

Universität zu Köln
Mathematisch-Naturwissenschaftliche Fakultät
Institut für Kernphysik

Bachelorarbeit

Vorläufige Analyse einer Lebensdauerermessung in ^{59}Ni



Erstgutachter: Prof. Dr. Peter Reiter
Zweitgutachter: Prof. Dr. Jan Jolie

Vorgelegt von:

Ramona Burggraf
Matrikelnummer 7335036
Köln, den 18.10.2021

Inhaltsverzeichnis

1	Motivation	5
2	Lebensdauermessungen	7
2.1	Lebensdauermessungen mit der RDDS-Methode	8
2.2	Experimente in ^{59}Ni	10
2.3	Experimente in ^{57}Fe	12
3	Vorbereitung des Experiments	13
3.1	Reaktion und Strahlenergie	13
3.2	Target	14
4	Experiment	16
4.1	Aufbau	16
4.2	Durchführung der Messung	18
5	Datenaufbereitung	20
5.1	Energiekalibrierung	20
5.2	Energieauflösung	22
5.3	Effizienzkalibrierung	23
5.4	Distanzeichung	24
5.5	Intensitätsnormalisierung	25
5.6	Vorbereitung der Daten für die Lebensdaueranalyse	27
6	Vorläufige Lebensdaueranalyse in ^{59}Ni	30
6.1	Identifikation der Peaks	30
6.2	Koinzidenz-Gates	31
6.3	Bestimmung der Geschwindigkeit der Kerne	33
6.4	Bestimmung der Lebensdauer	34
6.5	Vergleich mit Literaturwerten	37

7 Zusammenfassung und Ausblick	39
Literatur	41
Abbildungsverzeichnis	44
Tabellenverzeichnis	45

1 Motivation

Schon in den frühen 1930er-Jahren wurde festgestellt, dass Atomkerne mit bestimmten Neutronen- bzw. Protonenzahlen stabiler sind als andere. Diese sind die *magischen Zahlen*: 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126. Eine theoretische Beschreibung für dieses Phänomen liefert das nukleare Schalenmodell, welches die Nukleonen in einem quantenmechanischen Potenzial beschreibt. Um insbesondere die höheren magischen Zahlen erklären zu können, muss neben der Wahl eines geeigneten Potenzials auch die Spin-Bahn-Wechselwirkung betrachtet werden. Dies wurde erstmals 1949 unabhängig voneinander von M. Goeppert-Mayer [1] und O. Haxel, J.H.D. Jensen und H.E. Suess [2] veröffentlicht.

Neben zugänglichen Observablen wie der Energie, Spin und Parität, ist die Übergangswahrscheinlichkeit eine entscheidende Größe zur Beschreibung angeregter Zustände des Atomkerns. Sie beschreibt für γ -Zerfälle die Wahrscheinlichkeit, mit der ein Übergang einer bestimmten Multipolarität λ stattfindet und variiert für verschiedene Kerne. Die Untersuchung der Lebensdauern angeregter Zustände von Atomkernen liefert Rückschlüsse auf die reduzierten Übergangswahrscheinlichkeiten, und dadurch auf die Schalenstruktur der Kerne. Moderne Schalenmodellrechnungen versuchen diese Schalenstruktur immer präziser zu bestimmen, indem verschiedene Annahmen über die bevölkerten Orbitale getroffen werden. Ihre Ergebnisse weisen Unterschiede zueinander auf, weshalb der kontinuierliche Vergleich mit experimentellen Daten notwendig ist, um die Güte dieser Vorhersagen zu überprüfen.

Moderne Schalenmodellrechnungen sagen neben den Schalenabschlüssen bei den magischen Zahlen noch weitere Unterschalenabschlüsse voraus, so zum Beispiel bei $N=32$. Aufgrund der Nähe zu ebendiesem Unterschalenabschluss bei $N=32$ werden in dieser Arbeit Kerne mit einer Neutronenzahl von $N=31$ betrachtet. In Abbildung 1 sind die Ergebnisse verschiedener Schalenmodellrechnungen für die Isotone mit $N=31$ aufgetragen [3].

Um bessere Aussagen über die Übereinstimmung der verschiedenen Schalenmodellrechnungen mit den experimentellen Ergebnissen treffen zu können, ist es essentiell, dass die experimentell bestimmten Werte möglichst genau bekannt sind. Wie Abbildung 1 zu entnehmen ist, unterliegen die experimentell bestimmten Übergangsstärken des $5/2^-$ -Zustands

im $Z=28$ Kern ^{59}Ni und des $9/2^-$ -Zustands in sowohl ^{59}Ni als auch im $Z=26$ Kern ^{57}Fe großen experimentellen Unsicherheiten. Deshalb ist eine genauere Bestimmung dieser Übergangsstärken von großem Interesse. Da die Lebensdauern der jeweiligen Zustände abhängig sind von den Übergangsstärken, beschäftigt sich diese Arbeit mit der Bestimmung von ebendiesen Lebensdauern.

Es wird ein am Kölner Tandem-Beschleuniger durchgeführtes Fusionsverdampfungsexperiment beschrieben, bei dem ein ^{51}V -Target mit einem ^{12}C -Strahl bei einer Strahlenergie von 55 MeV beschossen wurde.

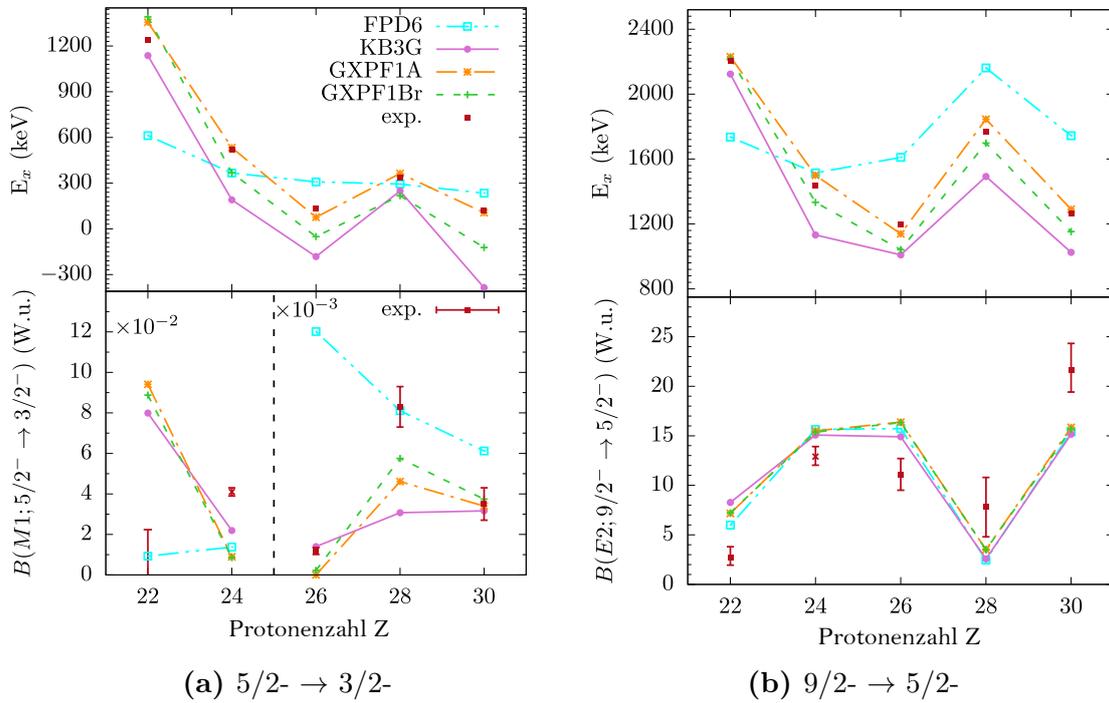


Abbildung 1: Vergleich der experimentellen und berechneten Übergangsstärken und Anregungsenergien der Übergänge $5/2^- \rightarrow 3/2^-$ bzw. $9/2^- \rightarrow 5/2^-$ entlang der $N=31$ Isotonenkette ausgehend von $Z=22$ bis hin zu $Z=30$. Graphik entnommen aus Ref. [3] und bearbeitet.

Der Fokus des Experiments liegt auf den Reaktionsprodukten ^{59}Ni und ^{57}Fe . Das untersuchte ^{59}Ni besitzt 28 Protonen und 31 Neutronen und liegt somit nah am Unterschalenabschluss $N=32$, außerdem am magischen Schalenabschluss $Z=28$. Es wird der erste angeregte $5/2^-$ Zustand von ^{59}Ni bei 339.418(12) keV untersucht, dessen Lebensdauer im Rahmen dieser Arbeit mit der RDDS-Methode vorläufig bestimmt wird. Des Weiteren wird im Folgenden auch auf ^{57}Fe eingegangen, welches 26 Protonen und 31 Neutronen besitzt.

2 Lebensdauermessungen

Lebensdauern angeregter nuklearer Zustände variieren zwischen 10^{-20} Sekunden bei kurzlebigen angeregten Zuständen und bis zu 10^{15} Jahren bei sehr langlebigen Radioisotopen [4]. Für die experimentelle Bestimmung dieser Lebensdauern gibt es daher eine Reihe unterschiedlicher Möglichkeiten abhängig von der Lebensdauer des zu untersuchenden Zustandes. Die Lebensdauer eines angeregten Zustandes steht in direkter Verbindung zur Übergangswahrscheinlichkeit zweier Zustände. Diese ist definiert durch [5]:

$$B(\sigma\lambda, I_i \rightarrow I_f) = \frac{1}{2I_i + 1} \left| \langle \Psi_f || M(\sigma\lambda) || \Psi_i \rangle \right|^2 \quad (2.1)$$

mit λ der Multipolarität des Übergangs, I dem Gesamtdrehimpuls des Ausgangszustands $|\Psi_i\rangle$ beziehungsweise des Endzustands $|\Psi_f\rangle$, $\langle \Psi_f || M(\sigma\lambda) || \Psi_i \rangle$ dem reduzierten Matrixelement mit dem elektromagnetischen Multipoloperator $M(\sigma\lambda)$ und der Art des Übergangs σ ($\sigma = M$ für einen magnetischen beziehungsweise $\sigma = E$ für einen elektrischen Übergang). Die Lebensdauer eines angeregten Zustands τ lässt sich aus der reduzierten Übergangswahrscheinlichkeit bestimmen. Es gilt:

$$\tau(I_i) = \left(\sum_{I_f} \sum_{\lambda} T(\sigma\lambda; I_i \rightarrow I_f) [1 + \alpha(\lambda)] \right)^{-1} \quad (2.2)$$

mit dem Übergangskoeffizienten $\alpha(\lambda)$. Für $T(\sigma\lambda; I_i \rightarrow I_f)$ gilt:

$$T(\sigma\lambda; I_i \rightarrow I_f) = \frac{8\pi(\lambda + 1)}{\lambda[(2\lambda + 1)!!]^2} \frac{1}{\hbar} \left(\frac{E_\gamma}{\hbar c} \right)^{2\lambda+1} \cdot B(\sigma\lambda; I_i \rightarrow I_f) \quad (2.3)$$

Grundsätzlich gibt es zwei Arten, die Lebensdauern angeregter Zustände von Atomkernen zu bestimmen: direkt und indirekt. Während direkte Messmethoden die Lebensdauern der Zustände direkt bestimmen, werden bei den indirekten Messmethoden die Übergangsstärken bestimmt.

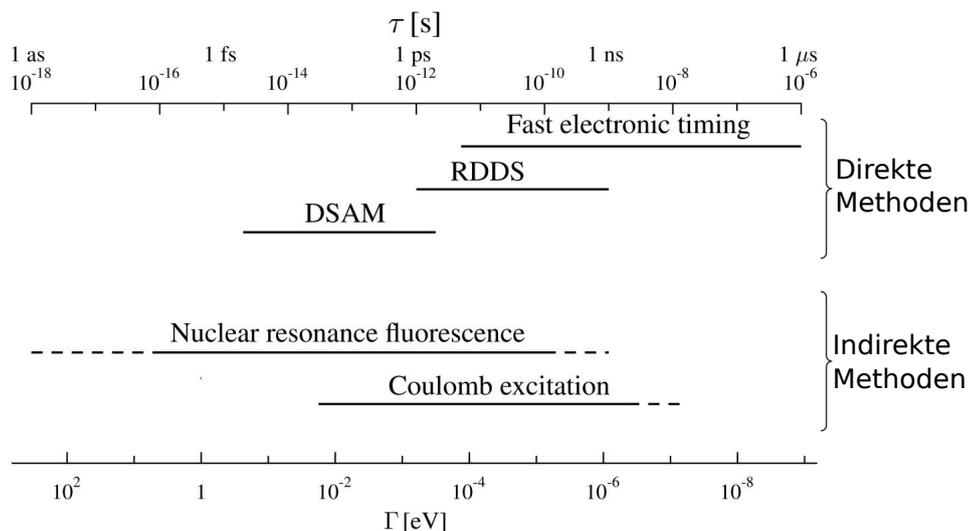


Abbildung 2: Übersicht über direkte und indirekte Methoden zur Bestimmung nuklearer Lebensdauern zwischen 10^{-18} und 10^{-6} Sekunden, aufgeteilt in direkte und indirekte Methoden, freundlicherweise zur Verfügung gestellt von S.Prill [6].

Mit auf dem Doppler-Effekt basierenden Methoden können Lebensdauern in Größenordnungen von Femto- bis einigen hundert Picosekunden bestimmt werden. Für die Untersuchung von Lebensdauern im Subpicosekundenbereich bietet sich beispielsweise die Doppler Shift Attenuation Methode (DSAM) an [5].

Hierbei werden Atomkerne durch einen Ionenstrahl in einer Targetfolie angeregt. Durch den Rückstoß bewegen sich diese Kerne aus der Targetfolie heraus und werden in dem direkt an das Target angebrachtem Backing abgebremst. Befindet sich der Kern während des Abregens in Bewegung, so ist die Energie des emittierten γ -Quants Doppler-verschoben. Die Doppler-Verschiebung ist dabei abhängig von der Geschwindigkeit des Kerns zum Zeitpunkt der Abregung. Aus der teilweise Doppler-verschobenen Linienform des Übergangs kann die Lebensdauerinformation extrahiert werden.

2.1 Lebensdauermessungen mit der RDDS-Methode

Für die Messung einer Lebensdauer im Bereich von einigen wenigen bis zu mehreren hundert Picosekunden ist die Recoil Distance Doppler-Shift Methode (kurz: RDDS-Methode) am besten geeignet. Sie ist eine andere auf dem Doppler-Effekt basierende Methode zur Bestimmung der Lebensdauern angeregter Zustände. Vorherige Messungen ergeben eine

mittlere Lebensdauer von $\tau = 98(12)$ ps für den zu untersuchenden ersten angeregten $5/2^-$ -Zustand von ^{59}Ni (siehe Abschnitt 2.2), weswegen im Rahmen dieser Arbeit ein RDDS-Experiment durchgeführt wurde.

Die angeregten Atomkerne werden in einer dünnen Targetfolie durch eine Kernreaktion erzeugt. Durch die Rückstoßenergie werden sie aus der Folie herausgeschlagen und fliegen durch Vakuum, bis sie nach einer bekannten Distanz x auf die Stopper-Folie treffen, wo sie innerhalb der Zeit t_s abgestoppt werden, siehe Abbildung 3.

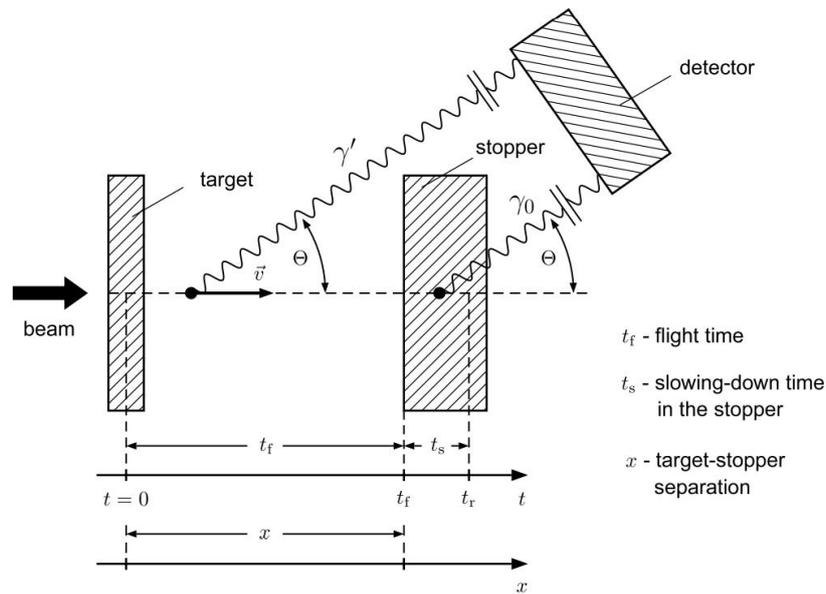


Abbildung 3: Schematische Darstellung der RDDS-Methode, entnommen aus Ref. [7]. Die Doppler-Verschiebung resultiert aus der Emission von γ -Quanten während des Flugs. Hingegen sind die beobachteten γ -Linien aus bereits gestoppten Rückstoßkernen unverschoben.

Regt sich der angeregte Atomkern im Flug ab, wird mit einem geeigneten Detektoraufbau zum Nachweis der γ -Energie in Vorwärts- oder Rückwärtsrichtung eine Doppler-Verschiebung der Energie des bei der Abregung emittierten γ -Quants beobachtet. Mit der vereinfachten Annahme einer infinitesimal kleinen Abstoppzeit der Rückstoßkerne t_s in der Stopperfolie lassen sich im Spektrum zwei Peaks erkennen, ein geshifteter, also Doppler-verschobener, und ein nicht geshifteter Peak. Ob die geshiftete Energie höher oder geringer ist als die ungeschiftete ist davon abhängig, ob sich der Detektor, mit dem das Spektrum aufgenommen wird, unter Vorwärts- oder Rückwärtswinkeln zum Geschwindigkeitsvektor der Rückstoßkerne befindet. Die Energie des Doppler-verschobenen γ -Quants lässt sich folgendermaßen

berechnen [7]:

$$E_\gamma = E_0 \cdot \frac{\sqrt{1 - \beta^2}}{1 - \beta \cos(\theta)} \stackrel{v \ll c}{\approx} E_0 \cdot (1 + \beta \cdot \cos(\theta)) \quad (2.4)$$

wobei $\beta = \frac{v}{c}$, E_γ die Energie des geshifteten γ -Quants, E_0 die Energie des ungeschifteten γ -Quants und θ der Winkel zwischen dem Geschwindigkeitsvektor des Rückstoßkerns und der Emissionsrichtung des γ -Quants ist.

Die in dieser Arbeit verwendete Methode zur Analyse der gewonnenen RDDS-Messdaten ist die Differential Decay Curve Method (DDCM) [7]. Sie unterscheidet zwischen der Analyse von Single-Spektren und Koinzidenz-Analysen. In dieser Arbeit wurde eine $\gamma\gamma$ -Koinzidenz-Analyse durchgeführt. Dabei wird ein Koinzidenz-Gate auf einen bestimmten Energiebereich gesetzt und nur jene γ -Quanten betrachtet, welche koinzident zu diesem Energiebereich gemessen wurden. Dies hat den Vorteil, dass alle vorherigen fütternden Zustände in die Analyse nicht mehr miteinbezogen werden müssen. Es kann dabei entweder auf den fütternden oder den entvölkernden Übergang gesetzt werden. Wird das Gate wie in dieser Arbeit auf den fütternden Übergang gesetzt, werden nur der Übergang von Interesse und der direkt fütternde Übergang betrachtet.

Die ungeschiftete Komponente des fütternden Übergangs liefert keine Information über die Lebensdauer des Übergangs des zu untersuchenden Zustands, da in diesem Fall alle Kerne bereits gestoppt sind. Für die tatsächliche Analyse der Lebensdauer wird das Gate auf die geshiftete Komponente des fütternden Zustandes gesetzt. Die Lebensdauer τ lässt sich dann für jeden einzelnen Abstand x berechnen aus [7]:

$$\tau(x) = \frac{\{B_s, A_u\}(x)}{\frac{d}{dx}\{B_s, A_s\}(x)} \cdot \frac{1}{v} \quad (2.5)$$

wobei $\{B_s, A_u\}$ die Intensität des ungeschifteten Peaks des zu untersuchenden Übergangs A bei Gate auf die geshiftete Komponente des fütternden Übergangs B und $\{B_s, A_s\}$ dementsprechend die Intensität des geshifteten Peaks von Übergang A bei gleichem Gate wie zuvor ist. Detailliertere Informationen über die verwendete Methode sind in Ref. [7–10] zu finden.

2.2 Experimente in ^{59}Ni

^{59}Ni ist mit 28 Protonen und 31 Neutronen nur 3 Neutronen vom doppeltmagischen $Z=N=28$ Schalenabschluss und ein Neutron vom in bestimmten Kernen beobachteten $N=32$

Unterschalenabschluss entfernt. Bisher wurde eine große Anzahl an Untersuchungen in ^{59}Ni durchgeführt, allerdings sind nur wenige Messungen von Lebensdauern angeregter Zustände veröffentlicht. Eine Zusammenstellung aller Experimente bis zum Jahr 2002 findet sich in Ref. [11]. Die Lebensdauer des ersten angeregten $5/2^-$ -Zustands von ^{59}Ni bei $E = 339.418(12)$ keV wurde bisher in zwei Messungen bestimmt, welche beide in den 1970er-Jahren durchgeführt wurden und große experimentelle Ungenauigkeiten besitzen. Die Ergebnisse dieser Messungen sind in Tabelle 1 dargestellt.

Tabelle 1: Lebensdauern des ersten $5/2^-$ -Zustandes von ^{59}Ni bei $E = 339.418(12)$ keV. Außerdem das im National Nuclear Data Center (NNDC) des Brookhaven National Laboratory hinterlegte gewichtete Mittel dieser Messungen.

Autor	Reaktion & Methode	Lebensdauer τ in ps
Hutton <i>et al.</i> (1973) [12]	$^{56}\text{Fe}(\alpha, n\gamma)^{59}\text{Ni}$, RDM	120 ± 20
White <i>et al.</i> (1976) [13]	$^{59}\text{Co}(p, n)^{59}\text{Ni}$, Pulsed beam	93 ± 10
NNDC [14]		98 ± 12

Im Experiment von Hutton *et al.* [12] aus dem Jahre 1973 wurde ein ^{56}Fe -Target mit einem Strahl aus α -Teilchen mit einer Strahlenergie von 8.5 MeV bestrahlt, die Reaktionsgleichung lautet $^{56}\text{Fe}(\alpha, n\gamma)^{59}\text{Ni}$. Bestimmt wurde die Lebensdauer mit der Recoil-Distance Methode (RDM). Sie basiert wie auch die RDDS-Methode (siehe Abschnitt 2.1) auf der Doppler-Verschiebung der Energien von im Flug emittierten γ -Quanten im Vergleich zu den nicht Doppler-verschobenen, gestoppten γ -Quanten. Durch die limitierte Energieauflösung und die niedrige Geschwindigkeit der Rückstoßkerne konnte die Lebensdauer nicht durch Messung der geshifteten und ungeschifteten Komponente bestimmt werden. Stattdessen wurde der Mittelpunkt der Energie bei verschiedenen Abständen zwischen Target und Stopperfolie bestimmt und darüber auf die Lebensdauer geschlossen. Der relative Fehler der bestimmten Lebensdauer beträgt 17%.

Bei dem Experiment von White *et al.* [13] von 1976 handelt es sich um eine Pulsed beam Messung. Das heißt der Protonenstrahl wurde gepulst, mit einer Rate von 1 MHz. Es wurde neben anderen Reaktionen die Reaktion $^{59}\text{Co}(p, n)^{59}\text{Ni}$ gemessen, aus deren Messdaten die obige Lebensdauer bestimmt wurde. Der relative Fehler der in dieser Messung bestimmten Lebensdauer liegt bei 11%.

Bei beiden Messungen wurden Lithium-gedriftete Germaniumdetektoren (Ge(Li)-Detektoren) verwendet, welche in ihren Eigenschaften den heutzutage gebräuchlicheren, und auch in

dem in dieser Arbeit beschriebenen Experiment verwendeten, hochreinen Germanium-detektoren (auch HPGe-Detektoren) stark ähneln. Im Gegensatz zu Ge(Li)-Detektoren bestehen HPGe-Detektoren aus reinem Germanium, weshalb sie schneller herzustellen sind. Außerdem müssen HPGe-Detektoren nur bei Verwendung gekühlt werden, wohingegen Ge(Li)-Detektoren ständig auf einer Temperatur von 78 K gehalten werden müssen [15]. Auch die Lebensdauer des ersten $9/2^-$ -Zustands von ^{59}Ni , welcher bei $E = 1767.44(6)$ keV liegt, wurde in vorherigen Messungen bestimmt. Im bereits genannten Experiment von Hutton *et al.* wurde sie auf <1 ps eingegrenzt. Weitere Experimente von Pichevar *et al.* [16] im Jahre 1974 und Mittal *et al.* [17] im Jahre 1983 ermittelten eine Lebensdauer von $0.8(3)$ ps (Fehler aufgrund des Fehlers des Stoppings nachträglich von (1) auf (3) erhöht) beziehungsweise $1.2(5)$ ps. Bei dem von Pichevar *et al.* durchgeführten Experiment handelt es sich um eine $^{56}\text{Fe}(\alpha, n\gamma)^{59}\text{Ni}$ -Reaktion. Mittal *et al.* nutzten als Reaktion $^{59}\text{Co}(p, n\gamma)^{59}\text{Ni}$. Alle drei Experimente haben die Lebensdauer des ersten $9/2^-$ -Zustands mit der DSA-Methode bestimmt.

2.3 Experimente in ^{57}Fe

Wie bereits in Abschnitt 1 dargelegt, ist auch der erste $9/2^-$ -Zustand von ^{57}Fe ($N=31$, $Z=26$) bei $E = 1197.81(13)$ keV von großem Interesse. Die Lebensdauer dieses Zustands wurde in einem früheren Experiment von Nathan *et al.* [18] im Jahre 1978 bestimmt. Es handelt sich um die Reaktion $^{48}\text{Ca}(^{13}\text{C}, 4n)^{57}\text{Fe}$. Ermittelt wurde eine Lebensdauer von $\tau = 4.2$ ps mit RDM. Die Messungenauigkeit der Lebensdauer wurde erst mit 0.5 ps angegeben; nachträglich wurde sie auf 0.6 ps korrigiert.

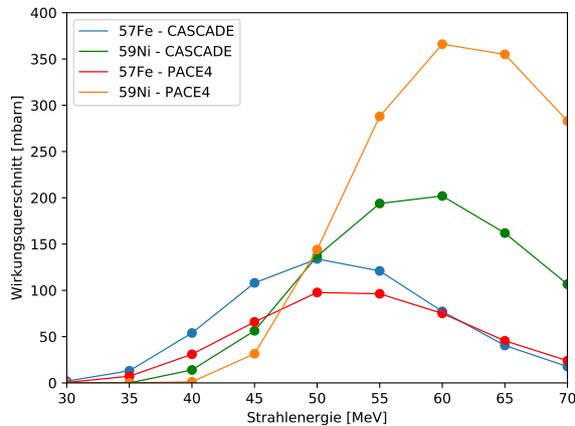
Alle genannten Lebensdauern sowohl von ^{59}Ni als auch von ^{57}Fe besitzen recht hohe Fehler, wie schon in Abschnitt 1 erwähnt. Ziel dieses Experiments ist es nun, diese Lebensdauern genauer zu bestimmen, um bessere Vergleiche mit Schalenmodellrechnungen ziehen zu können.

3 Vorbereitung des Experiments

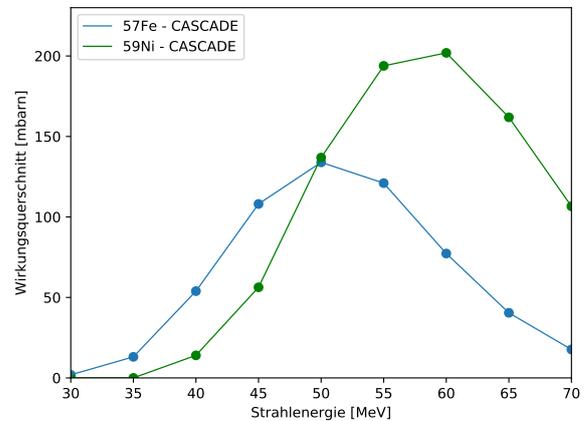
3.1 Reaktion und Strahlenergie

Es wurde ein ^{12}C -Strahl auf ein ^{51}V -Target geschossen, wobei der Compoundkern ^{63}Cu gebildet wird. Für die Bevölkerung der Kerne ^{59}Ni und ^{57}Fe wurden ein Proton und 3 Neutronen, beziehungsweise ein Proton, ein Neutron und ein α -Kern verdampft.

Um die optimale Strahlenergie zu finden, wurden die Wirkungsquerschnitte der durch die Reaktion bevölkerten Kerne mittels zweier Programme berechnet. Es wurden die Programme CASCADE [19] und PACE4 [20] verwendet, welche die Wirkungsquerschnitte aller bei Fusionsverdampfungsreaktionen bevölkerten Kerne für verschiedene Energien berechnen.



(a) CASCADE & PACE4



(b) CASCADE

Abbildung 4: Wirkungsquerschnitte von ^{59}Ni und ^{57}Fe für die Fusionsverdampfungsreaktion aus einem ^{12}C -Strahl und einem ^{51}V -Target bei unterschiedlichen Strahlenergien, berechnet sowohl mit CASCADE als auch mit PACE4.

In Abbildung 4 sind die Ergebnisse der beiden Berechnungen dargestellt. ^{59}Ni und ^{57}Fe haben ihre höchsten Wirkungsquerschnitte bei unterschiedlichen Strahlenergien. Beide Programme liefern ähnliche Ergebnisse, wobei PACE4 höhere Wirkungsquerschnitte für

^{59}Ni und niedrigere für ^{57}Fe vorhersagt, als dies bei CASCADE der Fall ist. Wie im rechten Bild der Abbildung 4 besonders gut zu erkennen, liefern Strahlenergien von 50 MeV bis 60 MeV für beide Kerne – ^{59}Ni und ^{57}Fe – größte Wirkungsquerschnitte. Deshalb fiel die Entscheidung auf eine Strahlenergie von 55 MeV.

Das Programm CASCADE zeigt außerdem, dass in dieser Fusionsverdampfungsreaktion neben ^{59}Ni und ^{57}Fe noch weitere Atomkerne bevölkert werden. Die am stärksten bevölkerten Kerne sind in Tabelle 2 dargestellt.

Tabelle 2: Wirkungsquerschnitte der Kerne, welche in der Fusionsverdampfungsreaktion ^{12}C auf ^{51}V bei einer Strahlenergie von 55 MeV am stärksten populiert werden, berechnet mit CASCADE.

bevölkerteter Kern	Wirkungsquerschnitt σ [mb]	relativer Wirkungsquerschnitt [%]
^{59}Ni	193.87	17.75
^{60}Ni	165.10	15.12
^{56}Fe	156.28	14.31
^{57}Co	149.44	13.69
^{59}Co	134.81	12.35
^{57}Fe	121.02	11.08
^{56}Co	41.23	3.78
^{54}Mn	30.88	2.83
^{60}Co	30.35	2.78

3.2 Target

Wie bereits in Abschnitt 3.1 dargelegt, erweist sich ^{51}V als ein sinnvolles Target, da bei der Reaktion mit ^{12}C laut verschiedenen Rechnungen ^{59}Ni und ^{57}Fe mit hohem Wirkungsquerschnitt populiert werden. Aufgrund der verschiedenen Größenordnungen der für uns besonders interessanten Lebensdauern in ^{59}Ni und ^{57}Fe (siehe Abschnitt 1), wurde entschieden, während der Dauer des Experiments sowohl eine RDDS- als auch eine DSAM-Messung durchzuführen.

RDDS-Targets aus ^{51}V waren im Institut für Kernphysik vor der Planung des Experiments bereits vorhanden. Es handelt sich um selbsttragende Targets; das heißt, dass das ^{51}V nicht auf einem Backing aus einem anderen Material befestigt ist, sondern die Targetfolie ausschließlich aus ^{51}V besteht. Für DSAM-Targets bietet sich Vanadium ebenfalls an, da zum einen nur ein stabiles Vanadium-Isotop existiert und sich Vanadium zum anderen

leicht bedampfen lässt. Vanadium ist ein guter Wärmeleiter, was dieses zu einem guten Targetmaterial macht, da es sich bei Bestrahlung nicht so stark erhitzt.

Für die Bestimmung einer sinnvollen Targetdicke wurde betrachtet, dass das Target so dünn sein muss, dass kein zu großer Teil der Rückstoßkerne bereits in der Targetfolie abgestoppt werden. Allerdings muss die Folie auch dick genug sein, um eine möglichst große Reaktionsrate zu erlangen. Das in dem hier beschriebenen Experiment verwendete RDDS-Target hat eine Massenbelegung von $0.44 \frac{\text{mg}}{\text{cm}^2}$. Als Material für die Stopperfolie wurde ^{197}Au ausgewählt, da dieses eine hohe Massenzahl besitzt und deshalb für einen schnellen Abstoppprozess der Rückstoßkerne sorgt, was bei einem RDDS-Experiment wünschenswert ist. Verwendet wurde ein Stopper mit einer Massenbelegung von $8.0 \frac{\text{mg}}{\text{cm}^2}$.

Auch bei dem DSAM-Aufbau wurde entschieden, ^{197}Au als Backing zu verwenden. Um die Dicke des Backings festzulegen, wurde mit dem Programm PACE4 (bereits erwähnt in Abschnitt 3.1) die erwartete Geschwindigkeit v der angeregten Kerne bestimmt. Anschließend wurde mit dem Programm LISE++ [20] berechnet, nach welcher Distanz ^{59}Ni - beziehungsweise ^{57}Fe -Kerne in Gold vollständig abgestoppt werden. Dabei wurde mit der erwarteten Geschwindigkeit v der Rückstoßkerne die Massenbelegung berechnet und anschließend etwa 25% dazu addiert, damit sichergestellt wird, dass die Kerne vollständig abgestoppt werden. Es ergab sich eine Massenbelegung von Gold von mindestens $5.8 \frac{\text{mg}}{\text{cm}^2}$ bei einer Geschwindigkeit von 2,5% der Lichtgeschwindigkeit.

Es wurden insgesamt sechs verschiedene DSAM-Targets für das Experiment hergestellt. Bei drei Targets (Targets bezeichnet mit 1a, 2a und 3a) wurde das Gold auf das Vanadium aufgedampft, damit die Massenbelegung des ^{51}V möglichst genau bekannt ist. Tabelle 3 listet die vorhandenen Targets mit den jeweiligen Massenbelegungen von ^{51}V und ^{197}Au auf. Im Experiment wurde das Target 1a mit $0.32 \frac{\text{mg}}{\text{cm}^2}$ ^{51}V und $7.6 \frac{\text{mg}}{\text{cm}^2}$ ^{197}Au verwendet.

Tabelle 3: Zur Verfügung gestellte DSAM-Targets für das Experiment mit variierenden Massenbelegungen von ^{51}V und ^{197}Au . Verwendet wurde Target Nummer 1a.

Target Nummer	Dicke ^{51}V [$\frac{\text{mg}}{\text{cm}^2}$]	Dicke ^{197}Au [$\frac{\text{mg}}{\text{cm}^2}$]
1a	0.32	7.6
2a	0.39	7.5
3a	0.39	7.6
1	0.46	mind. 6.5
2	0.46	≈ 8.0
3	0.46	≈ 7.0

4 Experiment

Das Experiment wurde durchgeführt am Tandem-Beschleuniger der Universität zu Köln, bei dem der Kölner Koinzidenz-Plunger [8] verwendet wurde. Es handelt sich um eine Fusionsverdampfungsreaktion aus einem ^{12}C -Strahl auf ein ^{51}V -Target. Zur Detektion der emittierten γ -Quanten wurde eine Anordnung von elf hochreinen Germanium-Detektoren in zwei Detektorringen verwendet. Das Experiment fand in einem Zeitraum von 10 Tagen im Juni, Juli 2021 statt, wobei die RDDS-Messung acht Tage dauerte. Insgesamt wurden Messdaten für 15 verschiedene Abstände zwischen 16 und 815 μm aufgenommen. Anschließend wurde zwei Tage lang eine DSAM-Messung durchgeführt.

4.1 Aufbau

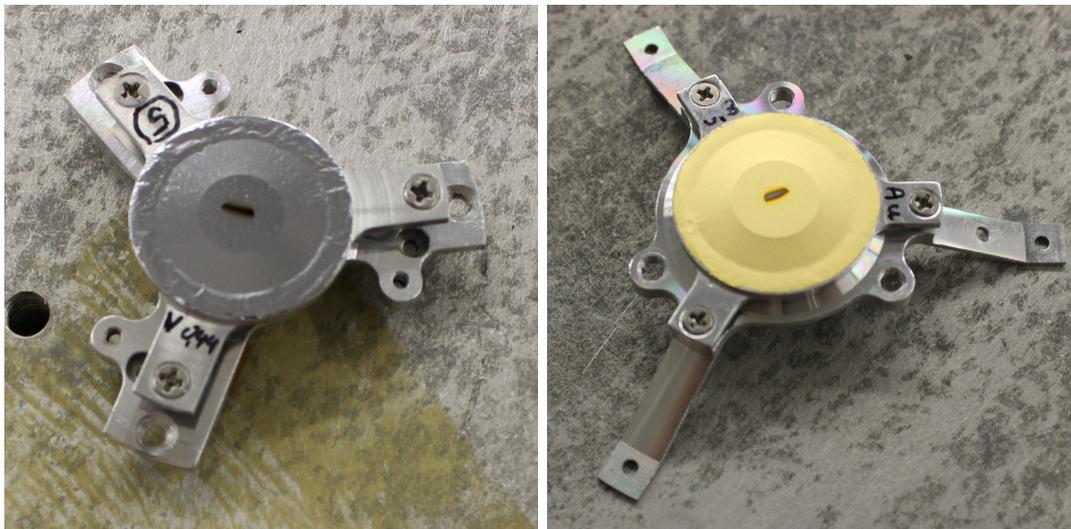
Die negativ geladenen Kohlenstoff-Ionen durchlaufen nach dem Austreten aus einer Ionenquelle den Kölner Tandembeschleuniger. Dort werden die ^{12}C -Ionen einfach negativ geladen. Den gewünschten Ladungszustand von 6+ erhalten sie in der Stripperfolie. Bei dem Kölner Tandembeschleuniger handelt es sich um eine Weiterentwicklung des Van-de-Graaff-Beschleunigers. Er basiert auf dem nach Robert Jemison Van de Graaff benannten Van-de-Graaff-Generator.

Er wird von zwei umlaufenden Ketten aus metallisch leitenden Körpern mit isolierenden Verbindungen, genannt Pelletron-Ketten, aufgeladen. Auf diese werden positive Ladungen aufgebracht und an einer zylinderförmigen Hochspannungselektrode abgestreift. Mit Hilfe einer Kohlenstoff-Folie, der Stripperfolie, werden einige Elektronen der Ionen abgestreift. Dadurch werden die Kohlenstoff-Ionen positiv geladen, wodurch diese von der positiven Elektrode abgestoßen und dadurch weiter beschleunigt werden. Umgeben ist der Aufbau von einem Isoliergas; im Falle des Kölner Tandembeschleunigers handelt es sich um SF_6 [21]. Die Fusionsverdampfungsreaktion findet in der Targetkammer des Kölner Koinzidenz-Plungers statt. Er besteht aus einer Target- und einer Stopperfolie, welche in den Aufbau gespannt werden. Zusätzlich lässt sich der Abstand zwischen Target und Stopper mit einem piezoelektrischem Motor einstellen; die möglichen Distanzen liegen im μm -Bereich. Der Stopper ist dabei fest in der Targetkammer montiert, während die Targetfolie entlang der

Strahlachse bewegt werden kann.

Der Abstand der beiden parallelen Folien wird mit Hilfe eines Feedbacksystems reguliert. Ein gepulstes Spannungssignal von 10 V wird an eine der Folien angelegt. Das Signal wird anschließend verstärkt und auf ein Rechtecksignal gestreckt. Ist dieses koinzident zu dem Auslösesignal des Impulsgeber, wird die eigentliche, von einem Multi-Kanal-Analysator aufgenommene Spannung $U(d)$ verglichen mit der Nennspannung, welche mit einer Plunger-Distanzkalibrierung bestimmt wird. Ist die Diskrepanz der beiden Spannungen zu groß, wird die Distanz korrigiert.

Die verwendete ^{51}V -Targetfolie hat eine Massenbelegung von $0.44 \frac{\text{mg}}{\text{cm}^2}$ und die ^{197}Au -Stopperfolie hat eine Massenbelegung von $8.0 \frac{\text{mg}}{\text{cm}^2}$.



(a) Vanadiumtarget

(b) Goldstopper

Abbildung 5: Bilder des verwendeten ^{51}V -Targets mit einer Massenbelegung von $0.44 \frac{\text{mg}}{\text{cm}^2}$ und des Stoppers aus ^{197}Au mit einer Massenbelegung von $8.0 \frac{\text{mg}}{\text{cm}^2}$. Die Fotos wurden nach dem Experiment aufgenommen, weshalb Verdunkelungen an den Stellen zu sehen sind, an denen der Strahl auf das Material traf.

Bestrahlt wird das Target mit einem ^{12}C -Strahl, welcher zuvor im Tandem-Beschleuniger auf eine Strahlenergie von 55 MeV beschleunigt wird. Der Ladungszustand der ^{12}C -Ionen beträgt 6+. Detektiert werden die emittierten γ -Quanten mit einer Anordnung von elf hochreinen Germanium-Detektoren, im Folgenden bezeichnet als HPGe(High Purity Germanium)-Detektoren. Die Detektoren befinden sich in zwei Detektorringen, wobei sechs HPGe-

Detektoren unter einem Winkel von 45° angeordnet sind, im Folgenden bezeichnet als Detektoren 6 bis 11. Die anderen fünf Detektoren befinden sich unter Rückwärtswinkeln unter 142.3° , die im Folgenden als Detektoren 1 bis 5 bezeichnet werden. In der Analyse werden die Detektoren in Vorwärtsrichtung als Detektorring 1 und die in Rückwärtsrichtung als Detektorring 2 bezeichnet.

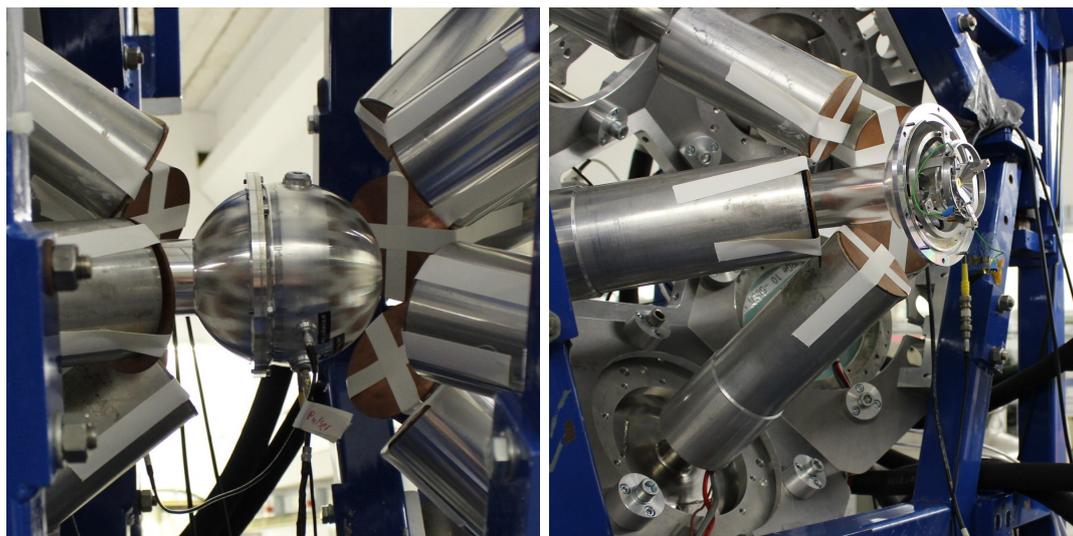


Abbildung 6: Fotos des Detektoraufbaus mit der Targetkammer in der Mitte der elf HPGe-Detektoren (links) und des Detektorrings in Rückwärtsrichtung, also einem Winkel von 142.3° , bei geöffneter Targetkammer (rechts).

Das bei der anschließenden DSAM-Messung verwendete Target besteht aus $0.32 \frac{\text{mg}}{\text{cm}^2} {}^{51}\text{V}$ und $7.6 \frac{\text{mg}}{\text{cm}^2} {}^{197}\text{Au}$ als Backing. Die Detektion der γ -Quanten erfolgt wie zuvor in der RDDS-Messung mittels elf HPGe-Detektoren in zwei Detektorringen.

4.2 Durchführung der Messung

Vom 22.06.2021 bis zum 29.06.2021 fand 8 Tage lang die RDDS-Messung der Fusionsverdampfungsreaktion von ${}^{12}\text{C}$ auf ${}^{51}\text{V}$ statt. Am Plungeraufbau wurden insgesamt 15 verschiedene Abstände zwischen Target und Stopper eingestellt: 1, 3, 5, 7, 10, 15, 20, 30, 50, 100, 200, 300, 400, 600 und 800 μm .

Der Grund für die vielen Abstände ist die Tatsache, dass sowohl kurzlebige als auch langlebige Lebensdauern in den populierten Kernen bestimmt werden sollen. So liegt die bisher bekannte Lebensdauer des langlebigen ersten $5/2^-$ -Zustandes in ${}^{59}\text{Ni}$ bei etwa 100 ps (siehe Abschnitt 2.2). Es sollen aber auch kurzlebige Lebensdauern im Bereich von $\tau \approx 4$ ps

bestimmt werden, wie zum Beispiel die Lebensdauer des ersten angeregten $9/2^-$ -Zustands in ^{57}Fe . Die größeren Abstände ab $200\ \mu\text{m}$ wurden aufgrund exzellenter Statistik der langlebigen Zustände nur kurz, etwa sieben Stunden lang gemessen. Die Messdauer der kleineren Abstände hingegen war länger, sie betrug zwischen elf und 16 Stunden.

Am 29.06.2021 fand ein Targetwechsel statt, wobei Target und Stopper der RDDS-Messung mit dem DSAM-Target ausgetauscht wurden. Die DSAM-Messung dauerte etwa zwei Tage und endete am 01.07.2021. Mit den Daten dieser Messung sollen kürzere Lebensdauern in ^{59}Ni mit $\tau < 1\ \text{ps}$, wie zum Beispiel die des ersten angeregten $9/2^-$ -Zustands, bestimmt werden können.

Zusätzlich wurde zu Beginn und am Ende des Experiments eine Kalibrationsmessung mit ^{226}Ra durchgeführt. Mit Hilfe der bei dieser Messung aufgenommenen Spektren wird sowohl die Energiekalibrierung der Detektoren (siehe Kapitel 5.1) als auch die Kalibrierung der Effizienz (siehe Kapitel 5.3) durchgeführt.

5 Datenaufbereitung

Bevor eine Lebensdauerbestimmung durchgeführt werden kann, müssen die gemessenen Daten aufbereitet werden. Zunächst wird eine Energiekalibrierung aller elf HPGe-Detektoren durchgeführt. Anschließend wird die Energieauflösung beider Detektorringe bestimmt, um die Energieabhängigkeit der Halbwertsbreite der Peaks zu bestimmen. Außerdem wird der Verlauf der relativen Effizienz der Detektorringe in Abhängigkeit der Energie ermittelt. Eine Distanzzeichnung wird durchgeführt, um den Offset der am piezoelektrischen Motor eingestellten Abstände zu bestimmen. Aufgrund unterschiedlicher Messzeiten und variierender Strahlströme müssen anschließend die gemessenen Intensitäten normiert werden. Sind diese Kalibrierungen durchgeführt, werden die Daten für die Analyse vorbereitet. Als erstes werden mit dem Code `nd_buildevents` [22] die Zeitspektren betrachtet, welche die Zeitdifferenzen konizidenter Signale der einzelnen HPGe-Detektoren in Referenz zu einem bestimmten Detektor darstellen. Aus den Rohdaten werden mit `nd_buildevents` Events gebaut, aus denen anschließend mit dem Sortiercode `SOCOv2` [23] $\gamma\gamma$ -Matrizen erstellt werden. Diese enthalten Informationen über koinzidente Ereignisse, das heißt γ -Quanten, welche zeitgleich mit anderen γ -Quanten im gleichen, oder einem anderen Detektorring detektiert werden.

5.1 Energiekalibrierung

Das verwendete Datenaufnahmesystem NuDAQ [24], welches auf dem Aufnahmesystem CoMPASS [25] basiert, speichert als Rohdaten die detektierten γ -Quanten in bestimmten Kanälen ab. Um mit diesen Informationen weiterarbeiten zu können, muss als erstes eine Energiekalibrierung durchgeführt werden. Dazu wird vor dem eigentlichen Experiment für etwa 15 Minuten eine ^{226}Ra -Quelle vor den Detektoren platziert.

In den gemessenen Spektren der Kalibrationsmessung sind mehrere Peaks zu erkennen, welche den Übergängen der Tochternuklide von ^{226}Ra entsprechen. Die Energien dieser Übergänge sind entnommen aus Ref. [26]; die Kanäle der Peakpositionen lassen sich exakt mit diesen Energien identifizieren. Für jeden der elf HPGe-Detektoren muss die Energiekalibrierung einzeln durchgeführt werden. Abbildung 7 zeigt das gemessene Spektrum

von Detektor 1. Die roten Linien markieren die siebzehn stärksten Übergänge der ^{226}Ra -Quelle, welche zur Kalibrierung verwendet wurden.

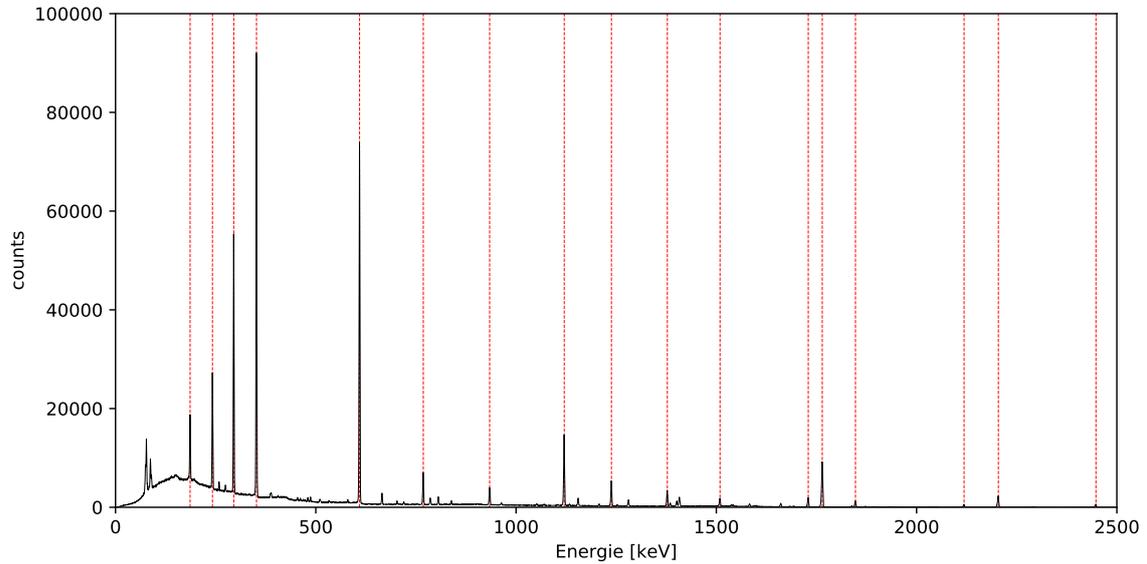


Abbildung 7: Bereits energiekalibriertes Spektrum der Eichmessung mit ^{226}Ra , aufgenommen mit Detektor 1. Die roten Linien markieren die aus Ref. [26] entnommenen und für die Kalibrierung verwendeten Übergänge von ^{226}Ra .

Die Energien der Peaks werden gegen die entsprechenden Kanalzahlen aufgetragen und eine quadratische Funktion wird angefitet. Dies wird für jeden Detektor separat durchgeführt. Abbildung 8 zeigt die Peakenergien gegen die Kanalzahl aufgetragen und den quadratischen Fit für Detektor 1. Es lässt sich ein nahezu linearer Verlauf erkennen.

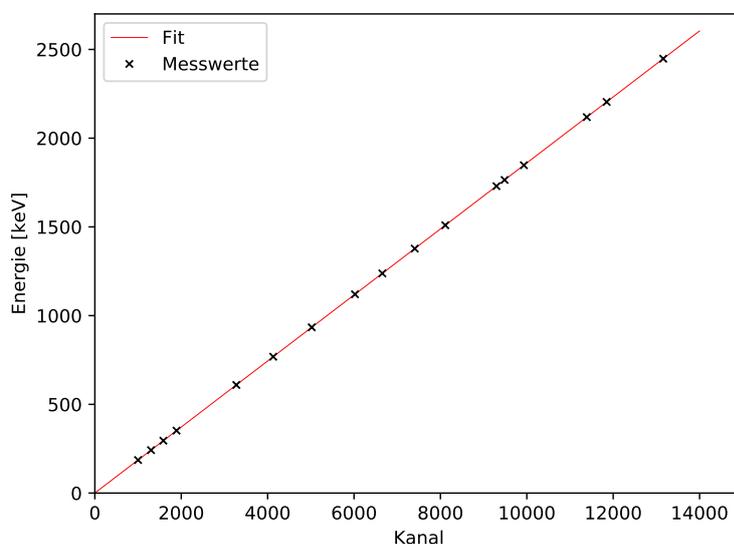


Abbildung 8: Energie der Peaks der Kalibrationsmessung gegen die Kanalzahl aufgetragen, außerdem der Fit der Energiekalibrierung, beispielhaft für Detektor 1.

Nicht nur vor dem eigentlichen Experiment, sondern auch danach wurde eine Kalibrationsmessung mit ^{226}Ra durchgeführt. Für eine weitere Bewertung der Energiekalibrierung werden einzelne Single-Spektren einzelner Subruns für jeden Detektor zu Beginn und zum Ende des Experimentes verglichen. Betrachtet werden die Energien der Peaks, um eventuelle zeitliche Verschiebungen der Energien in Abhängigkeit der Kanalzahl zu finden. Diese Abweichungen sind ein häufig auftretendes Phänomen der HPGe-Detektoren und beeinträchtigen deren Energieauflösung, weshalb die zeitlichen Verschiebungen korrigiert werden müssen. Da die auftretenden Verschiebungen lediglich bei Energien über 2 MeV Relevanz zeigen, kann auf eine zeitliche Komponente in der Energiekalibrierung verzichtet werden. Insbesondere ist die Zerfallsenergie des in dieser Arbeit untersuchten $5/2^-$ -Zustands in ^{59}Ni mit etwa 340 keV so gering, dass keine Auswirkungen festgestellt werden können.

5.2 Energieauflösung

Die Energieauflösung eines Detektors ist durch die Halbwertsbreite (FWHM) der Peaks bestimmt; je kleiner die Halbwertsbreite, desto besser ist die Auflösung. Die Halbwertsbreite ist theoretisch proportional zur Wurzel der Energie [27]. Für jeden der zur Kalibrierung verwendeten Übergänge der Tochternuklide von ^{226}Ra wird die Halbwertsbreite des Peaks

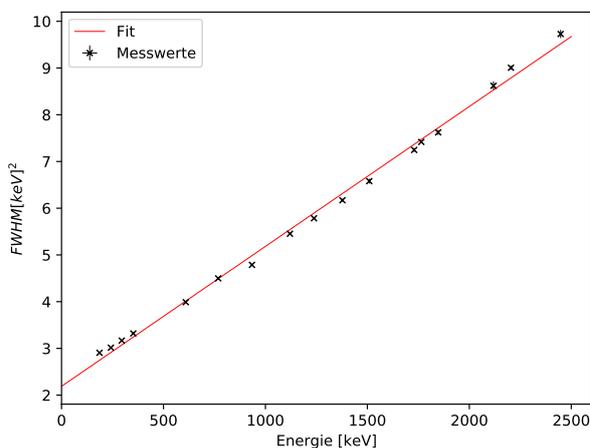
bestimmt. Dies wird für beide Detektorringe durchgeführt. Es ergeben sich folgende Werte für diese Wurzelabhängigkeit:

$$\text{Vorwärtswinkel: FWHM}(E) = 0.039(1) \cdot \sqrt{E} + 1.072(45) \quad (5.1)$$

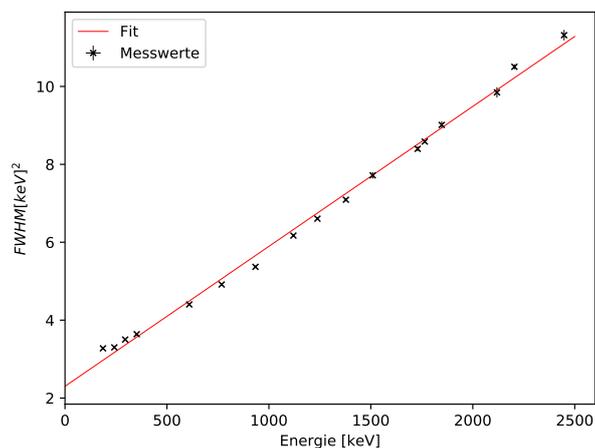
$$\text{Rückwärtswinkel: FWHM}(E) = 0.044(2) \cdot \sqrt{E} + 1.073(54) \quad (5.2)$$

wobei Energie und Halbwertsbreite in keV angegeben werden.

Diese Wurzelabhängigkeit lässt sich graphisch darstellen, indem das Quadrat der Halbwertsbreite gegen die Energie aufgetragen wird. Die Werte verlaufen annähernd linear. Zur Verdeutlichung dieses linearen Verlaufs wurde eine Gerade an die Werte gefittet.



(a) Detektorring in Vorwärtsrichtung



(b) Detektorring in Rückwärtsrichtung

Abbildung 9: Energieauflösung der beiden Detektorringe. Die Halbwertsbreite hat eine Wurzelabhängigkeit von der Energie, weshalb das Quadrat der Halbwertsbreite in Abhängigkeit der Energie einen linearen Verlauf aufweist.

5.3 Effizienzkalibrierung

Mit Hilfe der Kalibrationsmessung mit ^{226}Ra wird außerdem eine Effizienzkalibrierung durchgeführt. Die Effizienz der γ -Detektion der HPGe-Detektoren ist abhängig von der Energie. Bei der Kalibrierung wird nun für beide Detektorringe die Intensität der in Abbildung 7 erkennbaren Peaks der Kalibrationsmessung mit ^{226}Ra bestimmt. Anschließend werden diese experimentell bestimmten Intensitäten durch die aus Ref. [26] entnommenen natürlichen relativen Intensitäten geteilt, um die experimentellen relativen Intensitäten der

Peaks zu bestimmen.

Der Verlauf der experimentellen relativen Intensitäten der 17 Peaks für beide Detektorringe ist in Abbildung 10 zu sehen. An die Messwerte wurde jeweils eine doppelte Exponentialfunktion angefitet. Der Wert der kleinsten Energie wurde nicht mitgefittet, da der Verlauf des Fits im Bereich weit unter $E = 339 \text{ keV}$ für die Lebensdauerbestimmung des ersten $5/2^-$ -Zustands von ^{59}Ni nicht relevant ist. Der Fit beschreibt die Energieabhängigkeit der Detektoreffizienz.

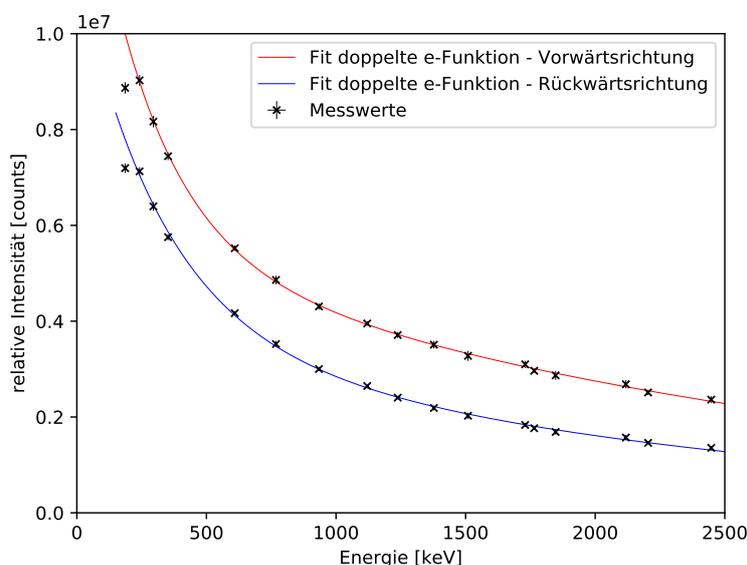


Abbildung 10: Effizienzkalibrierung für die Detektorringe in Vorwärts- und Rückwärtsrichtung. Der Verlauf der relativen Intensität gegen die Energie wurde mit einer doppelten e-Funktion gefittet.

5.4 Distanzeichung

Die Distanz zwischen Target und Stopper wurde mit einem piezoelektrischen Motor am Plunger eingestellt (siehe Abschnitt 4.2). Bei den am Gerät einstellbaren Distanzen handelt es sich nicht um absolute Distanzen, sondern um relative Distanzen, weshalb eine Distanzeichung durchgeführt werden muss. Deshalb wurden zur Eichung verschiedene Distanzen eingestellt und die am Gerät ausgelesenen Spannungen notiert. Um den Offset, also die Diskrepanz zwischen relativer und absoluter Distanz zu bestimmen, wurden die inversen Spannungen gegen die relativen Distanzen aufgetragen. Zu kleinen Distanzen hin lässt sich ein linearer Verlauf erkennen. Die Nullstelle der angefiteten Gerade entspricht dem Offset,

dessen Betrag auf die relativen Distanzen addiert werden muss, um die absoluten Distanzen zu erhalten.

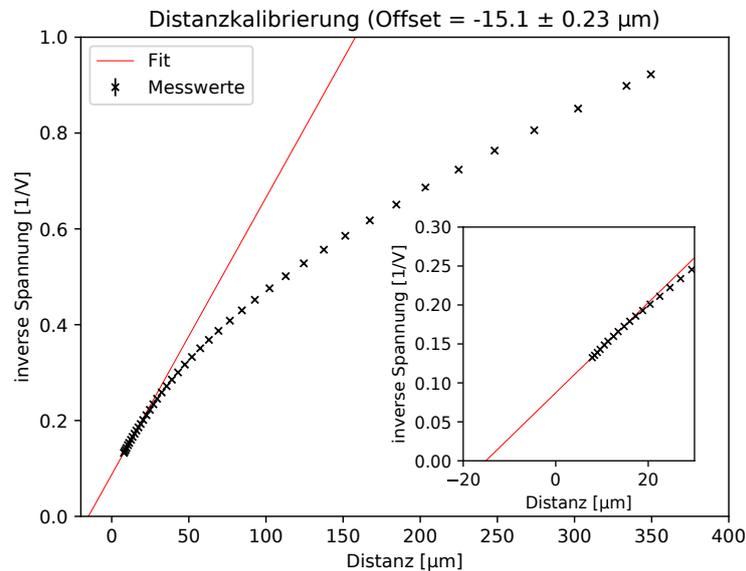


Abbildung 11: Distanzkalibrierung des Plungers. Die inversen Spannungen am piezoelektrischen Motor sind gegen die relativen Distanzen aufgetragen. Eine lineare Extrapolation ergibt ein Offset von $-15.1 \pm 0.23 \mu\text{m}$.

5.5 Intensitätsnormalisierung

Aufgrund unterschiedlich langer Messzeiten der verschiedenen Abstände und einem leicht variierenden Strahlstrom sind auch die Intensitäten der unterschiedlichen Messungen verschieden. Je länger die Messung, desto mehr Statistik ist vorhanden. Um die Intensitäten der geshifteten und ungeschifteten Peaks aller Abstände trotzdem sinnvoll vergleichen zu können wird eine Intensitätsnormalisierung durchgeführt. Dabei werden die Intensitäten bestimmter Peaks bei allen Abständen betrachtet. Relevant ist dies später für die eigentliche Lebensdauerbestimmung, da bei dieser die Intensitäten der geshifteten beziehungsweise ungeschifteten Peaks des zu untersuchenden Übergangs verwendet werden.

Für die Auswahl der Übergänge, die für die Intensitätsnormalisierung verwendet werden, bieten sich insbesondere solche Kerne an, in die beim Experiment kein radioaktiver Zerfall stattfindet. Da sich die am stärksten kommenden Peaks in den gemessenen Spektren ^{60}Ni zuordnen lassen (siehe Abschnitt 6.1), liegt es nahe, diese für die Intensitätsnormalisierung zu verwenden. Sowohl ^{60}Cu als auch ^{60}Co zerfallen per β -Zerfall in ^{60}Ni . Zwar wurde mit

CASCADE ein Wirkungsquerschnitt von knapp 30 mb für die Bevölkerung von ^{60}Co berechnet, allerdings lassen sich im Spektrum keine Übergänge von ^{60}Co finden. Auch ^{60}Cu wird in diesem Experiment nicht bevölkert. Daher wurden die in ^{60}Ni gemessenen Übergänge für die Normalisierung verwendet.

Das Gate wird sowohl auf die ungeschiftete als auch auf die geschiftete Komponente des $2^+ \rightarrow 0^+$ Übergangs bei $E = 1333\text{ keV}$ gesetzt. Die beiden größten Peaks werden auf ihre Intensität hin ausgewertet: der $4^+ \rightarrow 2^+$ Übergang bei $E = 1173\text{ keV}$ und der $7^- \rightarrow 6^+$ Übergang bei $E = 1083\text{ keV}$.

Für die beiden ausgewählten Übergänge werden für jeden Abstand jeweils die Intensitäten der geschifteten beziehungsweise ungeschifteten Peaks bestimmt und anschließend aufaddiert. Dies wird für alle Detektorring-Kombinationen, also alle vier Kombinationen von Gate und Analyse auf einen der beiden Detektorringe, durchgeführt. Insgesamt ergibt dies pro Abstand acht Werte für die Intensitäten, wobei einer der Werte nicht für die Normalisierung verwendet wurde. Berechnet werden daraus die Normalisierungsfaktoren für jeden der sieben Gesamtpeakintensitäten. Anschließend wird daraus ein Mittelwert bestimmt, welcher schlussendlich für die Lebensdauerbestimmung verwendet wird.

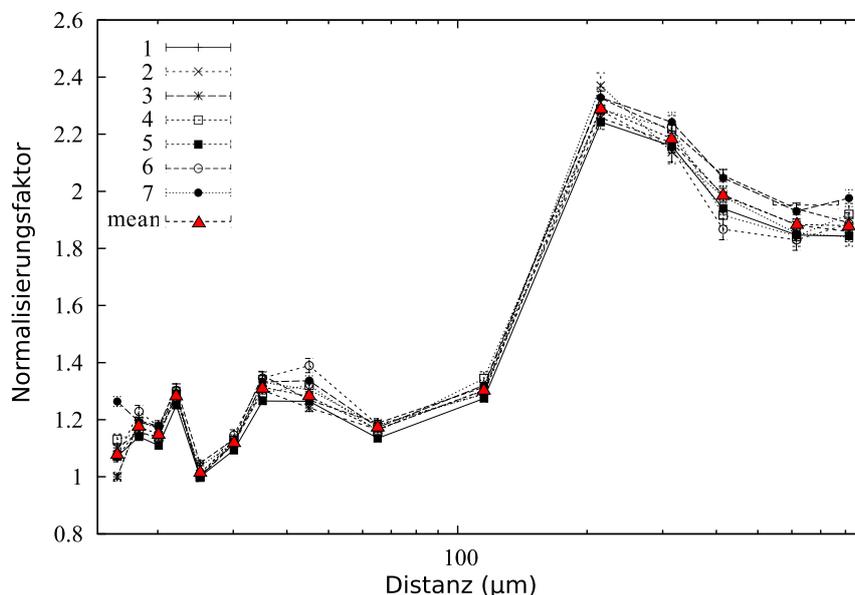


Abbildung 12: Durch die Intensitätsnormalisierung bestimmte Normalisierungsfaktoren. Die Zahlen 1 bis 7 markieren die sieben verwendeten Intensitäten, die im Fließtext erläutert sind. Die Normalisierungsfaktoren werden für die Lebensdauerbestimmung verwendet.

In Abbildung 12 sind die Normalisierungsfaktoren dargestellt. Die Werte markiert mit Nummer 1 entsprechen dabei den Intensitäten des 1173 keV-Peaks bei Gate und Analyse auf Detektorring 1, Nummer 2 entspricht den Intensitäten des 1083 keV-Peaks bei gleichem Gate, Nummer 3 den Intensitäten des 1173 keV-Peaks bei Gate auf Detektorring 2 und Analyse der Daten von Detektorring 1 und so weiter. Die ermittelten Intensitäten des 1083 keV-Peaks bei Gate und Analyse auf Detektorring 2 wurden für die Intensitätsnormalisierung nicht verwendet, da diese aufgrund kleinerer Statistik proportional deutlich größere Fehler besitzen.

Es lässt sich in Abbildung 12 erkennen, dass die Normalisierungsfaktoren für die größeren Abstände recht groß sind. Dies liegt an den deutlich geringeren Messzeiten. Die Normalisierungsfaktoren aller sieben verwendeten Datenreihen decken sich gut, was wünschenswert ist, um eine möglichst genaue Lebensdauerbestimmung zu ermöglichen. Die Normalisierungswerte des kleinsten Abstands zeigen Abweichungen, wahrscheinlich auf Grund dessen, dass hier Einstellungen an den Detektoren zwischenzeitlich verändert wurden, da es sich um den ersten Datensatz handelt. Dies ist allerdings unerheblich für die Analyse, da dieser Abstand im Weiteren nicht verwendet wird.

5.6 Vorbereitung der Daten für die Lebensdaueranalyse

Bevor die Lebensdauer bestimmt werden kann, müssen die zuvor kalibrierten Daten weiter aufbereitet werden. Da für die koinzidente Analyse die Zeitauflösung der Detektoren entscheidend ist, werden zunächst Zeitunterschiede der einzelnen Detektoren korrigiert. Hierfür werden mit dem Code `nd_buildevents` [22] Zeitspektren erstellt. Diese zeigen die Differenzen der Timestamps, also den gemessenen Zeitpunkten der Detektion in Einheiten von 10 ns, eines Detektors zu den koinzidenten Signalen eines Referenzdetektors an, in diesem Fall Detektor 1. Diese Differenzen resultieren aus unterschiedlichen Positionen im Detektor, an denen die Detektion stattfindet. Abbildung 13 zeigt ein solches Zeitspektrum von Detektor 2.

Für alle Abstände wird der Mittelpunkt des entstandenen Peaks bestimmt, er ergibt das Zeit-Offset des Detektors. Das Koinzidenzfenster bezeichnet das Zeitfenster, in dem zwei oder mehr detektierte γ -Quanten als koinzident identifiziert werden. Es sollte groß genug sein, sodass ein Großteil des Peaks in diesem Koinzidenzfenster liegt, um zu gewährleisten, dass koinzidente γ -Quanten auch als solche detektiert werden. Für die Lebensdaueranalyse in dieser Arbeit wurde ein Koinzidenzfenster von 80 ns gewählt.

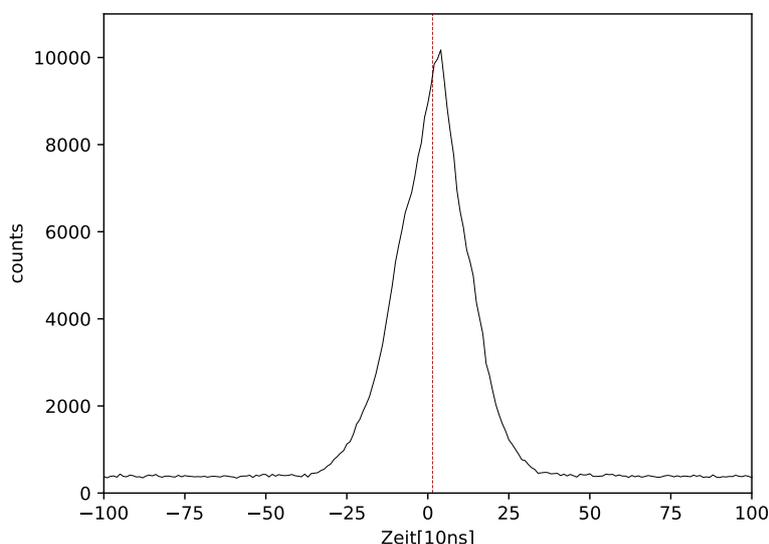


Abbildung 13: Zeitspektrum von Detektor 2 in Referenz zu Detektor 1, erstellt mit `nd_buildevents`. Das Zeit-Offset beträgt 14.71 ns, dargestellt durch die rote Linie.

Anschließend werden mit dem Code `nd_buildevents` aus den Rohdaten Events für jeden Abstand gebildet. Diese enthalten Informationen über den triggernden Hit und die Hits, die im gewählten Koinzidenzfenster liegen. Ein Hit besteht aus drei Informationen: der Detektornummer, dem Timestamp und der Pulshöhe, welche die Kanalzahl bestimmt. Hits, die dem selben Event zugeordnet werden, bedeuten nicht zwingend, dass die detektierten γ -Quanten von dem selben Kern emittiert wurden. Deshalb wird später ein Untergrundabzug durchgeführt.

Für die Bildung der Events benötigt der Code neben den Rohdaten, als Input-Dateien eine Detektorkonfigurierung `channel.conf` und für jeden Abstand eine Runlist. Die `channel.conf` enthält Informationen über die Detektornummer, die Art der Detektoren und deren zuvor bestimmtes zeitliches Offset. Für jeden Abstand muss zusätzlich eine Liste der verwendeten Runs vorgegeben werden.

Für die Lebensdauerbestimmung verwendet werden $\gamma\gamma$ -Matrizen. Diese ermöglichen es, in Koinzidenzspektren alle Ereignisse darzustellen, die koinzident zu Ereignissen eines bestimmten Energiebereichs, genannt Gate, detektiert wurden. Die Wahl der Gates ermöglicht es, störende Kontaminanten aus den Spektren zu unterdrücken. Ein Untergrundbereich wird bestimmt, dessen Koinzidenzen als Untergrund von dem erstellten Spektrum abgezogen

werden. In Abschnitt 6.2 wird auf die Wahl eines sinnvollen Gates für die Lebensdauerbestimmung eingegangen.

Die $\gamma\gamma$ -Matrizen werden mit dem Code SOCOv2 [23] erstellt. Als Input-Dateien werden dem Code die zuvor gebildeten Events vorgegeben, außerdem die Detektorkonfigurierung `channel.conf` und die in Abschnitt 5.1 bestimmten Energiekalibrierungs-Koeffizienten. In dieser Analyse wird ein Binning von 0.5 keV verwendet, die Ereignisse werden also in Energiebereichen von 0.5 keV gebündelt. Des Weiteren werden die Matrix-Korrelations-Konfigurierung und die Matrixdefinition zur Matrixerstellung benötigt. Diese beiden Dateien legen fest, welche Detektorkombinationen in welchen Matrizen gespeichert werden. Erstellt werden vier Matrizen pro Abstand, die Matrix `X_Y` beschreibt koinzidente Ereignisse, wobei das erste γ -Quant in Detektorring X und das zweite γ -Quant in Detektorring Y detektiert wurde.

6 Vorläufige Lebensdaueranalyse in ^{59}Ni

6.1 Identifikation der Peaks

Vor der eigentlichen Lebensdauerbestimmung müssen zunächst die in den Spektren sichtbaren Peaks den jeweiligen Isotopen zugeordnet werden. Dies geschieht, indem die $\gamma\gamma$ -Matrizen betrachtet werden und Gates auf die jeweiligen Peaks gesetzt werden. Anschließend wird im erstellten Spektrum geschaut, welche anderen dominanten koinzidenten Übergänge erkennbar sind. Diese Koinzidenzen lassen sich dann mit Literaturwerten bekannter koinzidenter γ -Energien verschiedener Atomkerne vergleichen. Hierzu verwendet wurden NuDat 2.8 [28] und ENSDF [29], Unterprogramme des National Nuclear Data Centers (kurz: NNDC, [14]) des Brookhaven National Laboratory.

Es wurde für die Identifikation der Peaks der kleinste Abstand zwischen Target und Stopper verwendet, da dort weniger geshiftete Peaks sichtbar sind als bei größeren Abständen, was die Identifikation der Peaks vereinfacht.

In Abbildung 14 sind die identifizierten Peaks in dem Spektrum von Detektor 1 bei einem Abstand von $1\ \mu\text{m}$ dargestellt. Mit Ausnahme von ^{59}Co sind alle Kerne, welche laut CASCADE mit großen Wirkungsquerschnitten bevölkert werden sollen (siehe Tabelle 2), in den aufgenommenen Spektren erkennbar. Vor allem die im Fokus des Experiments liegenden Kerne ^{59}Ni und ^{57}Fe werden populiert.

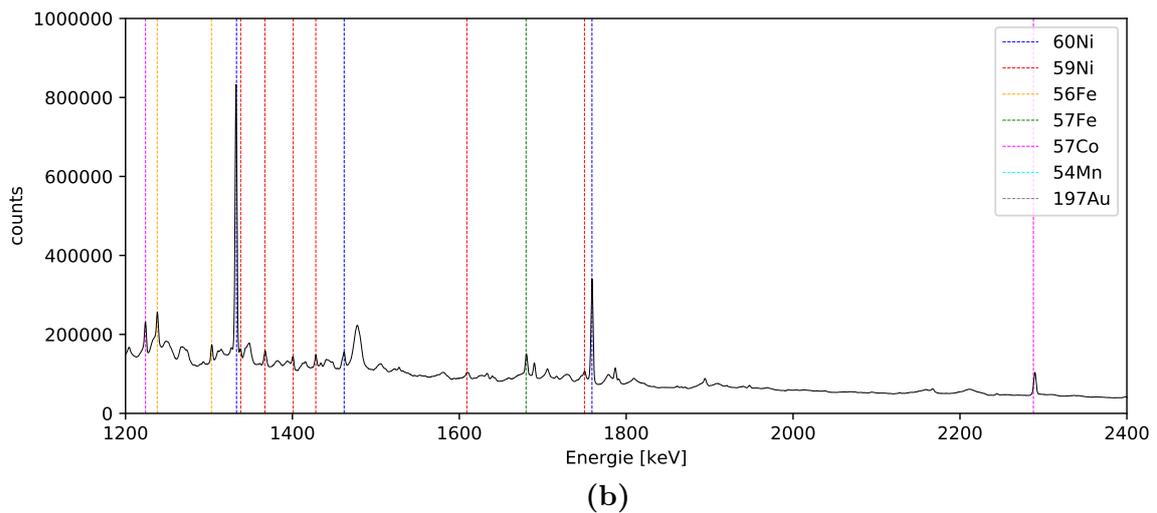
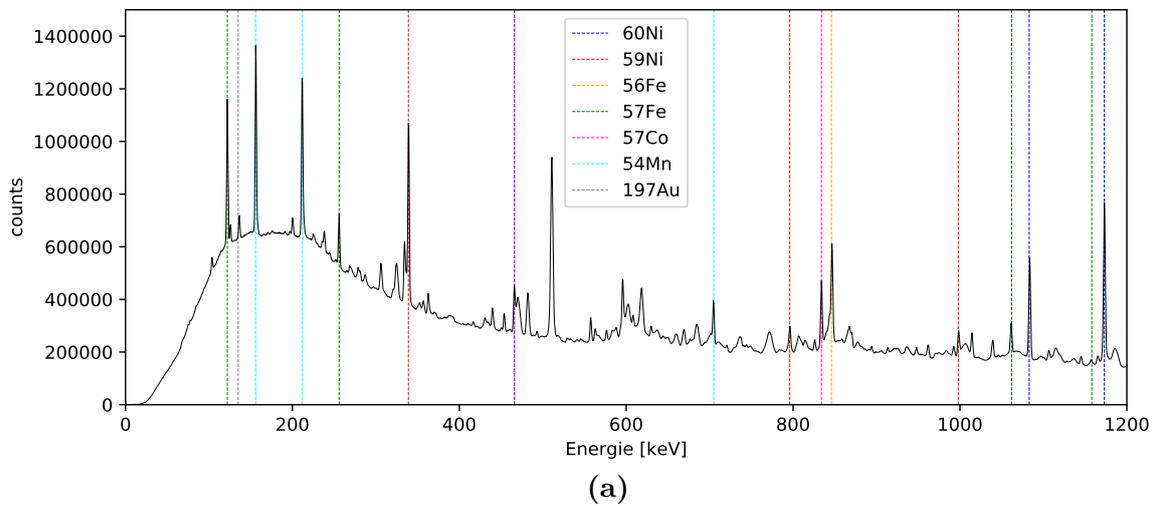


Abbildung 14: Energiespektren der Reaktion $^{12}\text{C} + ^{51}\text{V}$ bei 55 MeV. Identifikation der Peaks, beispielhaft für Detektor 1 bei 1 μm Abstand, identifizierte Peaks sind farblich markiert.

6.2 Koinzidenz-Gates

Um die Lebensdauer des ersten angeregten $5/2^-$ -Zustands von ^{59}Ni bei 339.4 keV zu bestimmen, wird auf die geshiftete Komponente des $9/2^- \rightarrow 5/2^-$ Übergangs bei 1428.0 keV gegatet. Die geeignete Wahl sowohl eines Energiebereichs für das Gate, als auch eines Energiebereichs zur Untergrundbestimmung, ist essentiell für die Lebensdauerbestimmung.

Um dies zu gewährleisten, wird zunächst von unten gegatet, um eventuell störende Kontaminanten zu identifizieren. Dies wird für jede Detektorring-Kombination separat durchgeführt. Es wurde ein Gate auf den zu untersuchenden Zustand bei 339.4 keV gesetzt und im gegateten Spektrum der Bereich um $E = 1428.0\text{ keV}$ betrachtet. Abbildung 15 verdeutlicht dies für Gate und Analyse auf Detektorring 1 für den relativen Abstand von $1\ \mu\text{m}$. Im Bereich zwischen 1360 und 1435 keV liegen mehrere störende Peaks. Um sicherzustellen, dass diese die Lebensdaueranalyse nicht beeinträchtigen, wird das Gate auf den in rot markierten Bereich von 1440 bis 1453 keV gesetzt. Als Untergrund werden die mit gestrichelten roten Linien markierten Bereiche zwischen 1340 und 1360 beziehungsweise 1500 und 1530 keV verwendet, da sich dort keine Kontaminanten befinden.

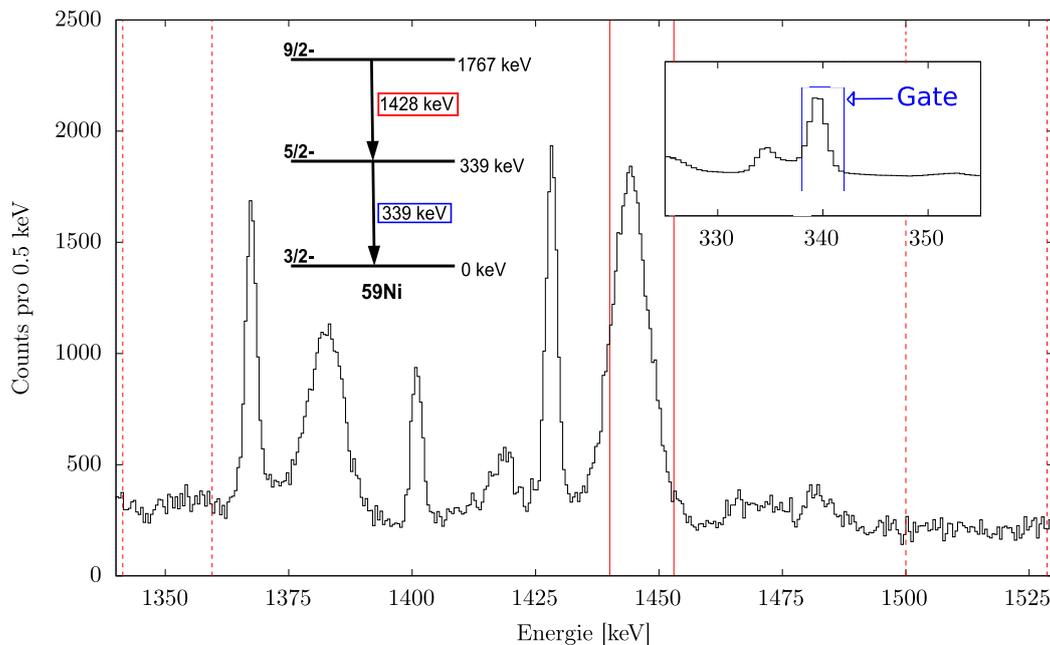


Abbildung 15: Darstellung des Gates auf den 339 keV-Peak und des gegateten Spektrums. Die blauen Linien zeigen das gesetzte Gate. Das gegatete Spektrum wird verwendet, um störende Kontaminanten zu erkennen und ein sinnvolles Gate für die Lebensdauerbestimmung zu finden. Die roten Linien kennzeichnen das zur Lebensdaueranalyse verwendete Gate, die gestrichelten roten Linien markieren die Bereiche der beiden Untergrund-Gates.

6.3 Bestimmung der Geschwindigkeit der Kerne

Die Geschwindigkeit der sich im Flug befindenden Rückstoßkerne ist nicht für alle Kerne konstant, sondern statistisch verteilt, da die Kerne verschiedene Anregungsenergien besitzen und an unterschiedlichen Orten im Target angeregt werden und mehr oder weniger Energie im Target verlieren. Nicht bei jedem Abstand ist die mittlere Geschwindigkeit v der sich im Flug abregenden Kerne die selbe, da bei kleineren Abständen die langsameren Kerne mit größerer Wahrscheinlichkeit bereits im Flug γ -Quanten emittieren. Deshalb ist bei kleineren Abständen die experimentell aus der Doppler-Verschiebung bestimmte Geschwindigkeit v geringer. Zu größeren Abständen hin verliert dieser Effekt an Relevanz, weshalb v bei größeren Abständen konstant ist.

Deshalb wird in der Regel vor der Bestimmung der Lebensdauer eine β -Korrektur durchgeführt. Dabei werden die absoluten Distanzen so normiert, dass sie die Abweichungen der mittleren Geschwindigkeiten kompensieren, um später die tatsächlichen Flugzeiten zu bestimmen. Dies ist deshalb möglich, da nicht die eigentlichen Distanzen, sondern die Flugzeiten der Kerne für die Lebensdauerbestimmung relevant sind.

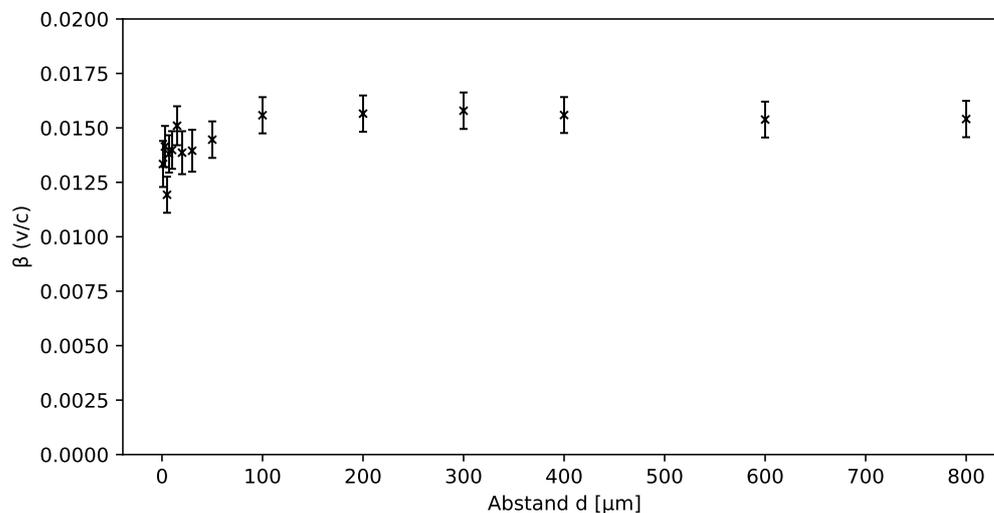


Abbildung 16: Die mittlere Geschwindigkeit der sich im Flug befindenden Kerne in Prozent der Lichtgeschwindigkeit β mit statistischem Fehler aufgetragen gegen den Abstand d zwischen Target und Stopper. Die mittlere Geschwindigkeit ist für alle Distanzen nahezu konstant. Beispielhaft für Gate und Analyse auf Detektorring 1.

Um β , die mittlere Geschwindigkeit der Kerne in Teilen der Lichtgeschwindigkeit, zu

bestimmen, werden die Energien der geshifteten und ungeschifteten Komponente des $5/2^- \rightarrow 3/2^-$ Übergangs bei 339.4 keV im gegateten Spektrum (siehe 6.2) bestimmt. Mit der Gleichung 2.4 lässt sich anschließend β berechnen, dies wird für jeden Abstand separat durchgeführt. Die berechneten Werte für Gate und Analyse auf Detektorring 1 sind in Abbildung 16 dargestellt.

Bei dieser Messung stellt sich heraus, dass β für alle Distanzen nahezu konstant ist. Da die kleinen Abstände aufgrund der recht großen Lebensdauer des betrachteten Übergangs kaum geshiftete Komponente besitzen, werden die Intensitäten der relativen Abstände $< 15 \mu\text{m}$ nicht für die eigentliche Lebensdauerbestimmung verwendet. Aus diesem Grund wurde keine β -Korrektur für die Auswertung dieses Zustandes durchgeführt und die mittlere Geschwindigkeit der Kerne für Abstände $\geq 15 \mu\text{m}$ als β für die Analyse vorgegeben. Ermittelt wurde $\beta = 0.01508 \pm 0.0008$, wobei es sich bei dem Fehler um den systematischen Fehler handelt.

6.4 Bestimmung der Lebensdauer

In diesem Abschnitt wird die Lebensdauer des ersten angeregten $5/2^-$ -Zustands von ^{59}Ni bei 339.418(12) keV bei Gate und Analyse auf Detektorring 1 bestimmt. Wie bereits in Abschnitt 6.2 erwähnt, werden für die Lebensdauerbestimmung gegatete Spektren betrachtet. Das Gate wurde auf die geshiftete Komponente des direkt fütternden $9/2^- \rightarrow 5/2^-$ Übergangs gesetzt, präzise, auf den Bereich zwischen 1440 und 1453 keV.

Für alle Abstände zwischen Target und Stopper werden mit dem Code TV [30] die Intensitäten des geshifteten und ungeschifteten Peaks des ersten $5/2^-$ -Zustands bei 339.4 keV bestimmt, wie dargestellt in Abbildung 17. Die relative Intensität des ungeschifteten Peaks nimmt zu größeren Abständen hin ab, die des geshifteten Peaks hingegen nimmt zu. Im Falle eines geringeren Fehlers des Fits aufgrund weniger freier Parameter, wurde bei manchen Abständen die Halbwertsbreite FWHM des ungeschifteten Peaks unter Verwendung der Formel 5.2 festgesetzt.

Anschließend wird dem Code Napatau [31] die Lebensdauer entsprechend Gleichung 2.5 bestimmt. Dafür werden die zuvor bestimmten relativen Intensitäten der geshifteten und ungeschifteten Komponente gegen den Abstand aufgetragen. An die geshifteten Intensitäten wird eine Funktion aus insgesamt vier zusammengeführten Polynomen zweiten Grades angefitet. Der Fit an die ungeschifteten Intensitäten entspricht der Ableitung der Funktion multipliziert mit einer Konstanten. Die Verbindungsstellen der einzelnen Polynome wurden so gewählt, dass der Fehler der Lebensdauer minimiert wird.

Da die gestoppte Komponente des Übergangs bei kleinen Abständen kaum Intensität zeigt, wie Abbildung 17 zu entnehmen, wurden für die Lebensdaueranalyse nur relative Abstände $\geq 15 \mu\text{m}$ verwendet. Es wird für jeden Abstand die Lebensdauer τ des Zustands bestimmt und anschließend der gewichtete Mittelwert der einzelnen Lebensdauern gebildet.

Es ergibt sich eine Lebensdauer des ersten angeregten $5/2^-$ -Zustands von ^{59}Ni bei Gate und Analyse auf Detektorring 1 von $\tau = 82.1(4)$ ps. Bei dem Fehler der Lebensdauer handelt es sich ausschließlich um einen statistischen Fehler, systematische Fehler wurden hierbei noch nicht miteinbezogen. Der systematische Fehler eines solchen Experiments liegt typischerweise bei $\approx 5\%$.

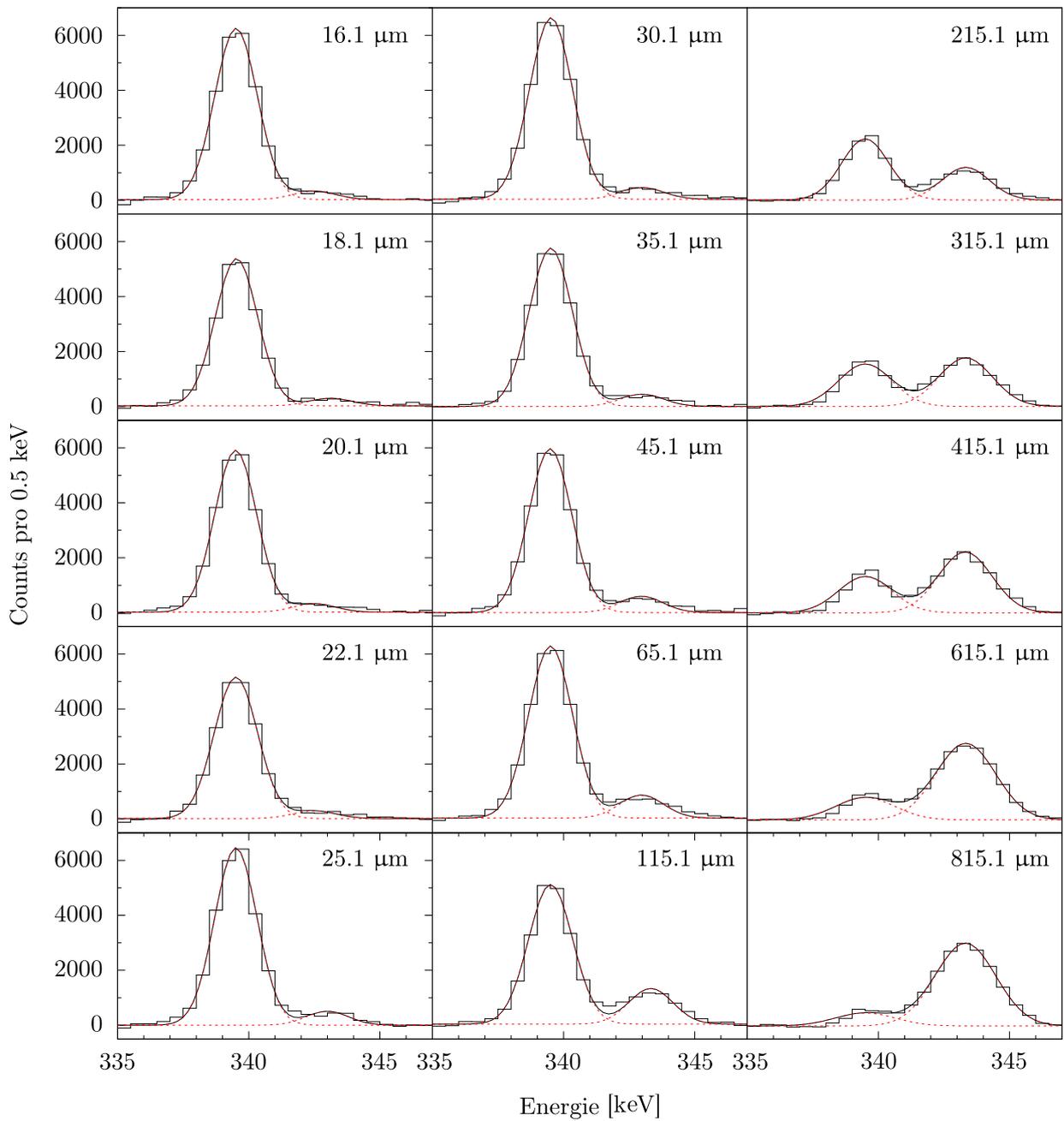


Abbildung 17: γ -Spektren des Zerfalls $5/2^- \rightarrow 3/2^-$ bei 339.4 keV für alle Abstände. Das Gate liegt auf der geshifteten Komponente des $9/2^- \rightarrow 5/2^-$ Übergangs bei 1428.0 keV. Für Gate und Analyse wurde jeweils Detektorring 1 verwendet.

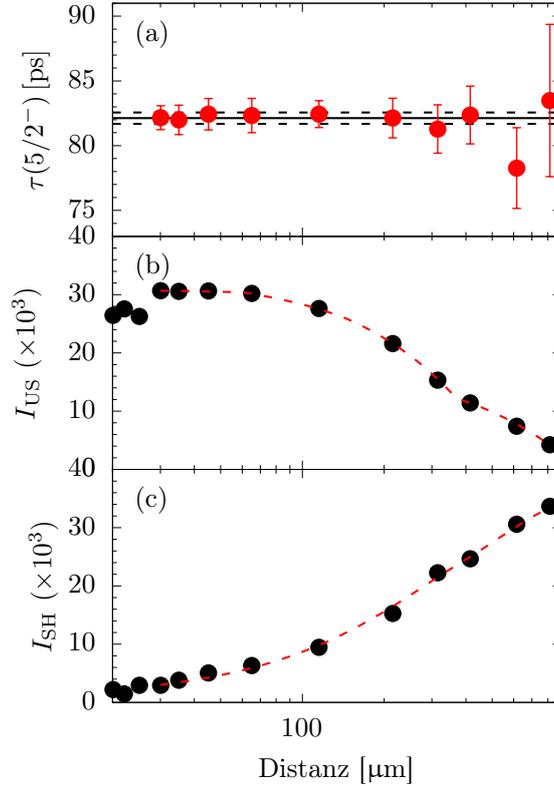


Abbildung 18: Lebensdauerbestimmung des ersten angeregten $5/2^-$ -Zustandes in ^{59}Ni bei 339.4 keV für Detektorring 1 bei Gate auf Detektorring 1. Die bestimmten Lebensdauern τ sind aufgetragen gegen den jeweiligen absoluten Abstand zwischen Target und Stopper (a). Die bestimmte Lebensdauern τ sind aufgetragen gegen den jeweiligen absoluten Abstand zwischen Target und Stopper (a). Die durchgezogene schwarze Linie entspricht dem gewichteten Mittelwert der Lebensdauer τ , die gestrichelten schwarzen Linien entsprechen dem statistischen Fehler von τ . (b) und (c) zeigen den Verlauf der relativen Intensitäten der ungeschifteten und geschifteten Komponente des $5/2^- \rightarrow 3/2^-$ Übergangs aufgetragen gegen die absoluten Abstände. Die gestrichelten roten Linien zeigen die angefitzten Polynome. Bestimmt wurde eine Lebensdauer von $\tau = 82.1(4)$ ps.

6.5 Vergleich mit Literaturwerten

In dieser Arbeit wurde mit den Daten der durchgeführten Präzisionsmessung eine Lebensdauer des ersten angeregten $5/2^-$ -Zustandes von ^{59}Ni bei $E = 339.418(12)$ keV von $\tau = 82.1(4)$ ps ermittelt. Der statistische Fehler dieser Lebensdauer ist extrem gering und wird sich aufgrund der Auswertung weiterer Detektorring-Kombinationen weiter verringern lassen. Die systematische Unsicherheit der Lebensdauer beträgt wie bei ähnlichen modernen

Messungen etwa 5 Prozent.

In bisherigen Experimenten von Hutton *et al.* in 1973 und White *et al.* in 1976 wurde eine Lebensdauer von $\tau = 120(20)$ ps beziehungsweise $\tau = 93(10)$ ps bestimmt (siehe Abschnitt 2.2). Somit liegen die in vorherigen Experimenten bestimmten Lebensdauern deutlich über dem ermittelten Wert $\tau = 82.1(4)$ ps. Der gewichtete Mittelwert der beiden bisherigen Experimente liegt bei $\tau = 98(12)$ ps (siehe Abschnitt 2.2) und ist damit etwa 16 ps größer als die ermittelte Lebensdauer.

7 Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Arbeit wurde die Planung und Durchführung eines Fusionsverdampfungsexperiments von ^{12}C auf ein ^{51}V -Target am Kölner Tandem-Beschleuniger beschrieben, verwendet wurde der Kölner Koinzidenz-Plunger. Es wurde sowohl eine RDDS- als auch eine DSAM-Messung durchgeführt. Zunächst wurden die Messdaten kalibriert, normiert und sortiert. Aus den Ergebnissen der RDDS-Messung wurde die Lebensdauer des ersten angeregten $5/2^-$ -Zustands in ^{59}Ni bei $E = 339.418(12)$ keV vorläufig bestimmt. Es ergibt sich eine Lebensdauer von $\tau = 82.1(4)$ ps. Die Ergebnisse alter Messungen liegen weit über dem hier ermittelten Wert.

Die durchgeführte Messung stellte sich als ideal für den empfindlichen Bereich von Lebensdauern τ zwischen 70 und 90 ps heraus. Es handelt sich um eine moderne Präzisionsmessung mit einem sehr geringen statistischen Fehler, der systematische Fehler liegt bei etwa 5 Prozent. Er resultiert aus dem Fehler der Geschwindigkeit der Kerne und der Ungenauigkeit der Winkel der Detektoren aufgrund nicht exakt bekannter Detektorpositionen.

Bei den ausgewerteten Daten handelt es sich nur um einen kleinen Subdatensatz, die Auswertung weiterer Daten ermöglicht eine noch genauere Bestimmung der Lebensdauer τ des ersten angeregten $5/2^-$ -Zustands in ^{59}Ni . So werden die bisher nicht zur Analyse verwendeten verbleibenden drei Detektorring-Kombinationen ausgewertet. Außerdem gibt es neben dem $9/2^- \rightarrow 5/2^-$ Übergang bei $E = 1428.02(9)$ keV noch andere direkt fütternde Zustände, die dazu verwendet werden können, die Lebensdauer statistisch unabhängig zu bestimmen, wie der $7/2^- \rightarrow 5/2^-$ Übergang bei $E = 998.50(3)$ keV oder der $9/2^- \rightarrow 5/2^-$ Übergang bei $E = 1399.8(2)$ keV.

Zudem können mit den Daten der durchgeführten RDDS-Messung weitere Lebensdauern bestimmt werden, wie die des ersten angeregten $5/2^-$ -Zustands in ^{57}Fe bei $E = 706.416(16)$ keV. Des Weiteren lassen sich mit Hilfe der DSAM-Messdaten unter anderem die Lebensdauer des kurzlebigen $9/2^-$ -Zustands in ^{59}Ni bei $E = 1767.44(6)$ keV bestimmen. Der Datensatz des Experiments besitzt folglich großes Potenzial für weitere Lebensdaueranalysen. Das Ziel akkurater Lebensdauerermessungen entlang der $N=31$ Isotonenkette wurde somit erreicht.

In Zukunft kann somit der Vergleich mit Ergebnissen moderner Schalenmodellrechnungen und dem vorhergesagten möglichen Unterschalenabschluss bei $N=32$ durchgeführt werden.

Literatur

- [1] M. Goeppert-Mayer. „On Closed Shells in Nuclei. II“. In: *Phys. Rev.* 75 (1949), S. 1969–1970.
- [2] O. Haxel, J.H.D. Jensen und H.E. Suess. „On the Magic Numbers in Nuclear Structure“. In: *Phys. Rev.* 75 (1949), S. 1766–1766.
- [3] H. Kleis u. a. „Lifetime measurements of excited states in ^{55}Cr “. In: *Phys. Rev. C* 104 (3 2021), S. 034310.
- [4] K.S. Krane, D. Halliday u. a. *Introductory nuclear physics*. Bd. 465. Wiley New York, 1988.
- [5] W.D. Hamilton. *The electromagnetic interaction in nuclear spectroscopy*. North-Holland, 1975.
- [6] S. Prill. Persönliche Kommunikation. 2021.
- [7] A. Dewald, O. Möller und P. Petkov. „Developing the Recoil Distance Doppler-Shift technique towards a versatile tool for lifetime measurements of excited nuclear states“. In: *Progress in Particle and Nuclear Physics* 67.3 (2012), S. 786–839.
- [8] A. Dewald, S. Harissopoulos und P. Von Brentano. „The differential plunger and the differential decay curve method for the analysis of recoil distance Doppler-shift data“. In: *Zeitschrift für Physik A Atomic Nuclei* 334.2 (1989), S. 163–175.
- [9] K. Arnsward u. a. „Enhanced collectivity along the N=Z line: Lifetime measurements in ^{44}Ti , ^{48}Cr , and ^{52}Fe “. In: *Phys. Let. B* 772 (2017), S. 599–606. ISSN: 0370-2693.
- [10] P. Petkov. „Errors arising from nuclear hyperfine interactions on lifetimes determined by the recoil distance Doppler shift method“. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 349.1 (1994), S. 289–291. ISSN: 0168-9002.
- [11] S. Raman u. a. „Thermal-neutron capture by ^{58}Ni , ^{59}Ni , and ^{60}Ni “. In: *Phys. Rev. C* 70 (4 2004), S. 044318.
- [12] J.D. Hutton u. a. „A study of low-lying levels in ^{59}Ni “. In: *Nucl. Phys. A* 206.2 (1973), S. 403–416.

- [13] D.C.S. White u. a. „Pulsed beam lifetime measurements in ^{64}Cu , ^{59}Ni , ^{65}Zn , $^{45,47,49}\text{Ti}$ and $^{47,49,50,51}\text{V}$ “. In: *Nucl. Phys. A* 260.2 (1976), S. 189–212.
- [14] NNDC - National Nuclear Data Center. URL: <https://www.nndc.bnl.gov/> (besucht am 24.08.2021).
- [15] J. Eberth und J. Simpson. „From Ge(Li) detectors to gamma-ray tracking arrays – 50 years of gamma spectroscopy with germanium detectors“. In: *Progress in Particle and Nuclear Physics* 60.2 (2008), S. 283–337. ISSN: 0146-6410.
- [16] M. Pichevar, J. Delaunay und B. Delaunay. „Lifetime measurements in ^{59}Ni and ^{57}Ni “. In: *Nucl. Phys. A* 224.1 (1974), S. 34–44.
- [17] V K Mittal, D K Avasthi und I M Govil. „Study of low-lying levels in ^{59}Ni “. In: *Journal of Physics G: Nuclear Physics* 9.1 (1983), S. 91–97.
- [18] A.M. Nathan u. a. „Yrast decay schemes from heavy-ion + ^{48}Ca fusion-evaporation reactions. III. $^{57,58}\text{Fe}$, $^{54,55}\text{Cr}$, and $^{57,58}\text{Mn}$ “. In: *Phys. Rev. C* 17 (3 1978), S. 1008–1025.
- [19] F. Pühlhofer. „On the interpretation of evaporation residue mass distributions in heavy-ion induced fusion reactions“. In: *Nucl. Phys. A* 280.1 (1977), S. 267–284.
- [20] *LISE++ - exotic beam production with fragment separators*. URL: <http://lise.nscf.msu.edu/lise.html> (besucht am 06.08.2021).
- [21] M.H. Schiffer. „Ein dediziertes Beschleuniger-Massenspektrometer für mittelschwere Radionuklide am Kölner FN-Tandembeschleuniger“. Diss. Universität zu Köln, 2018.
- [22] M. Weinert. „Manual for nd_buildevts“. In: *Institute for Nuclear Physics University of Cologne (IKP)*. <https://gitlab.ikp.uni-koeln.de/mweinert/nd-buildevts/-/blob/master/HowTo> (2021).
- [23] N. Saed-Samii. „SOCOV2 users manual“. In: *Institute for Nuclear Physics University of Cologne (IKP)*. <https://gitlab.ikp.uni-koeln.de/nima/socov2/tree/master/manual> (2017).
- [24] M. Weinert. „NuDAQ - HowTo for CoMPASS v1.5.3“. In: *Institute for Nuclear Physics University of Cologne (IKP)*. https://www.ikp.uni-koeln.de/mweinert/NuDAQ/NuDAQ_HowTo.pdf (2021).
- [25] *CoMPASS - Multiparametric DAQ Software for Physics Applications*. URL: <https://www.caen.it/products/compass/> (besucht am 05.10.2021).
- [26] V. Zobel u. a. „ ^{226}Ra as calibration standard for Ge(Li) spectrometers“. In: *Nuclear Instruments and Methods* 141.2 (1977), S. 329–336.
- [27] Glenn F Knoll. *Radiation detection and measurement*. John Wiley & Sons, 2010.

- [28] *NuDat 2.8 - Nuclear structure & decay Data*. URL: <https://www.nndc.bnl.gov/nudat2/> (besucht am 24.08.2021).
- [29] *ENSDF - Evaluated Nuclear Structure Data File*. URL: <https://www.nndc.bnl.gov/ensdf/> (besucht am 24.08.2021).
- [30] J. Theuerkauf u. a. „Program Tv“. In: *Institute for Nuclear Physics University of Cologne (IKP)* ().
- [31] T. Pissulla B. Saha. „Napatau 2.0 or Tk-Lifetime-Analysis“. In: *Institute for Nuclear Physics University of Cologne (IKP)* (2013).

Abbildungsverzeichnis

1	Schalenmodellrechnungen für die N=31 Isotonenkette	6
2	Direkte und indirekte Methoden der Lebensdauerbestimmung	8
3	Schematische Darstellung der RDDS-Methode	9
4	Für das Experiment berechnete Wirkungsquerschnitte von ^{59}Ni und ^{57}Fe .	13
5	Verwendetes Target und Stopper	17
6	Detektoraufbau mit Targetkammer	18
7	Spektrum der Kalibrationsmessung	21
8	Fit der Energiekalibrierung	22
9	Energieauflösung der Detektoren	23
10	Effizienzkalibrierung	24
11	Distanzzeichnung des Plunger	25
12	Normalisierungsfaktoren der Intensitätsnormalisierung	26
13	Zeitspektrum Ge02-Ge01	28
14	Identifikation der Peaks	31
15	Darstellung des Gates auf den 339 keV-Peak	32
16	Mittlere Geschwindigkeit der Rückstoßkerne	33
17	γ -Spektren des Zerfalls $5/2^- \rightarrow 3/2^-$	36
18	Lebensdauerbestimmung des ersten angeregten $5/2^-$ -Zustandes in ^{59}Ni . .	37

Tabellenverzeichnis

1	Lebensdauern des ersten angeregten $5/2^-$ -Zustandes von ^{59}Ni	11
2	Laut Rechnung beim Experiment am stärksten populierte Kerne	14
3	Zur Verfügung gestellte DSAM-Targets für das Experiment	15

Danksagung

Zuerst einmal danke ich herzlich Herrn Prof. Dr. Reiter für die freundliche Aufnahme in seine Arbeitsgruppe und die Bereitstellung eines solch interessanten und aktuellen Themas. Außerdem zu Danken habe ich für die ständige Hilfsbereitschaft seinerseits.

Dank gebührt auch Herrn Prof. Dr. Jolie für die Zweitkorrektur dieser Arbeit.

Vielen Dank an Max Droste für all die Zeit, die in die exzellente Betreuung dieser Arbeit investiert wurde, die Hilfestellungen bei allen Schritten der Auswertung und das ständige zur Verfügung Stehen für Fragen meinerseits.

Des Weiteren möchte ich mich bei Hannah Kleis und Konrad Arnswald für die weitere Betreuung bei der Planung, Durchführung und Auswertung des Experiments bedanken, außerdem für die Unterstützung bei dieser Arbeit.

Außerdem herzlichen Dank an die gesamte Arbeitsgruppe für die herzliche Aufnahme und insbesondere für die Übernahme von Beschleunigerschichten im Laufe des Experiments.

Auch den Operateuren und dem gesamten Tandem-Team möchte ich für die Arbeit am Experiment danken.

Vielen Dank an Andrey Blazhev für die freundliche Bereitstellung der Targets.

Zuletzt möchte ich mich bei Freunden und Familie für die stetige Unterstützung bedanken.

Eidesstattliche Erklärung

Hiermit versichere ich an Eides statt, dass ich die vorliegende Arbeit selbstständig und ohne die Benutzung anderer als der angegebenen Hilfsmittel angefertigt habe. Alle Stellen, die wörtlich oder sinngemäß aus veröffentlichten und nicht veröffentlichten Schriften entnommen wurden, sind als solche kenntlich gemacht. Die Arbeit ist in gleicher oder ähnlicher Form oder auszugsweise im Rahmen einer anderen Prüfung noch nicht vorgelegt worden. Ich versichere, dass die eingereichte elektronische Fassung der eingereichten Druckfassung vollständig entspricht.

Köln, den 18.10.2021

Ramona Burggraf