 \pm 0,50$	1,52	0,10	0,12
198	79	$4,14 \pm 0,48$	1,42	0,11	0,12
216	57	$2,92 \pm 0,40$	1,07	0,13	0,15
234	74	$3,86 \pm 0,46$	1,35	0,11	0,13
252	57	$2,92 \pm 0,40$	1,07	0,13	0,15
270	55	$2,81 \pm 0,39$	1,03	0,13	0,15
288	46	$2,31 \pm 0,36$	0,84	0,14	0,17
306	50	$2,53 \pm 0,37$	0,93	0,14	0,16
324	40	$1,97 \pm 0,33$	0,68	0,16	0,18
342	48	$2,42 \pm 0,37$	0,88	0,14	0,16
360	32	$1,53 \pm 0,29$	0,42	0,17	0,21
378	40	$1,97 \pm 0,33$	0,68	0,16	0,18
396	34	$1,64 \pm 0,30$	0,49	0,17	0,20
414	31	$1,47 \pm 0,29$	0,39	0,18	0,22
432	16	$0,64 \pm 0,19$	-0,45	0,26	0,35
450	26	$1,19 \pm 0,26$	0,18	0,20	0,24
468	38	$1,86 \pm 0,32$	0,62	0,16	0,19
486	25	$1,14 \pm 0,25$	0,13	0,20	0,25
504	34	$1,64 \pm 0,30$	0,49	0,17	0,20
522	34	$1,64 \pm 0,30$	0,49	0,17	0,20
540	25	$1,14 \pm 0,25$	0,13	0,20	0,25
558	20	$0,86 \pm 0,22$	-0,15	0,23	0,29
576	23	$1,03 \pm 0,24$	0,03	0,21	0,26
594	17	$0,69 \pm 0,20$	-0,36	0,25	0,33
612	15	$0,58 \pm 0,18$	-0,54	0,27	0,37
630	24	$1,08 \pm 0,25$	0,08	0,20	0,26

Tabelle 2: Aufgenommene Messwerte des Rhodium-Zerfalls unter Berücksichtigung des Nulleffekts mit der berechneten Logarithmierung und ihren Abweichungen (Fortsetzung)

t / s	N	N / Bq	$\ln(N)$	$\ln(N + \sigma) - \ln(N)$	$\ln(N) - \ln(N - \sigma)$
648	14	$0,53 \pm 0,17$	-0,64	0,28	0,39
666	18	$0,75 \pm 0,20$	-0,29	0,24	0,32
684	22	$0,97 \pm 0,23$	-0,03	0,21	0,27
702	19	$0,81 \pm 0,21$	-0,22	0,23	0,30
720	18	$0,75 \pm 0,20$	-0,29	0,24	0,32
738	20	$0,86 \pm 0,22$	-0,15	0,23	0,29
756	17	$0,69 \pm 0,20$	-0,36	0,25	0,33
774	17	$0,69 \pm 0,20$	-0,36	0,25	0,33

Zuerst wird die Zerfallskurve des langlebigen Zerfalls $^{104\text{i}}\text{Rh}$ bestimmt. In Abbildung 4 sind die Werte für $t \geq 468 \text{ s}$ aufgetragen.

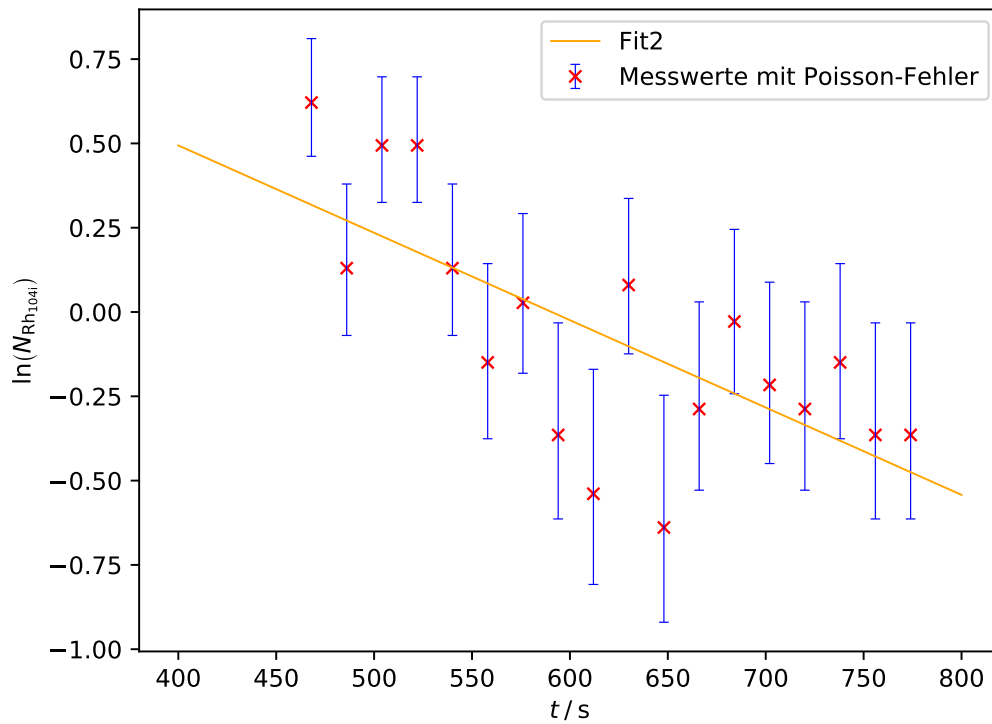


Abbildung 4: Zerfallskurve von $^{104\text{i}}\text{Rh}$

Aus einer linearen Regression $f(x) = -a \cdot x + b$ mit

$$a = (2,6 \pm 0,7) \cdot 10^{-3} \frac{1}{s}$$

$$b = 4,6 \pm 11,9$$

mit der Gauß'schen Fehlerfortpflanzung (14)

$$\Delta\tau_{104iRh} = \sqrt{\left(-\frac{\ln(2)}{a^2} \cdot \Delta a\right)^2} \quad (14)$$

ergibt sich die Halbwertszeit

$$\tau_{104iRh} = \frac{\ln(2)}{a} = (270 \pm 70) s.$$

Der Theoriewert [3] liegt bei $\tau_{104iRh,theo} = 260 s$, somit beträgt die Abweichung 3,85%.
Beim kurzlebigen Zerfall $t \leq 216 s$ gilt

$$\ln(N_{104Rh}) = \ln(N_{ges} - N_{104iRh}) = -c \cdot x + d.$$

Dies ist in Abbildung 5 dargestellt.

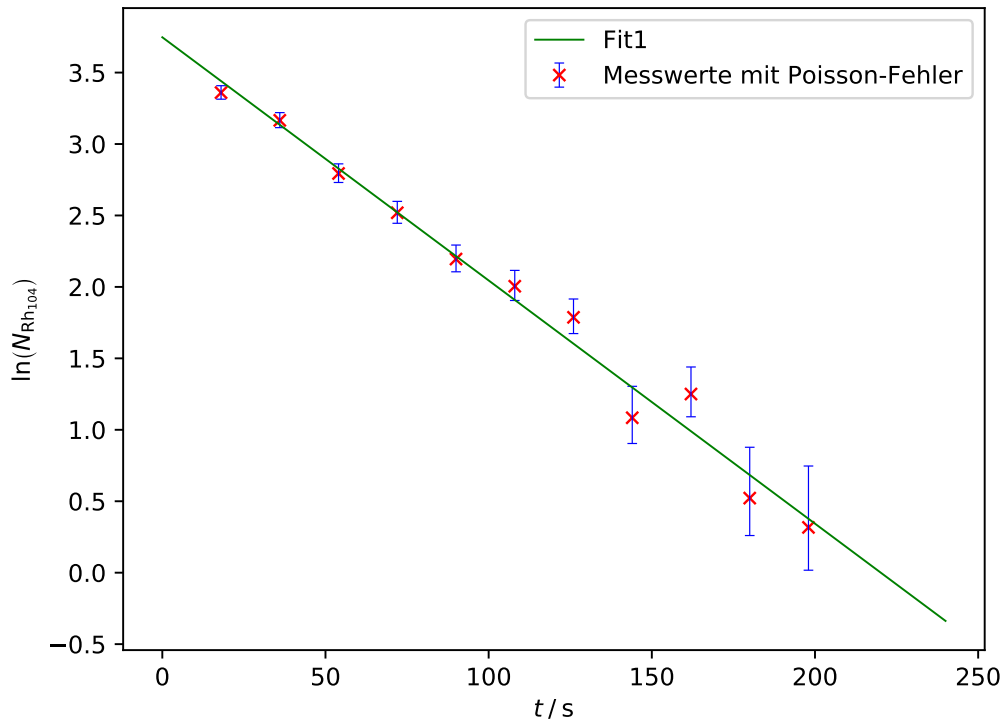


Abbildung 5: Zerfallskurve von ^{104}Rh

Für die Parameter der linearen Regression ergibt sich

$$c = (17,0 \pm 0,8) \cdot 10^{-3} \frac{1}{s}$$

$$d = 42 \pm 4.$$

Mit der Gauß'schen Fehlerfortpflanzung (15)

$$\Delta\tau_{104\text{Rh}} = \sqrt{\left(-\frac{\ln(2)}{c^2} \cdot \Delta c\right)^2} \quad (15)$$

ergibt sich die Halbwertszeit

$$\tau_{104\text{Rh}} = \frac{\ln(2)}{c} = (40,7 \pm 1,9) \text{ s}.$$

Der Theoriewert [3] liegt bei $\tau_{104\text{Rh,theo}} = 42 \text{ s}$, somit beträgt die Abweichung 3,10%. Für die gesamte Zerfallskurve gilt

$$N(t) = N_{104\text{Rh}} + N_{104\text{iRh}}.$$

Diese ist in Graph 6 halblogarithmisch aufgetragen und zusammen mit den bereits in Abbildung 4 und 5 gezeigten Regressionen dargestellt.

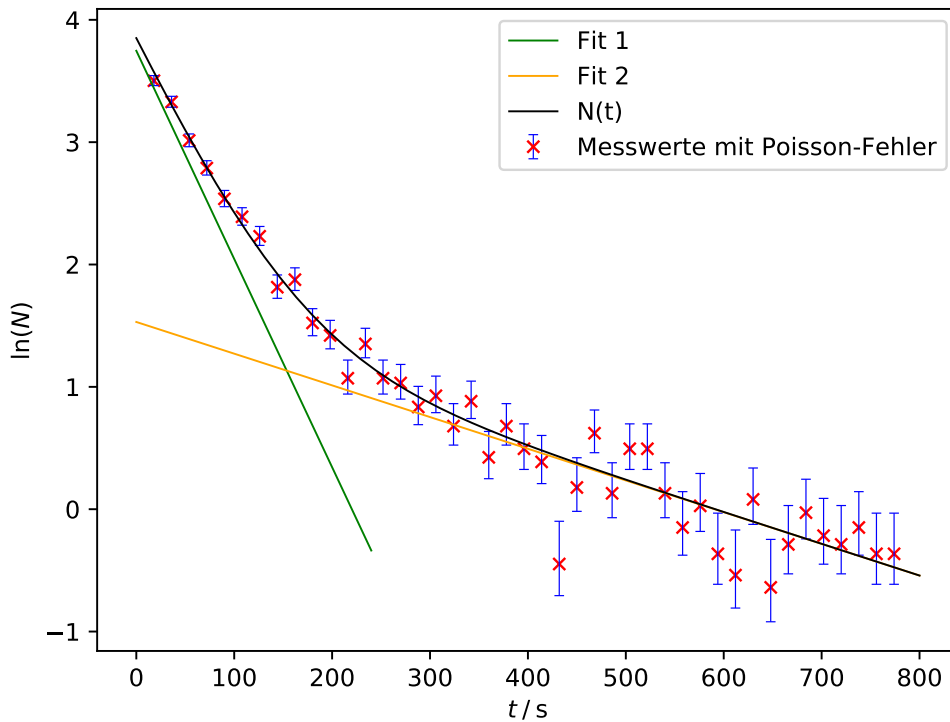


Abbildung 6: Die gesamte Zerfallskurve bei halblogarithmischer Auftragung

In Abbildung 7 ist $N(t)$ nochmals aufgetragen, dieses mal aber bei linearer Auftragung.

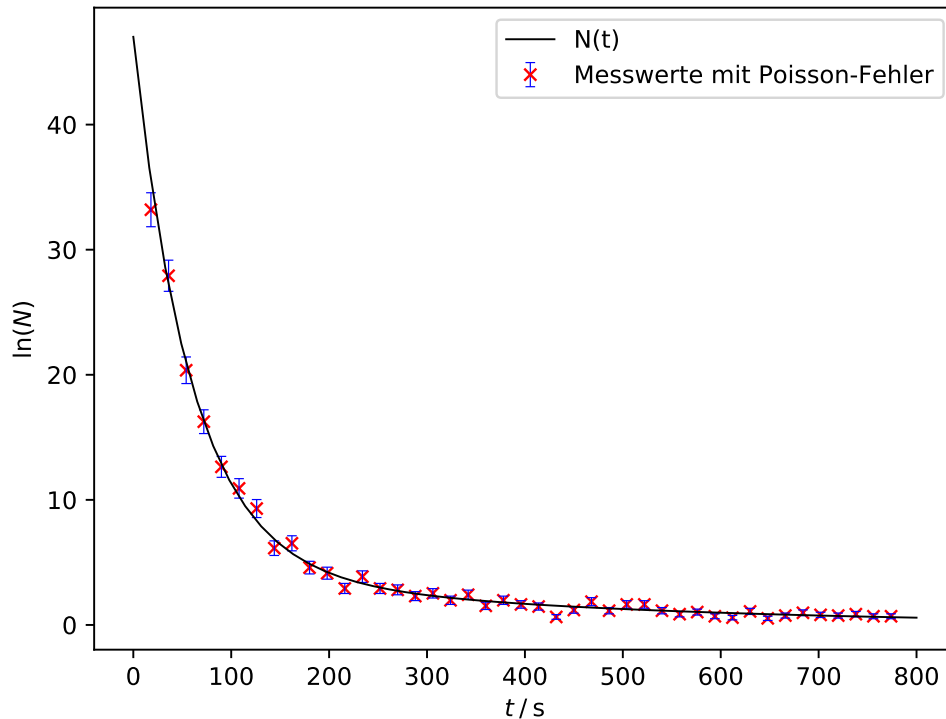


Abbildung 7: Die gesamte Zerfallskurve

5 Diskussion

Die Abweichungen in Kapitel 4.2 sind mit 3,85% und 3,10% sehr gering. Dies lässt darauf schließen, dass das Zeitintervall Δt gut genug gewählt worden war und ausreichend Messwerte aufgenommen werden konnten, um die Ungenauigkeiten klein zu halten. In Kapitel 4.1 ist Abweichung mit 15,72% relativ groß. Die größere Abweichung kann an dem vielleicht etwas zu großem Messintervall Δt oder der zu geringen Anzahl an Messwerten liegen. Möglich sind auch Schwankungen in der Hintergrundstrahlung, da sich die Messwerte in Abbildung 3 um die Fit-Gerade herum schlängeln.

Literatur

- [1] TU Dortmund. *Aktivierung mit Neutronen*. 2018. URL: <http://129.217.224.2/HOMEPAGE/PHYSIKER/BACHELOR/AP/SKRIPT/V702.pdf>.

- [2] Internetchemie. *Indium-Isotope*. 2018. URL: <https://www.internetchemie.info/chemische-elemente/indium-isotope.php>.
- [3] Internetchemie. *Rhodium-Isotope*. 2018. URL: <https://www.internetchemie.info/chemische-elemente/rhodium-isotope.php>.

V202 - Aktivierung von Neutronen

Nullmessung: $\Delta t = 900s$, $N = 225$

Indivuen: $\Delta t = 240s$

N | 2.572 | 2.265 | 2.120 | 2.110 | 2.069 | 1.946 | 1.868 | 1.636 | 1.540
| 1.383 | 1.375 | 1.293 | 1.278 | 1.205 | 1.097

Rhodium $\Delta t = 48s$

N | 602 | 507 | 371 | 287 | 232 | 201 | 172 | ¹¹⁵~~155~~ | 122 | 87 | 79 | ⁵⁷~~71~~ | 74 | 57
| 55 | 46 | 50 | 40 | 48 | 32 | 40 | 34 | 31 | 16 | 26 | 38 | 25 | 34 | 34 | 25 |
| 20 | 23 | 17 | 15 | 24 | 14 | 18 | 22 | 19 | 18 | 30 | 17 | 17

22.05.18

K. Wendland