



VERSUCH 24

RADIOAKTIVITÄT

Praktikant:

Alexander Osterkorn

E-Mail:

a.osterkorn@stud.uni-goettingen.de

Mitarbeiter:

Tobias Wegener

Christian Gass

Tutor:

Danny Schwarzbach

Gruppe:

6

Durchgeführt am:

27.2.2014

Protokoll abgegeben:

17.3.2014

Testiert:

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	2
2	Theorie	2
2.1	Grundbegriffe	2
2.2	Zerfallsgesetz	3
2.3	Angaben zum Versuch	3
3	Durchführung	5
3.1	Aufbau	5
3.2	Durchführung	5
4	Auswertung (mit der χ^2-Methode)	6
4.1	11-Parameter-Fit	6
4.2	Bestimmung der Aktivierungskurve	13
5	Diskussion	15
5.1	11-Parameter-Fit	15
5.2	Bestimmung der Aktivierungskurve	16

1 Einleitung

In diesem Versuch geht es um die Untersuchung der radioaktiven Strahlung instabiler Silberisotope. Dabei wird die Zahl der radioaktiven Zerfälle über die Zeit gemessen und daraus u.a. die Halbwertszeit bestimmt. Es kommen Methoden der computergestützten Datenauswertung zum Einsatz wie die χ^2 -Optimierung.

2 Theorie

2.1 Grundbegriffe

In der Kernphysik kann man sich den Atomkern vereinfachend als Agglomerat von Teilchen, den *Nukleonen*, vorstellen; das sind die elektrisch einfach positiv geladenen *Protonen* und die elektrisch neutralen *Neutronen*.

Die Anzahl Z der Protonen im Kern heißt *Protonenzahl*, die Anzahl N der Neutronen *Neutronenzahl*, ihre Summe $A = N + Z$ *Massenzahl*.

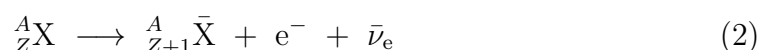
Die Nukleonen erfahren eine gegenseitige Anziehungskraft, die *starke Kernkraft* [Dan98, S. 191f]. Sie hält den Kern (trotz elektromagnetischer Abstoßung) zusammen. Ein Atom oder einen Kern mit Elementsymbol El notiert man auch als ${}^A_Z\text{El}$. Im Folgenden sind zumeist Kerne gemeint.

Man unterscheidet *stabile* und *instabile* Kerne. Erstere können nicht von selbst in andere Kerne zerfallen, letztere schon. [Pri] Bei instabilen Kernen unterscheidet man mehrere *Zerfallsprozesse*.

Beim α -Zerfall zerfällt der *Mutterkern* in einen leichteren *Tochterkern* und ein α -Teilchen, was genau ein Heliumkern ${}^4_2\text{He}$ ist [Dan98, S. 204]:



Den β -Zerfall gibt es in den Ausprägungen β^- , β^+ und *Elektroneneinfang*. Für den Versuch ist nur der β^- -Zerfall wichtig, er läuft nach dem Schema [Dan98, S. 205]



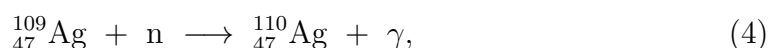
ab mit einem *Elektron* e^- und einem *Elektron-Antineutrino* $\bar{\nu}_e$.

γ -Strahlen sind hochfrequente elektromagnetische Wellen, die seltener in einem eigenständigen Zerfallsprozess auftreten, sondern zumeist aus den Tochterkernen nach einem α - oder β -Zerfall abgegeben werden. [Dan98, S. 204]:



Dabei bezeichnet ${}^A_Z\text{X}^*$ einen *angeregten* Kern, d.h. einen Kern, der sich nicht im energetisch günstigsten Zustand befindet, er ist instabil.

Durch Beschuss eines (stabilen) Kernes mit einem Neutron n kann sich ein instabiler Kern bilden, z.B. [HRW03, S. 1280]



wobei ${}^{110}_{47}\text{Ag}$ ein β -Strahler ist.

2.2 Zerfallsgesetz

Es ist (bisher) nicht möglich, vorauszusagen, ob ein instabiler Atomkern innerhalb eines bestimmten Zeitintervalls zerfallen wird. Man kann aber die *Wahrscheinlichkeit* eines solchen Ereignisses angeben. Sind zur Zeit $t = 0$ n_0 Kerne noch nicht zerfallen, so sind es nach der Zeit t nur noch

$$n = n_0 \exp(-\lambda t) \quad (5)$$

mit der *Zerfallskonstanten* λ [Mes10, S. 943].

Die Zeit $T_{1/2}$, nach der genau die Hälfte der anfänglichen Kerne zerfallen ist, heißt *Halbwertszeit* [ebd.]:

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} \quad (6)$$

Die Größe $A := -\dot{N} = N\lambda$ heißt *Aktivität*. Wird eine Substanz erst durch äußere Bestrahlung *aktiviert*, so stellt sich nach der *Aktivierungszeit* τ die *Anfangsaktivität*

$$A_0 = -\dot{N}_0 = A_\infty (1 - e^{-\lambda\tau}) \quad (7)$$

ein [Dan98, S. 213]. Dabei ist $A_\infty = -\dot{N}_\infty$ die maximale *Sättigungsaktivität*.

Zur Messung der Aktivität verwendet man z.B. ein *Geiger-Müller-Zählrohr*. Es besteht aus einer hohlen gasgefüllten zylinderförmigen Kathode, in deren Mitte eine Anode verläuft. Zwischen An- und Kathode wird eine Spannung angelegt. Erzeugt nun ionisierende Strahlung freie Elektronen aus den Gasmolekülen, ionisieren die Elektronen weitere Moleküle und es bildet sich eine Gasentladung, die man mit einem Spannungsmesser registrieren kann. [Mes10, S. 483f]

Misst man mit einem solchen Zählrohr während eines festen Zeitintervalls die Zahl der Gasentladungen („Impulse“), so ist diese Impulszahl *poissonverteilt* [Mes10, S. 944f]. Der Erwartungswert ν dieser Verteilung heißt *Zählrate*. Die Wahrscheinlichkeit, dass bei einer Messung genau n Impulse gemessen werden, ist

$$P_\nu(n) = \frac{\nu^n}{n!} e^{-\nu} \quad (8)$$

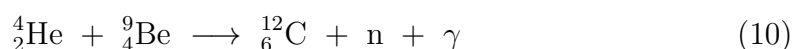
Die Standardabweichung (der „Fehler“) der Zählrate ist $\Delta n = \sqrt{\nu}$. [ebd.]

2.3 Angaben zum Versuch

Die verwendete *Am-Be-Quelle* besteht aus ${}_{95}^{241}\text{Am}$ und ${}_{4}^9\text{Be}$. Americium ist α -Strahler [ABD98, s.v. Americium]:



Die α -Teilchen erzeugen freie Neutronen mit dem Beryllium:



Im zu aktivierenden Silber-Plättchen befinden sich Silberatome der Typen ${}_{47}^{107}\text{Ag}$ und ${}_{47}^{109}\text{Ag}$.

Durch den Neutronenbeschuss bilden sich die β^- -Strahler ${}_{47}^{108}\text{Ag}$ und ${}_{47}^{110}\text{Ag}$. Diese β^- -Strahlung wird mit einem Geiger-Müller-Zählrohr gemessen.

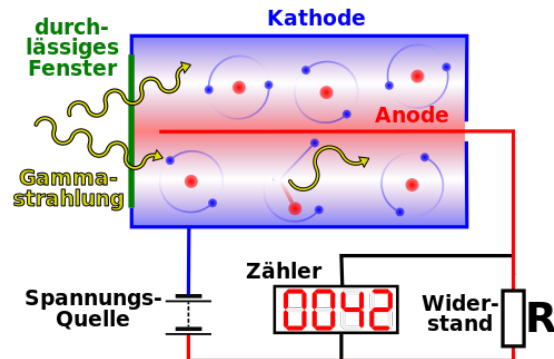


Abbildung 1: Schematische Abbildung eines Geiger-Müller-Zählrohrs. Es funktioniert genauso mit anderer ionisierender Strahlung wie α - oder β -Strahlung. Von http://commons.wikimedia.org/wiki/File:Geiger_Mueller_Counter_with_Circuit-de.svg.

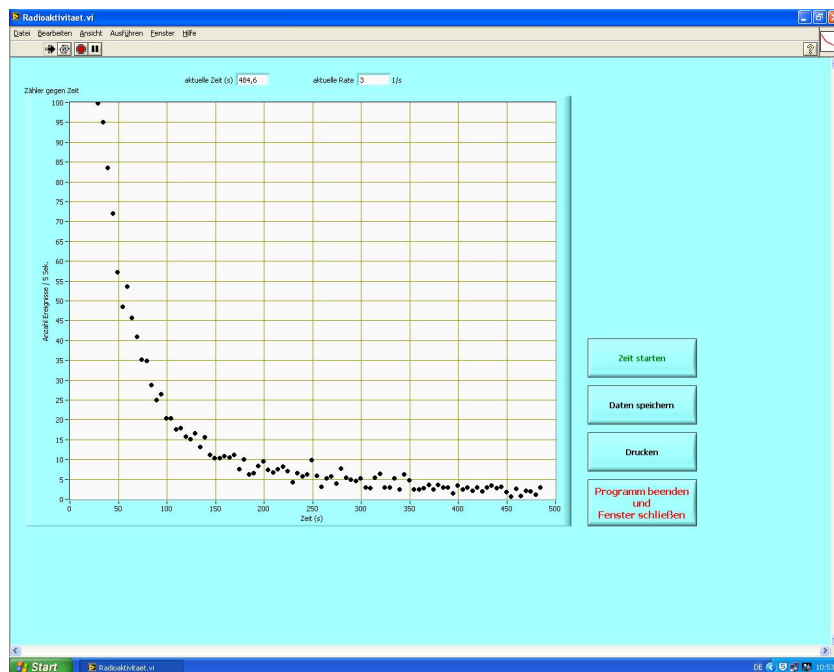


Abbildung 2: Screenshot des verwendeten Labview-Programms zwischen zwei Messungen.

3 Durchführung

3.1 Aufbau

Gemessen wird die zeitliche Entwicklung der radioaktiven Strahlung eines Silberplättchens. Dazu dient ein vormontiertes Geiger-Müller-Zählrohr, das mit einem Computer verbunden ist und über ein Labview-Programm (siehe Abb. 2) gesteuert werden kann.

In sicherer Entfernung im Nebenraum befindet sich eine abgeschirmte Tonne, die die Am-Be-Quelle enthält.

3.2 Durchführung

Zunächst wird eine Messung der Nullrate vorgenommen. Dazu wird das Silberplättchen in das Zählrohr geschoben und eine Messung mit dem Computer gestartet. Das Messprogramm misst jeweils über einen Zeitraum von fünf Sekunden die Anzahl der Impulse im Zählrohr und notiert diese Werte in einem Diagramm. Nach ca. fünf Minuten wird die Messung beendet und die Messdaten werden mit dem Programm in eine Textdatei exportiert.

Bei der Hauptmessung wiederholt man die folgenden Schritte jeweils für $\tau = 1, 2, 4, 8$ min:

1. Aktivierung des Silberplättchens. Dazu wird das Silberplättchen auf einem langen Metallträger in die Am-Be-Quelle („Tonne“) eingeführt. Ab diesem Moment wird eine Stoppuhr gestartet und die Zeit τ gewartet.
2. Nach Ablauf der Zeit τ wird der Metallträger mit dem Silberplättchen aus der Quelle entfernt. Zeitgleich dazu wird am Computer eine neue Messung gestartet (Schaltfläche „Zeit starten“). Das Silberplättchen wird nun schnellstmöglich von der Tonne zum Zählrohr gebracht und dort eingeführt. Zeitgleich mit dem Einführen wird am Messprogramm die Aufnahme von Messwerten gestartet („Messung starten“).
3. Es werden so viele Messwerte aufgenommen, bis die Aktivität wieder etwa auf das Niveau der Nullrate abgeklungen ist. Dann wird die Messung beendet.
4. Die Messdaten werden als Textdateien exportiert (und ausgedruckt).

4 Auswertung (mit der χ^2 -Methode)

4.1 11-Parameter-Fit

In den exportierten Textdateien liegen die Daten als Paare `Zeit Anzahl` vor, wobei `Zeit` die gesamte verstrichene Zeit t seit Beenden der Aktivierung und `Anzahl` die Zahl n der gemessenen Impulse im jeweiligen Zeitintervall von fünf Sekunden ist. Die Werte n haben nach den Ausführungen bei Glg. 8 den Fehler \sqrt{n} .

Gegen die fünf vorliegenden Datensätze ($\tau = 0, 1, 2, 4, 8$ min) kann nun eine Funktion der Form

$$f(t) = \begin{cases} \dot{N}^0 & \text{für } \tau = 0 \text{ min} \\ \dot{N}_{A,0}^1 \cdot \exp\left(-\frac{\ln 2}{T_A} t\right) + \dot{N}_{B,0}^1 \cdot \exp\left(-\frac{\ln 2}{T_B} t\right) + \dot{N}^0 & \text{für } \tau = 1 \text{ min} \\ \dot{N}_{A,0}^2 \cdot \exp\left(-\frac{\ln 2}{T_A} t\right) + \dot{N}_{B,0}^2 \cdot \exp\left(-\frac{\ln 2}{T_B} t\right) + \dot{N}^0 & \text{für } \tau = 2 \text{ min} \\ \dot{N}_{A,0}^4 \cdot \exp\left(-\frac{\ln 2}{T_A} t\right) + \dot{N}_{B,0}^4 \cdot \exp\left(-\frac{\ln 2}{T_B} t\right) + \dot{N}^0 & \text{für } \tau = 4 \text{ min} \\ \dot{N}_{A,0}^8 \cdot \exp\left(-\frac{\ln 2}{T_A} t\right) + \dot{N}_{B,0}^8 \cdot \exp\left(-\frac{\ln 2}{T_B} t\right) + \dot{N}^0 & \text{für } \tau = 8 \text{ min} \end{cases} \quad (11)$$

gefittet werden.

Es handelt sich um zwei sich überlagernde eigenständige Zerfälle, nämlich genau die der beiden im Theorieteil genannten Silberisotope: $^{110}_{47}\text{Ag}$, im folgenden A und $^{108}_{47}\text{Ag}$, im folgenden B genannt.

Beide erfüllen ein Zerfallsgesetz wie in Glg. 5, allerdings mit unterschiedlichen Halbwertszeiten. Für die fünf Messungen sind die Halbwertszeiten für das gleiche Silberisotop aber identisch, da die Halbwertszeit eine reine Materialeigenschaft ist. Zusätzlich tritt noch die Nullrate (natürliche Strahlung etc.) als Hintergrundrauschen auf.

Die zu bestimmenden Parameter sind also die beiden Halbwertszeiten T_A und T_B , die Nullrate \dot{N}^0 und die zweimal fünf Anfangszählraten $\dot{N}_{A/B,0}^i$ für $i = 0, 1, 2, 4, 8$. Diese können unter anderem mit dem in Gnuplot implementierten „nonlinear least-squares (NLLS) Marquardt-Levenberg algorithm“ (siehe http://www.gnuplot.info/docs_4.2/gnuplot.html) bestimmt werden. Dabei wird eine Größe χ^2 betrachtet, die ein Maß für den Fehler darstellt, welchen die Funktion $f(t)$ bei gegebenen Parametern gegenüber den Messwerten begeht. Je kleiner χ^2 , desto besser der Fit. Gnuplot verwendet

$$\chi^2 := \sum_i \frac{(f(t_i) - y_i)^2}{\sigma_{y_i}^2}, \quad (12)$$

dabei ist (t_i, y_i) ein Datenpunkt, i Index über alle Datenpunkte und σ_{y_i} der Fehler des Datenwertes.

Für die vorliegenden Daten und die obige Funktion $f(t)$ wurde nun mit Gnuplot ein solcher („multi branch“) Fit durchgeführt. Dabei mussten durch Probieren gute Startwerte für die Parameter gefunden werden, da der Algorithmus sonst unter Umständen nicht die global beste Approximation findet.

Als problematisch erweisen sich Zählraten-Messwerte vom Wert „0“ aus der Nullratenmessung. Diese haben nach der Poisson-Verteilung ebenfalls einen Fehler von

„0“, womit der Fit-Algorithmus aber Probleme zu haben scheint. Deshalb wurden die Fehler dieser Messwerte künstlich auf „1“ gesetzt (\rightarrow Diskussion).

Tabelle 1 zeigt die Ergebnisse des Fits. Der von Gnuplot berechnete „asymptotic standard error“ wird als Fehler der Parameterwerte angenommen, inklusive üblicher Rundung fehlerbehafteter Größen.

Im Diagramm 3 finden sich die Nullraten-Messwerte mit dem durch Gnuplot bestimmten Mittelwert. Die Abb. 4 bis 7 zeigen die Messwerte mit gefitteter Kurve für die einzelnen Aktivierungszeiten. Auf den Abb. 8 bis 11 sieht man dasselbe in logarithmischer y-Achsenkalierung.

Gnuplot gibt für das gefundene minimale χ^2 einen Wert von 588.858 an. Insgesamt wurden 419 Datenpunkte betrachtet, das entspricht bei 11 zu fittenden Parametern einer Anzahl von 408 Freiheitsgraden.

Damit berechnen wir das reduzierte χ^2 zu $\chi_{\text{red}}^2 = \frac{588.858}{408} \approx 1.44$. Theoretisch zu erwarten wäre hier ein Wert von 1.0, somit muss es gewisse Abweichungen vom theoretischen Reinzustand geben. Hier könnte eventuell der künstlich eingeführte Fehler bei der Nullratenmessung eine Rolle spielen. Weiterhin ist die Annahme falsch, dass $f(t)$ die Messwerte *exakt* beschreibt. Dies wäre der Fall bei einer reinen Poisson-Verteilung der Messwerte und dem entsprechenden Zerfallsgesetz nach Glg. 5. Da relative Häufigkeiten (in diesem Fall die Häufigkeit einer Impulsanzahl) eines Experiments diese Wahrscheinlichkeiten aber sowieso nur approximieren können, ist auch nicht mit völliger Übereinstimmung zu rechnen und ein χ_{red}^2 von 1.44 als zufriedenstellend zu bewerten.

Parameter	Mittelwert	Fehler	rel. Fehler
$\dot{N}_{A,0}^1 [\frac{1}{5s}]$	880.0	50.0	5.7%
$\dot{N}_{A,0}^2 [\frac{1}{5s}]$	980.0	50.0	5.1%
$\dot{N}_{A,0}^4 [\frac{1}{5s}]$	970.0	50.0	5.2%
$\dot{N}_{A,0}^8 [\frac{1}{5s}]$	1050.0	60.0	5.7%
$\dot{N}_{B,0}^1 [\frac{1}{5s}]$	50.0	4.0	8.0%
$\dot{N}_{B,0}^2 [\frac{1}{5s}]$	93.0	6.0	6.5%
$\dot{N}_{B,0}^4 [\frac{1}{5s}]$	130.0	8.0	6.2%
$\dot{N}_{B,0}^8 [\frac{1}{5s}]$	180.0	10.0	5.6%
T_A [s]	24.0	1.0	4.2%
T_B [s]	132.0	4.0	3.0%
$\dot{N}^0 [\frac{1}{5s}]$	1.08	0.22	20.4%

Tabelle 1: Gnuplot-Ergebnisse für die 11 Fitparameter der Abklingkurven

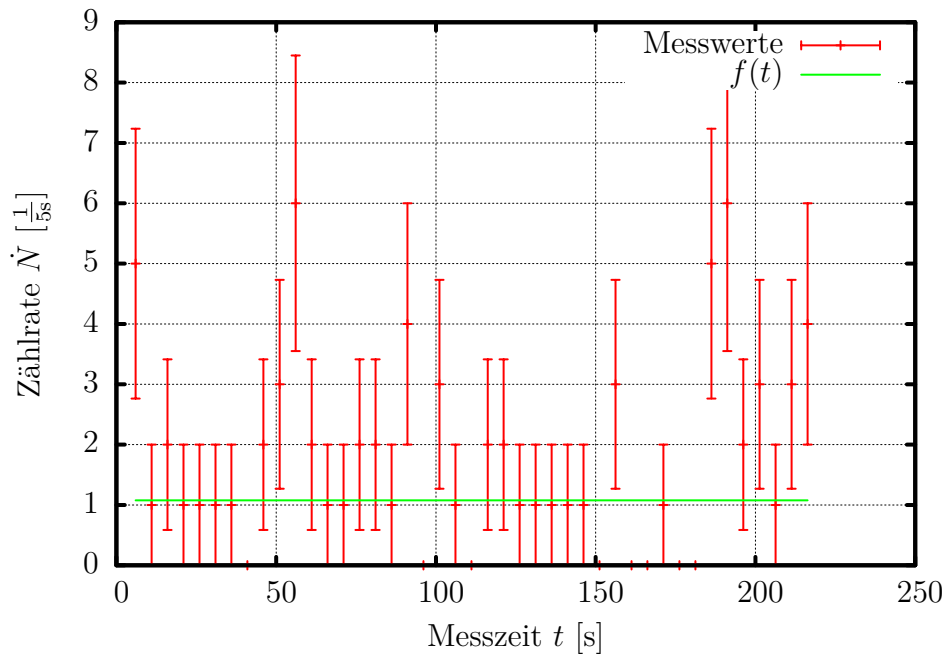


Abbildung 3: Nullratenmessung mit eingezeichnetem Parameter \dot{N}_0

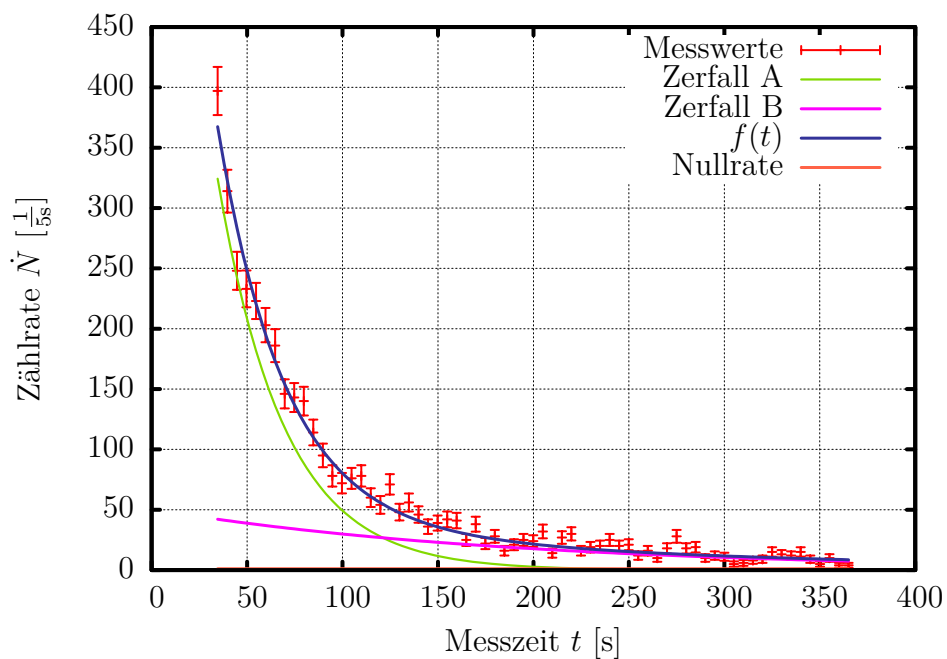


Abbildung 4: Abklingkurve für die Aktivierungszeit $\tau = 1$ min

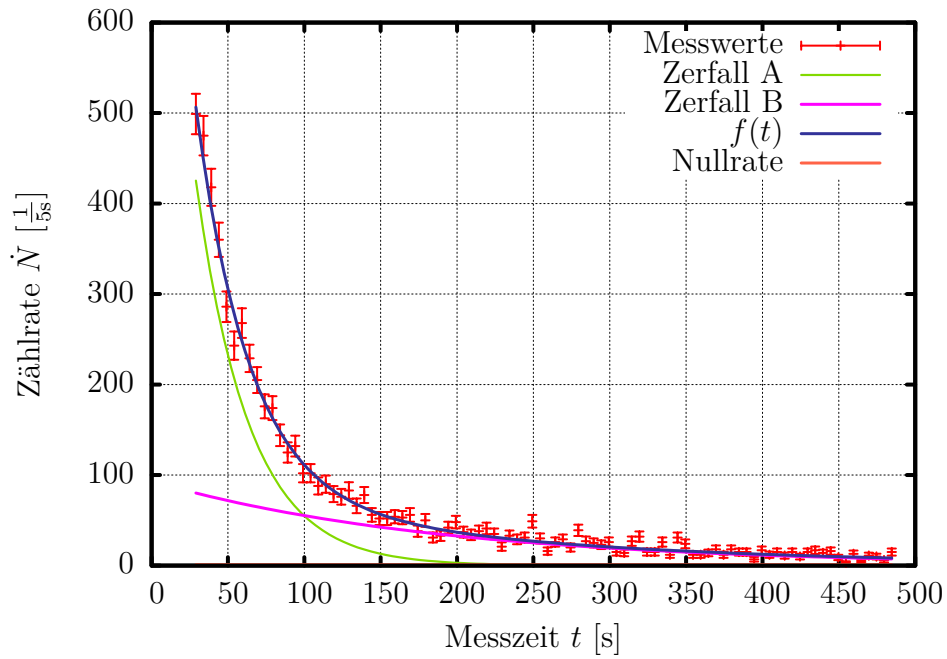


Abbildung 5: Abklingkurve für die Aktivierungszeit $\tau = 2$ min

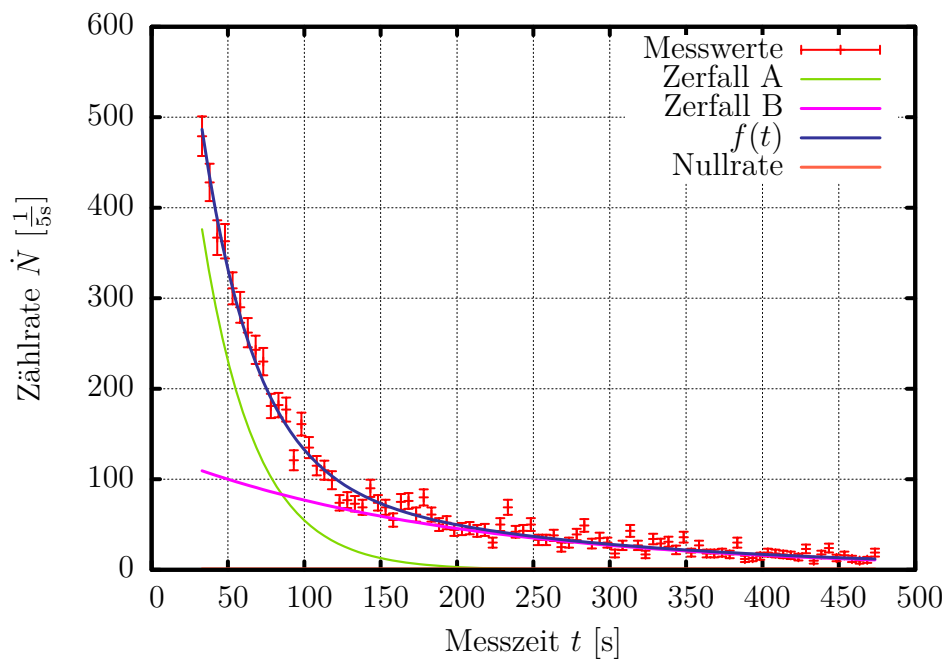


Abbildung 6: Abklingkurve für die Aktivierungszeit $\tau = 4$ min

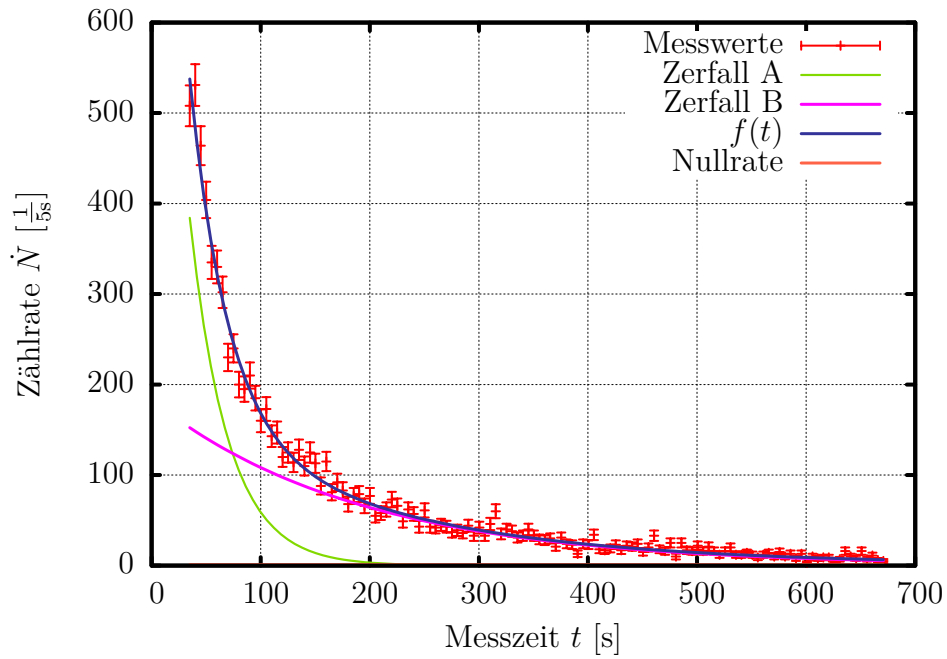


Abbildung 7: Abklingkurve für die Aktivierungszeit $\tau = 8$ min

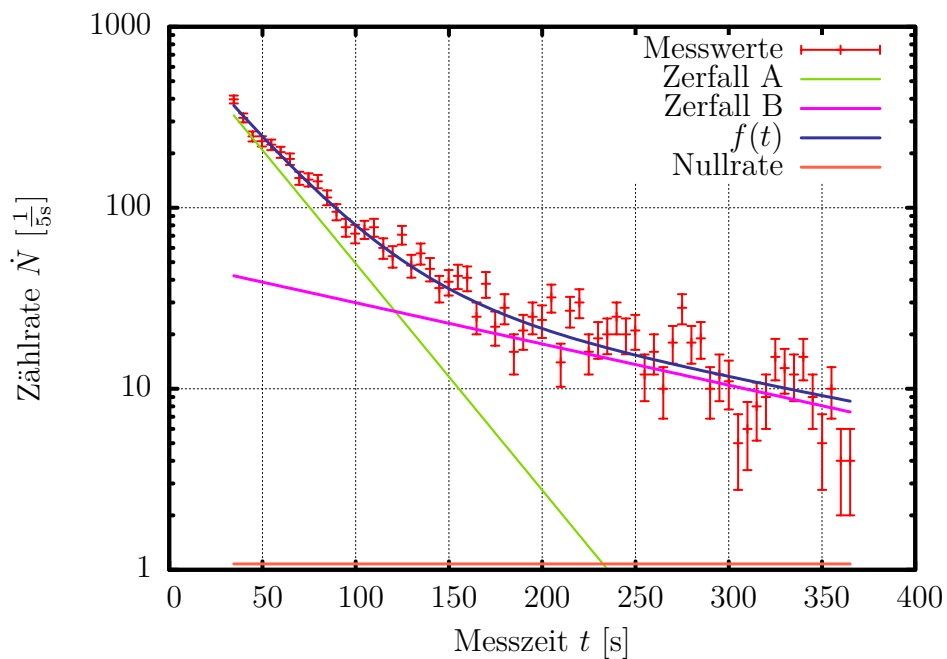


Abbildung 8: Logarithmierte Abklingkurve für die Aktivierungszeit $\tau = 1$ min

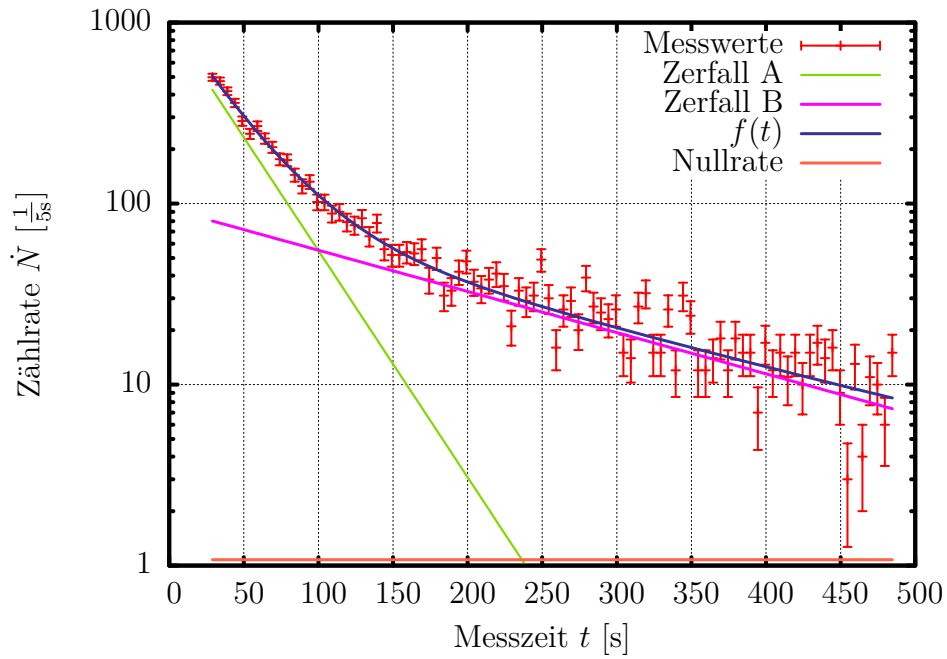


Abbildung 9: Logarithmierte Abklingkurve für die Aktivierungszeit $\tau = 2$ min

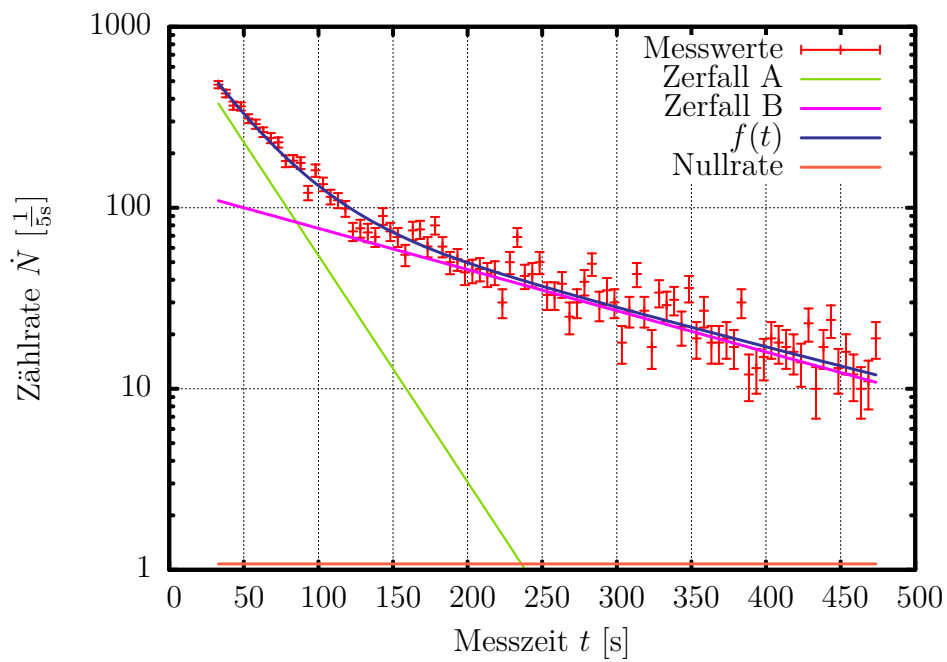


Abbildung 10: Logarithmierte Abklingkurve für die Aktivierungszeit $\tau = 4$ min

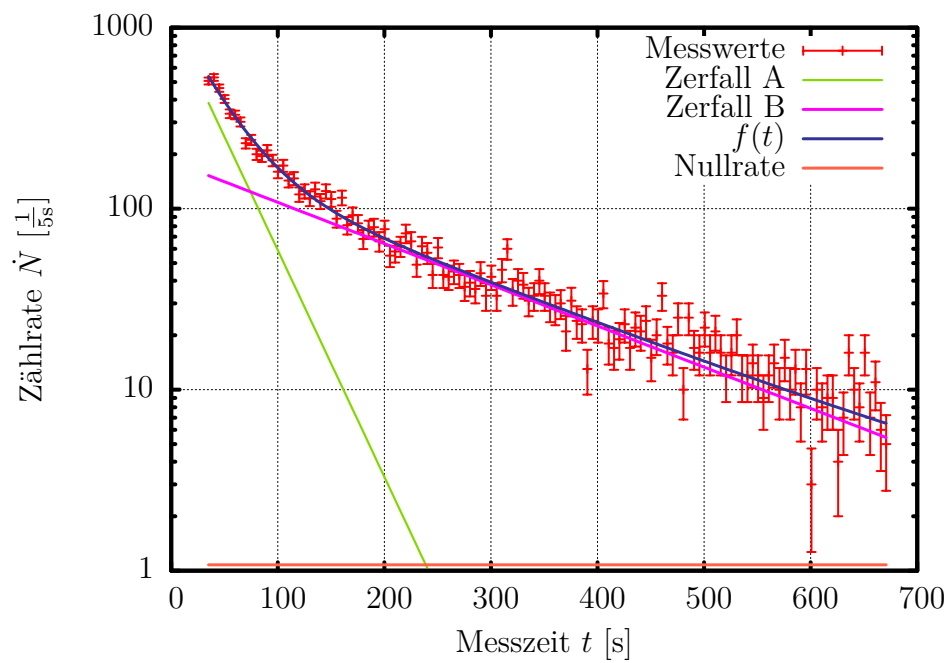


Abbildung 11: Logarithmierte Abklingkurve für die Aktivierungszeit $\tau = 8$ min

4.2 Bestimmung der Aktivierungskurve

Die im ersten Auswertungsteil bestimmten Anfangsaktivitäten $\dot{N}_{A/B,0}^i$ werden für das jeweilige Isotop in den Abbildungen 12 und 13 aufgetragen.

Zu erwarten ist, dass sie einem funktionalen Zusammenhang wie in Glg. 7 genügen. Darum werden zwei χ^2 -Fits mit Gnuplot durchgeführt für die Funktionen

$$f_{A/B}(\tau) = \dot{N}_{A/B,0}^\infty \left(1 - \exp \left(-\frac{\ln 2}{T_{A/B}} \tau \right) \right). \quad (13)$$

Die sich ergebenden Kurven sind ebenfalls in die Diagramme gezeichnet. Im Gegensatz zum Vorschlag in der Praktikumsanleitung wurde hier der Fehler für die Halbwertszeit nicht berücksichtigt, da Gnuplot keine Funktionalität für einen solchen Fit bereitstellt. Es ist aber anzunehmen, dass eine so gefittete Kurve sich nur wenig von den eingezeichneten Kurven unterscheidet, da der relative Fehler für die Halbwertszeiten im Bereich von 3-4% liegt und damit recht klein ist. Gnuplot liefert für die beiden Sättigungsaktivitäten die Werte

$$\dot{N}_{A,0}^\infty = (1023 \pm 21) \frac{1}{5 \text{ s}} = (205 \pm 5) \text{ s}^{-1} \quad (14)$$

$$\dot{N}_{B,0}^\infty = (190 \pm 5) \frac{1}{5 \text{ s}} = (38 \pm 1) \text{ s}^{-1} \quad (15)$$

bei einem angegebenen $\chi^2 \approx 2.05$ für das Isotop A und $\chi^2 \approx 1.89$ für das Isotop B. Es wurde jeweils ein Parameter gegen vier Datenpunkte gefittet, das entspricht $4 - 1 = 3$ Freiheitsgraden, so dass sich im Fall A das reduzierte χ^2 ergibt zu $\chi_{\text{red}}^2 \approx 0.68$ und für das Isotop B $\chi_{\text{red}}^2 \approx 0.63$. Bemerkenswert ist, dass in beiden Fällen im Gegensatz zum ersten Teil der Auswertung das χ_{red}^2 kleiner als 1 ist, d.h. χ^2 kleiner als die Zahl der Freiheitsgrade.

Betrachtet man die Definition nach Glg. 12, so könnte das darauf hindeuten, dass die Fehler für die Zählraten in den Abb. 12 und 13 zu groß sind, um einen aussagekräftigen Fit zu erzeugen (es lassen sich zu viele ähnliche Funktionen anschmiegen). Diese Fehler stammen aber unmittelbar aus dem vorausgegangenen Gnuplot-Fit und somit ist nicht klar, wie sie sich verringern lassen. Im Vergleich der beiden Werte lässt sich ablesen, dass die Daten des Isotops A etwas besser dem Gesetz Glg. 7 genügen, als diejenigen von B.

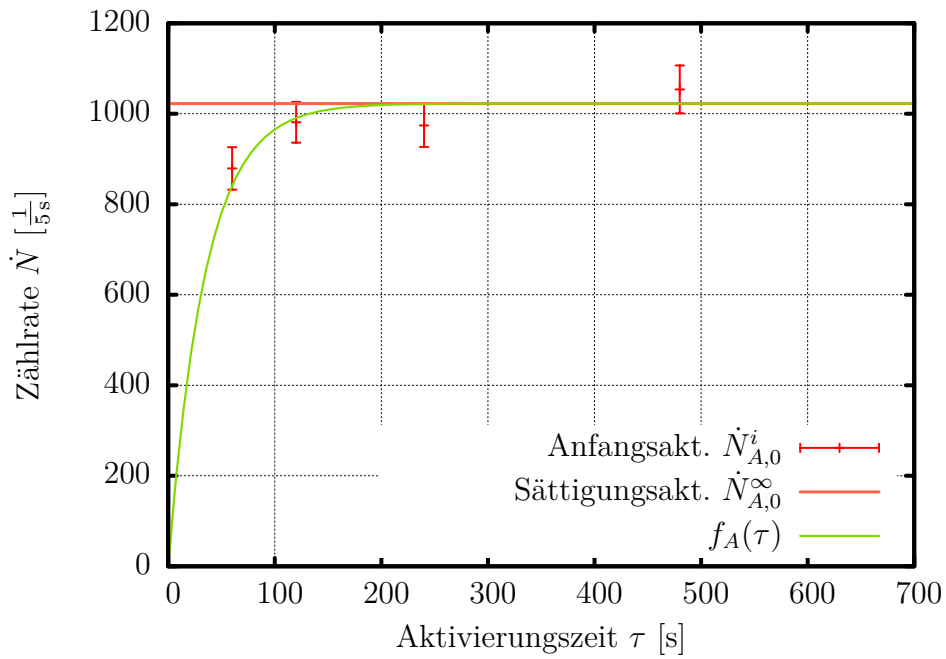


Abbildung 12: Darstellung der Anfangsaktivitäten aus dem ersten Auswertungsteil für das Silberisotop A inklusive Fitfunktion nach Glg. 5

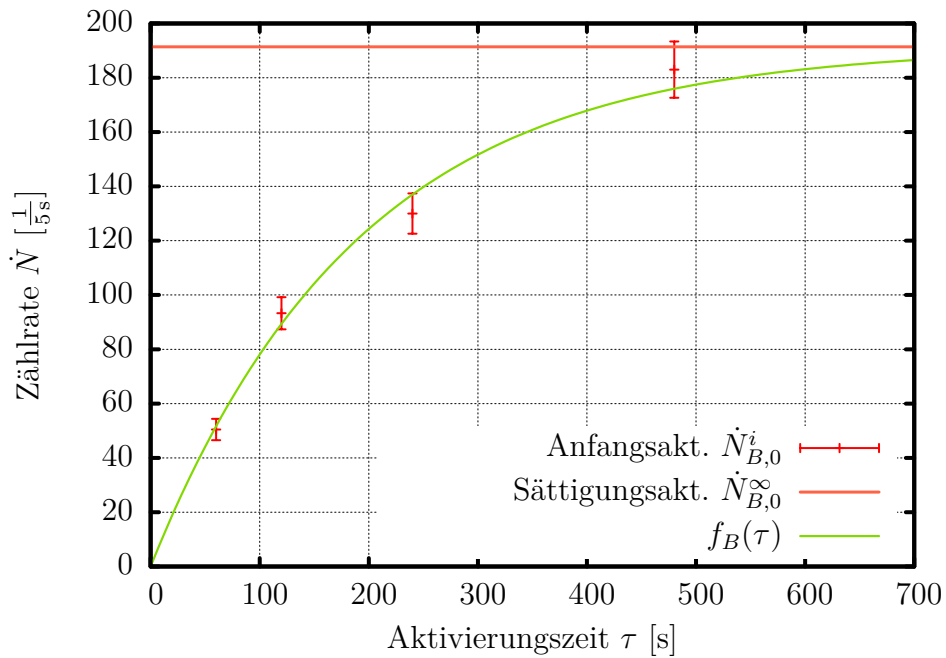


Abbildung 13: Darstellung der Anfangsaktivitäten aus dem ersten Auswertungsteil für das Silberisotop B inklusive Fitfunktion nach Glg. 5

5 Diskussion

5.1 11-Parameter-Fit

Die in Tab. 1 angegebenen Fit-Ergebnisse haben, bis auf die Nullrate, relative Unsicherheiten im Bereich von 3-8%. Das ist für Praktikumsverhältnisse eher zufriedenstellend. Auffällig ist, dass die Ergebnisse für den Zerfall des Isotops B systematisch höhere relative Abweichungen aufweisen, als die entsprechenden für das Isotop A. Das hat vielleicht mit der geringeren Halbwertszeit beim Isotop A zu tun (schnellerer Zerfall). Da beide Zerfälle (A und B) simultan in derselben Zeit gemessen wurden, liegt für die A-Kurve ein größerer Ausschnitt des globalen Verhaltens der zugehörigen Exponentialfunktion vor. Insbesondere dürfte der A-Zerfall gegen Ende der Messung praktisch auf Null abgeklungen sein, der B-Zerfall „verschmiert“ stärker mit der Nullrate, was zu zusätzlicher Unsicherheit führt.

Das zeigt auch ein Problem bei der Durchführung der Messung. Es ist nicht unbedingt klar, wann die Aufnahme von Messwerte zu stoppen ist. Auch wenn sich die beobachtbare Aktivität scheinbar auf dem Niveau der Nullrate befindet, könnten Informationen über langsamere Zerfälle durch ein zu frühes Abbrechen unterdrückt werden, vor allem, wenn die Halbwertszeiten nicht a priori bekannt sind.

In der Praktikumsanleitung sind Literaturwerte für die beiden Halbwertszeiten angegeben, nämlich $T_A^{\text{lit}} = 24.6 \text{ s}$ und $T_B^{\text{lit}} = 143 \text{ s}$. Hier ist besonders erfreulich, dass der Literaturwert für T_A in den einfachen Fehlergrenzen des Messwertes liegt. Das spricht für eine erfolgreiche Messung. Im Fall von T_B liegt der Literaturwert immerhin noch in einer 3σ -Umgebung, was aber trotzdem schlechter als erhofft ist. Noch bessere Ergebnisse wären eventuell zu erhalten gewesen, wenn zwischen Ende der Aktivierung und Beginn der Messwertaufzeichnung noch etwas weniger Zeit vergangen wäre (hier stets $\approx 30 \text{ s}$). Kurz nach der Aktivierung sind die höchsten Zählraten und schnellsten Veränderungen zu messen. Hier lässt sich das Profil der Zerfallskurve am besten bestimmen.

Beim Ergebnis der Nullratenmessung, $(1.08 \pm 0.22) \frac{1}{5\text{s}}$, gibt es einen wesentlich höheren relativen Fehler (20.4%). Das dürfte aber daran liegen, dass die Messwerte selbst sehr hohe relative Fehler aufweisen ($\frac{\sqrt{n}}{n} = \frac{1}{\sqrt{n}} \rightarrow +\infty$ für $n \rightarrow +0$). Der Fit-Algorithmus ist nicht in der Lage, eine Funktion an Messwerte zu fitten, bei denen als Fehler Null auftaucht, denn dieser Messwert würde im χ^2 -Sinn unendlich stark gewichtet werden. Deshalb wurde pragmatisch ein Fehler von $1.0 \frac{1}{5\text{s}}$ postuliert, um den Fit-Algorithmus verwenden zu können.

Um die Auswirkung dieser Setzung abschätzen zu können, wird zum Vergleich ein Fit mit einem gesetzten Fehler von $0.5 \frac{1}{5\text{s}}$ durchgeführt. Das führt zu einem Nullratenergebnis von $(0.6 \pm 0.2) \frac{1}{5\text{s}}$ mit relativem Fehler 30%.

Die anderen gefitteten Parameter ändern sich dabei aber kaum ($\ll 1\%$). Insgesamt lässt sich also bezweifeln, dass der Fehler aus der Poisson-Statistik bei sehr kleinen Messwerten gut funktioniert. Glücklicherweise ist die Nullrate im vorliegenden Versuch so viel niedriger als die tatsächlichen Messwerte, dass ihr genauer Wert für die Auswertung nicht von zentraler Bedeutung ist.

Man könnte sich aber ja durchaus deutlich schwächere Strahler vorstellen, die nur

gering über der Nullrate strahlen. Hier müsste eine bessere Fehlertheorie für die Nullratenmessung entwickelt werden.

Bei der Darstellung der Abklingkurven in den Abb. 4 bis 11 gibt es noch das Problem, dass die Nullrate gegenüber den anderen Messwerten so klein ist, dass sie nur schwer am unteren Diagrammrand zu erkennen ist. Das ist aber mehr ein künstlerisches als ein physikalisches Problem.

5.2 Bestimmung der Aktivierungskurve

Die beiden berechneten Sättigungszählraten weisen relative Fehler von 2.4% beim Isotop A und 2.6% beim Isotop B auf, wurden also sehr genau bestimmt. Es gibt leider keine Vergleichswerte, womit die tatsächliche Güte dieser Werte nicht bewertet werden kann. Die reduzierten χ^2 wurden bereits im Auswertungsteil diskutiert.

Literatur

- [ABD98] Andrea Acker u. a. *Lexikon der Chemie*. Bd. 1. A bis Gese. Spektrum Akademischer Verlag GmbH, Heidelberg, 1998.
- [Dan98] Herbert Daniel. *Physik 4*. Walter de Gruyter Verlag, 1998.
- [HRW03] David Halliday u. a. *Physik*. WILEY-VCH GmbH & Co. KGaA, 2003.
- [Mes10] Dieter Meschede. *Gerthsen Physik*. 24. Aufl. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2010.
- [Pri] Mira Prior. *LP - Instabile Kerne (Physik IV)*. URL: <https://lp.uni-goettingen.de/get/text/4942> (besucht am 15.03.2014).