

Universität zu Köln
Mathematisch-Naturwissenschaftliche Fakultät
Institut für Kernphysik

Bachelorarbeit

Lebensdaueranalyse angeregter Zustände in ^{57}Fe



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

Vorgelegt von:

Erik Gaßmus

Matrikelnummer 7329899

Köln, den 08.07.2022

Inhaltsverzeichnis

1	Motivation	3
2	Theoretische Vorbereitungen	5
2.1	Schalenmodell des Atomkerns	5
2.2	Lebensdauer und reduzierte Übergangswahrscheinlichkeit	6
2.3	Methoden zur Messung nuklearer Lebensdauern	7
2.4	Die RDDS-Methode	8
2.5	Die DDC-Methode	10
3	Experiment	14
3.1	Populierte Kerne	15
4	Der $7/2^-$-Zustand	17
4.1	Wahl der Übergänge und Gates für die Analyse	17
4.2	Vorläufige Lebensdaueranalyse	21
4.2.1	Fits der Schnittspektren	21
4.2.2	Geschwindigkeitskorrektur	22
4.2.3	Korrekturen für das indirekte Gate	27
4.2.4	Bestimmung der Lebensdauer	28
5	Der $9/2^-$-Zustand	32
5.1	Wahl der Übergänge und Gates für die Analyse	32
5.2	Vorläufige Lebensdaueranalyse	35
5.2.1	Fits der Schnittspektren	35
5.2.2	Geschwindigkeitskorrektur	42
5.2.3	Korrekturen für das indirekte Gate	43
5.2.4	Bestimmung der Lebensdauer	43
6	Vergleich mit Schalenmodellrechnungen & Ausblick	47
6.1	Schalenmodellvergleich	47
6.2	Zusammenfassung & Ausblick	48
	Literatur	53
	Abbildungsverzeichnis	57

1 Motivation

Das nukleare Schalenmodell beschreibt den Atomkern analog zum Orbitalmodell der Elektronenhülle über diskrete Ein-Teilchen-Zustände, die zu steigenden Energien hin unter Beachtung des Pauli-Prinzips sukzessiv mit Protonen und Neutronen besetzt werden. Diese Idee wurde erstmals 1934 von Walter Elsasser vorgestellt [1] und das Modell reproduziert das beobachtete wiederholte Auftreten gewisser Protonen- bzw. Neutronenzahlen in einigen besonders stabilen Kernen, den sogenannten *magischen Zahlen* 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126. Sie korrespondieren mit Schalenabschlüssen im Atomkern, und neben solchen Schalenabschlüssen wurden auch Unterschalenabschlüsse beobachtet, so z.B. der Unterschalenabschluss bei $N = 32$, die ebenfalls höchst stabile Kerne hervorbringen können. Die Untersuchung solcher Kerne ist äußerst aufschlussreich hinsichtlich der inneren Struktur im Atomkern und der Vergleich von experimentellen Observablen wie Spin, Masse, Parität, sowie der Lebensdauer angeregter Zustände mit den theoretischen Modellen ein essentielles Werkzeug zur Überprüfung und Optimierung dieser Modelle. Gleiches gilt auch für die Isotone und Isotope, die auf der Nuklidkarte an Kerne mit abgeschlossen Schalen oder Unterschalen angrenzen.

Die bislang gewonnenen experimentellen Daten zu den Lebensdauern vieler Kerne sind zum Teil noch immer lückenhaft und mit großen Unsicherheiten behaftet. Aus diesen Gründen wurde im Juni und Juli 2021 am Kölner Tandem-Beschleuniger ein Experiment durchgeführt mit dem Fokus Zustände in ^{59}Ni ($N = 31$, $Z = 28$) und ^{57}Fe ($N = 31$, $Z = 26$), welche direkt an den Unterschalenabschluss bei $N = 32$ angrenzen, anzuregen. Diese und weitere Isotope wurden durch eine Fusionsverdampfungsreaktion erzeugt, in welcher ein ^{51}V -Target mit einem ^{12}C -Strahl bei einer Energie von 55 MeV beschossen wurde. Eine vorläufige Untersuchung einer Lebensdauer in ^{59}Ni anhand der gewonnenen Daten wurde im Rahmen einer Bachelorarbeit von R. Burggraf durchgeführt [2].

In dieser Arbeit erfolgt nun die Auswertung weiterer Daten des Experiments zu ^{57}Fe in Form einer vorläufigen Lebensdauerbestimmung des jeweils ersten angeregten $7/2^-$ - und $9/2^-$ -Zustands des Kerns, da die bisher bekannten Werte beider Zustände große Unsicherheiten

aufweisen und teils widersprüchlich sind. Die Halbwertszeit des $7/2^-$ - Zustands wurde in zwei unabhängigen Studien jeweils mittels Doppler-Shift Attenuation Methode (kurz: DSAM) bestimmt. 1985 ermittelte eine Arbeitsgruppe um P. Banerjee diese über die Reaktion $^{55}\text{Mn}(\alpha, \text{pn}\gamma)^{57}\text{Fe}$ zu $0,13(7)$ ps [3]. Im Widerspruch dazu steht die Arbeit einer Gruppe um Yu. G. Kosyak aus dem Jahr 1987, die eine DSAM-Messung mit der Reaktion $^{57}\text{Fe}(\text{n}, \text{n}'\gamma')$ durchgeführt hat und den Wert der Halbwertszeit auf $>1,0$ ps eingrenzen konnte [4]. Zum $9/2^-$ - Zustand wurde bislang lediglich eine einzige Messung von Nathan *et al.* im Jahr 1978 durchgeführt [5]. Die Gruppe hat mittels Recoil-Distance Measurement (kurz: RDM) die Fusionsreaktion $^{48}\text{Ca}(^{13}\text{C}, 4\text{n})^{57}\text{Fe}$ ausgewertet und so eine Halbwertszeit von $2,9(4)$ ps bestimmt.

2 Theoretische Vorbereitungen

2.1 Schalenmodell des Atomkerns

Der Atomkern wird gebildet aus Protonen und Neutronen und durch eine kurzreichweitige Kraft zusammengehalten, die die langreichweitige Coulomb-Abstoßung zwischen den Protonen überwindet. Das Tröpfchenmodell bietet eine einfach zugängliche, semi-klassische Beschreibung, indem es den Kern analog zu einem Flüssigkeitstropfen modelliert, und liefert dadurch gute Werte für die Bindungsenergien im Kern, aber keinerlei Erkenntnisse über dessen innere Struktur und keine Erklärung für die magischen Zahlen. Atomkerne mit magischen Protonen- oder Neutronenzahlen zeichnen sich aus durch eine hohe Bindungsenergie pro Nukleon, höhere Anregungsenergien der ersten angeregten Zustände, niedrigere Protonen- und Neutroneneinfang-Wirkungsquerschnitte, sowie in einigen Fällen verringerte reduzierte Übergangswahrscheinlichkeiten für Übergänge in den Grundzustand. Im Falle doppelt magischer Kerne, also solche mit sowohl magischer Protonen- als auch Neutronenzahl wie ${}^4\text{He}$, ${}^{16}\text{O}$, ${}^{40}\text{Ca}$, ${}^{48}\text{Ca}$ usw. treten diese Eigenschaften besonders stark hervor. Ein großer Erfolg des nuklearen Schalenmodells liegt darin, dass es diese magischen Zahlen korrekt vorhersagt.

Das Schalenmodell beschreibt den Kern quantenmechanisch, indem es die Nukleonen als A voneinander unabhängige Spin- $1/2$ -Teilchen in einem von den weiteren Nukleonen erzeugten mittleren Potential $U(r)$ betrachtet:

$$H = \sum_i^A T_i + \sum_{i<j} V_{ij} = \sum_i^A (T_i + U(\vec{r}_i)) + \left(\sum_{i<j} V_{ij} - \sum_i^A U(\vec{r}_i) \right) = H_0 + H_R \quad (2.1)$$

Der Term H_0 beschreibt die A unabhängigen Nukleonen im mittleren Potential U , H_R ist eine im Vergleich dazu kleine Restwechselwirkung. Die Lösung dieses Ansatzes für ein einfaches Kastenpotential gibt bereits die ersten drei magischen Zahlen korrekt wieder. Realistischere Ansätze für das Potential (z.B. ein Woods-Saxon-Potential) und die Berücksichtigung einer starken Spin-Bahn-Kopplung, wie erstmals von Haxel, Jensen und Suess [6] und davon

unabhängig von Goeppert-Mayer [7] im Jahr 1949 veröffentlicht, reproduzieren schließlich auch die verbleibenden magischen Zahlen als das Resultat von Schalenabschlüssen.

Das Modell sagt ebenso erfolgreich Spins, Paritäten und magnetische Momente vorher. Begründet durch diese Erfolge wurden bis heute zahlreiche Verfeinerungen und Erweiterungen des Modells erarbeitet.

2.2 Lebensdauer und reduzierte Übergangswahrscheinlichkeit

Um die Güte von Schalenmodellrechnungen zu bewerten, ist ein ständiger Vergleich mit experimentell vergleichsweise einfach zugänglichen Observablen wie Kernmassen und Spins, sowie Anregungsenergien nötig. Neben diesen genannten Größen geben außerdem die reduzierten Übergangswahrscheinlichkeiten angeregter Zustände eingehende Aufschlüsse über die zugrundeliegende Schalenstruktur. Die Übergangswahrscheinlichkeit ist gegeben durch:

$$B(\sigma\lambda; I_i \rightarrow I_f) = \frac{1}{2I_i + 1} |\langle \Psi_f || M(\sigma\lambda) || \Psi_i \rangle|^2 \quad (2.2)$$

Dabei steht σ stellvertretend für die Art des Übergangs (M für magnetisch, E für elektrisch), λ für dessen Multipolarität, $I_{i,f}$ ist der Gesamtdrehimpuls des Anfangszustands $|\Psi_i\rangle$ bzw.

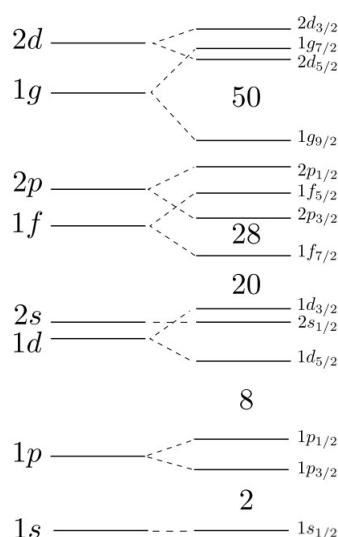


Abbildung 1: Beispielhafte Spin-Bahn-Kopplungsbedingte Aufspaltung der Energieniveaus im Atomkern. Entnommen aus Ref. [8].

des Endzustands $|\Psi_f\rangle$ und $\langle\Psi_f||M(\sigma\lambda)||\Psi_i\rangle$ ist das reduzierte Übergangsmatrixelement des elektromagnetischen Multipoloperators $M(\sigma\lambda)$.

Mithilfe der Übergangsrates $T(\sigma\lambda; I_i \rightarrow I_f)$, gegeben durch

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

ergibt sich daraus die Lebensdauer τ eines angeregten Zustands zu

$$\tau(I_i) = \left(\sum_{I_f} \sum_{\lambda} T(\sigma\lambda; I_i \rightarrow I_f) [1 + \alpha(\lambda)] \right)^{-1}, \quad (2.4)$$

mit dem Übergangskoeffizienten $\alpha(\lambda)$. Lebensdauern angeregter Zustände können, je nach Größenordnung, direkt oder indirekt im Experiment bestimmt werden.

2.3 Methoden zur Messung nuklearer Lebensdauern

Die Spanne möglicher Lebensdauern ist breit; es existieren Isotope, bei denen die Lebensdauern angeregter Zustände mitunter bei 10^{15} Jahren liegen, während kurzlebige Zustände bereits nach 10^{-20} Sekunden wieder zerfallen können [9]. Je nach Größenordnung der zu ermittelnden Lebensdauer sind verschiedene Messmethoden geeignet. Eine Übersicht über gängige Messverfahren ist in Abb. 2 gegeben.

Bei der *Doppler-Shift Attenuation Methode* (kurz: DSAM) wird eine Targetfolie mit einem Ionenstrahl beschossen. Die dabei entstehenden hochangeregten Verbundkerne werden durch den Rückstoß aus der Folie herausgeschlagen und anschließend in einer direkt dahinter befindlichen Stopperfolie zum Stillstand gebracht. Regt sich ein solcher Kern während des Abbremsvorgangs ab, so ist die gemessene Energie des dabei emittierten Photons um einen gewissen Betrag Doppler-verschoben, der von der Geschwindigkeit des Kerns im Moment des Übergangs sowie dem Emissionswinkel des γ -Quants abhängt, wodurch der gemessene Peak im Energiespektrum deformiert wird. Die resultierende unsymmetrische Linienform enthält somit Informationen über die Lebensdauer des jeweiligen Zustands. Das Verfahren eignet sich gut zur Bestimmung von Lebensdauern im Subpikosekundenbereich; für Lebensdauern im Bereich weniger bis hin zu einigen hundert Pikosekunden eignet sich stattdessen die *Recoil-Distance Doppler-Shift-Methode* (kurz: RDDS, Details im folgenden Kapitel).

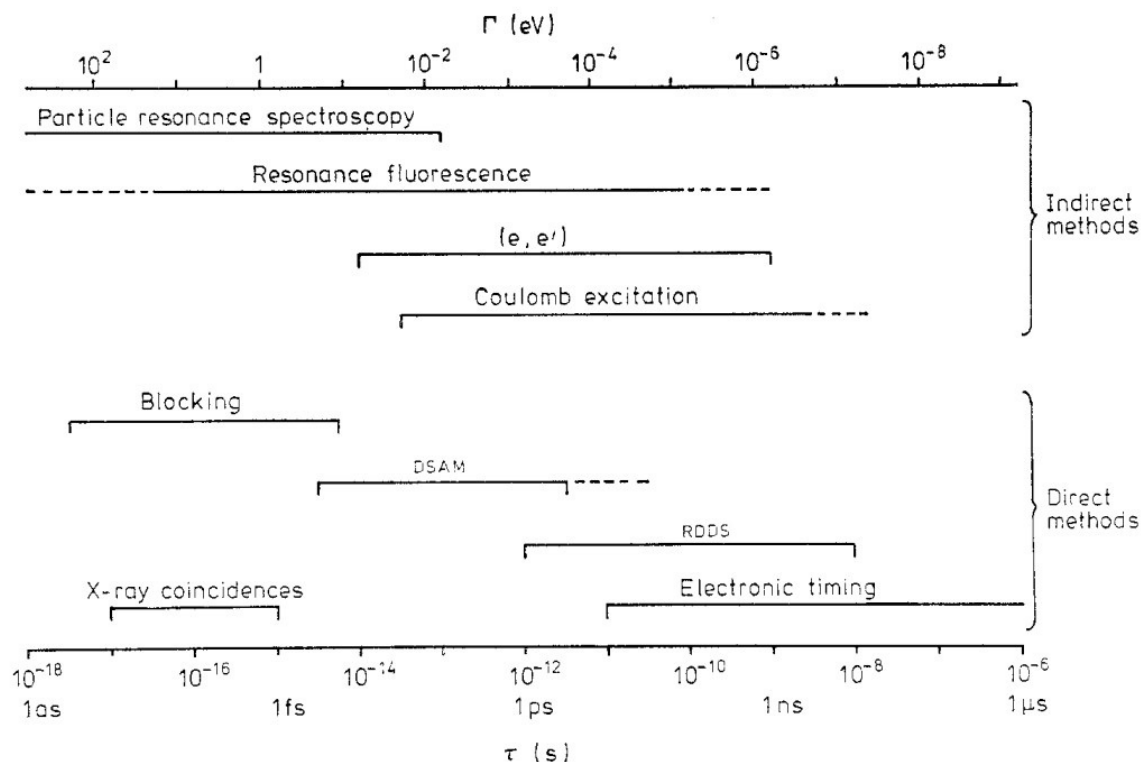


Abbildung 2: Methoden zur Bestimmung der Lebensdauer, unterteilt nach direkten und indirekten Methoden und nach sensitiven Lebensdauerintervallen. Entnommen aus Ref. [10]

Die bisher bekannten Lebensdauerwerte der in dieser Arbeit untersuchten Zustände liegen bei wenigen Pikosekunden und damit im Grenzbereich zwischen für DSAM und RDDS-Methode zugängliche Lebensdauermessungen. In dem hier betrachteten Experiment wurden sowohl RDDS- als auch DSAM-Daten aufgenommen, wobei sich diese Arbeit ausschließlich mit den RDDS-Daten befassen wird. Im Folgenden wird daher zunächst die RDDS-Methode genauer erläutert.

2.4 Die RDDS-Methode

Unter Berücksichtigung des durchgeführten Fusionsverdampfungsexperimentes wird auf die RDDS-Methode in Bezug auf Fusionsreaktionen mit festem Target eingegangen. Bei einer solchen Fusionsreaktion werden dünne Targetfolien mit einem hochenergetischen Ionenstrahl beschossen, wodurch hochangeregte, zusammengesetzte Kerne entstehen, die durch den dabei stattfindenden Impulsübertrag aus der Targetfolie hinausgestoßen werden. Mit einer Geschwindigkeit $v = \beta c = x/t_f$ legen diese Rückstoßkerne anschließend in der Zeit t_f eine

fest vorgegebene Strecke x im Vakuum zurück, bevor sie in einer in dieser Distanz zum Target befindlichen Stopperfolie innerhalb einer Zeit t_s vollständig abgebremst werden.

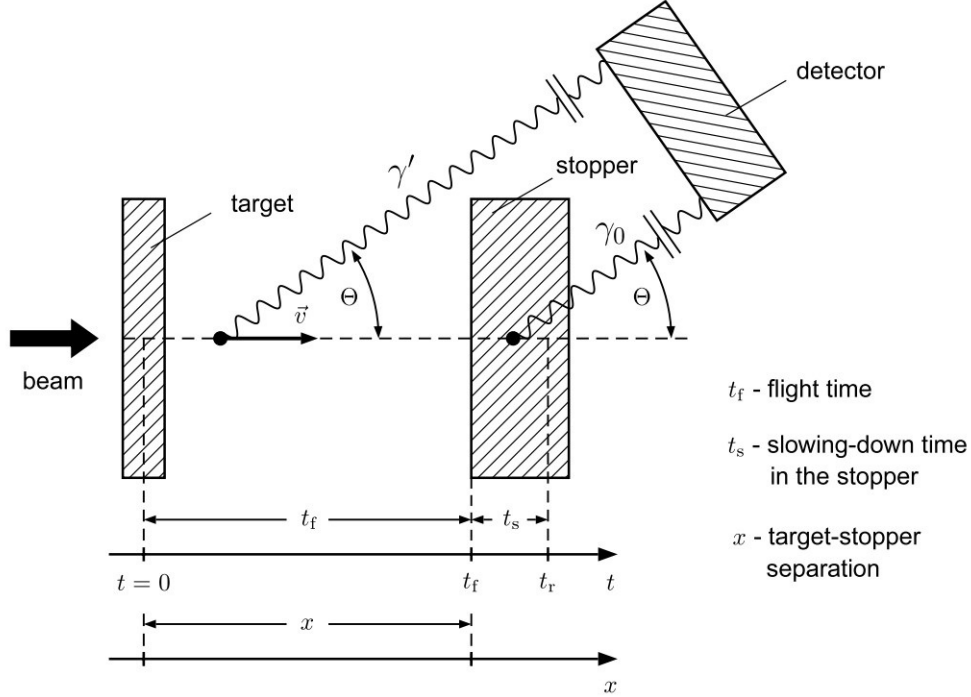


Abbildung 3: Schematische Darstellung des RDDS-Verfahrens. Die gemessene Energie $E_{\gamma'}$ eines im Flug emittierten γ -Quants ist gegenüber der Energie E_{γ_0} eines nach dem Abstoppen erzeugten γ -Quants Doppler-verschoben. Entnommen aus Ref. [11].

Die Energie E_0 der beim Zerfall angeregter Zustände emittierten γ -Quanten kann mit Detektoren, die sich um diesen Aufbau herum befinden, gemessen werden. Zerfällt der Kern im Flug, so ist die im Winkel θ zur Flugrichtung des Kerns gemessene Energie E_{γ} Doppler-verschoben:

$$E_{\gamma} = E_0 \cdot \frac{\sqrt{1 - \beta^2}}{1 - \beta \cos \theta} \quad (2.5)$$

Wenn nun die Flugzeit des Kerns und die Lebensdauer in derselben Größenordnung liegen, wird man bei der Aufnahme eines Energiespektrums also zwei Peaks bei den Energien E_0 und E_{γ} erhalten, wobei der verschobene Peak aufgrund der Geschwindigkeitsverteilung der Rückstoßkerne und des Doppler-Effekts zusätzlich verbreitert ist. Die Lebensdauerinformation steckt nun im Verhältnis der Anzahl an γ -Quanten, die im Flug emittiert wurden zur

Anzahl derer, die nach dem Stoppen des Kerns erzeugt wurden.

Die Analyse gestaltet sich prinzipiell einfach, wenn nur ein Zustand angeregt wird. In diesem Fall lässt sich die Lebensdauer τ aus der normalisierten Zerfallskurve

$$R(t_r) = e^{-t_r/\tau} = \frac{I_U(t_r)}{I_U(t_r) + I_S(t_r)} \quad (2.6)$$

bestimmen, wobei $t_r = t_f + t_s$ die Summe aus Flugzeit und der Zeit, bis der Kern in der Stopperfolie zum Stillstand kommt, ist, und I_U bzw. I_S die Intensitäten der unverschobenen bzw. Doppler-verschobenen Peaks bezeichnet. Die Komplexität nimmt mit der Zahl unterschiedlicher angeregter Zustände jedoch stark zu. Bei Fusionsverdampfungsreaktionen wird üblicherweise eine große Fülle diverser Zustände angeregt und ein nicht zu vernachlässigender Anteil des Feedings in den auftretenden Abregungskaskaden ist nicht vollständig zu beobachten, da nur ein kleiner Teil der Zerfälle tatsächlich nachgewiesen werden kann, was größere systematische Fehler zur Folge hat.

Abhilfe für diese Problematik schafft die Event-basierte Sortierung in sogenannte $\gamma\gamma$ -Matrizen, in denen neben Energien auch Zeitinformatoren der gemessenen Energien gespeichert werden. Dadurch ist es möglich, auf ein Energieintervall um einen (direkt oder indirekt) fütternden Zustand zu "gaten", also ein bestimmtes Energiefenster fest zu setzen und dann all diejenigen Ereignisse, die nicht koinzident zu den γ -Quanten innerhalb des Gate-Bereichs aufgetreten sind, aus dem Spektrum heraus zu filtern und somit gezielt bestimmte Kaskaden für die Analyse auszuwählen.

Ein weiterer Faktor, der die Unsicherheiten in der Analyse erhöht, ist die Tatsache, dass die absoluten Abstände von der Target- zur Stopperfolie bestimmt werden müssen, bzw die korrespondierenden absoluten Flugzeiten der Kerne. Relative Abstände bzw. Flugzeiten ließen sich weitaus präziser bestimmen als absolute Werte, und genau diesen Vorteil bringt die *Differential Decay Curve Methode*, kurz DDCM, mit sich. Besonders für kleine Abstände und Flugzeiten (~ 3 -10 ps) [11] können die relativen Unsicherheiten der absoluten Werte problematisch groß werden, wogegen die relativen Abstände und Flugzeiten sich in diesen Bereichen noch immer genau bestimmen lassen.

2.5 Die DDC-Methode

Zur Analyse der im Experiment gewonnenen Daten findet in dieser Arbeit die DDC-Methode Verwendung. Daher soll im Folgenden eine kurze Herleitung der hierfür wichtigen formellen

Zusammenhänge gegeben werden. Für eine umfassendere Beschreibung der Methode sei auf Ref. [11] verwiesen.

Die Lebensdauer von Interesse sei die eines Zustandes i , welcher über den Übergang A in einen Zustand j depopuliert und von höher liegenden Zuständen k populiert wird. Der direkt fütternde Übergang sei B und werde wiederum durch den Übergang C bevölkert (vgl. Abb. 4):

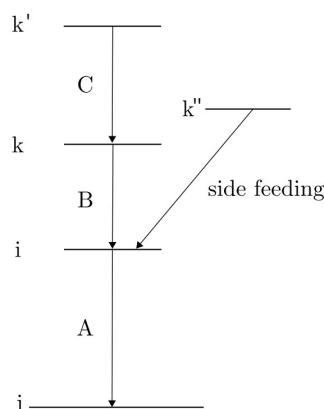


Abbildung 4: Skizze eines einfachen Energieniveau-Schemas. Gezeigt sind ein Niveau von Interesse i , höhere Niveaus k, k', k'' , ein tieferes Niveau j sowie Übergänge A, B, C zwischen den Niveaus. Entnommen aus Ref. [8] und bearbeitet.

Wenn alle Zustände innerhalb einer Zeit $t < t_f$, mit der Flugzeit t_f , zerfallen, ist die gemessene Energie Doppler-verschoben; tritt hingegen ein Zerfall nach der Zeit t_f auf, bleibt die gemessene Energie unverschoben. Entsprechend notieren wir verschobene Übergänge mit A_S, B_S usw. und mit A_U, B_U usw. die jeweils unverschobenen Komponenten.

Es ist nun möglich, zur Analyse der Lebensdauer des Zustands i entweder von unten auf den Übergang A zu gaten, oder von oben auf den direkt fütternden Übergang B oder einen indirekten Feeder C . Anhand der Abb. 4 ist ersichtlich, dass ein Gate von unten keine Abhilfe gegen unerwünschtes Side-Feeding schaffen kann, weshalb im Folgenden nur Gates von oben betrachtet werden.

Zunächst betrachten wir den Fall, dass sowohl auf verschobene als auch unverschobene Komponenten des direkten Feeders B gegatet werde. Die mit den Übergängen B und A assoziierten Peakintensitäten $\{B, A\}$ lassen sich dann darstellen über

$$\{B, A\} = \{B_S, A_S\} + \{B_S, A_U\} + \{B_U, A_S\} + \{B_U, A_U\} \quad (2.7)$$

Kausalitätsbedingt muss $\{B_U, A_S\} = 0$ gelten; außerdem werden nicht alle auftretenden Übergänge vom Detektor erfasst, da dieser nur einen gewissen Winkelbereich abdecken kann. Diesem Umstand sowie der Nachweiseffizienz des Detektors tragen wir mit einem Korrekturfaktor $K(A, B)$ Rechnung:

$$\{B, A\} = \frac{\{B, A\}_{ob}}{K(A, B)}, \quad (2.8)$$

wobei das Kürzel *ob* die tatsächlich erfassten Übergänge kennzeichnet.

Für die Anzahl $n_i^{AB}(t)$ der Kerne im Zustand i zur Zeit t innerhalb der Kaskade (B, A) gilt:

$$\frac{d}{dt}n_i^{AB}(t) = -\lambda_i n_i^{AB}(t), \quad (2.9)$$

wobei λ_i die Zerfallskonstante des Zustands i ist. Das Integral $N_i^{AB}(t) = \lambda_i \int_{t_f}^{\infty} n_i^{AB}(t) dt$ entspricht der Anzahl an Zerfällen des Zustands i nach der Flugzeit t_f . Damit ergibt sich die Lebensdauer τ_i des Zustands i zu

$$\tau_i = -\frac{N_i^{AB}(t)}{\frac{d}{dt}N_i^{AB}(t)} \quad (2.10)$$

Unter Verwendung obiger Notation lässt sich dieser Zusammenhang folgendermaßen darstellen:

$$\tau_i = -\frac{\{B, A_U\}}{\frac{d}{dt}\{B, A_U\}} \quad (2.11)$$

Betrachten wir nun die zeitliche Ableitung der Gleichung 2.7, so finden wir

$$\frac{d}{dt}\{B, A\} = \frac{d}{dt}\{B_S, A_S\} + \frac{d}{dt}\{B, A_U\} = 0, \quad (2.12)$$

da die Gesamtintensität nicht von der Flugzeit abhängt. Berücksichtigen wir zudem, dass aus B_U keine Information über die Lebensdauer gewonnen werden kann (weshalb das Gate

auf den jeweiligen Flugpeak zu setzen ist), so ergibt sich aus den Gleichungen 2.11 und 2.12 schließlich

$$\tau_i = \frac{\{B_S, A_U\}_{ob}}{\frac{d}{dt}\{B_S, A_S\}_{ob}} \quad (2.13)$$

In einem letzten Schritt können wir dies in Abhängigkeit vom Abstand x zwischen Target- und Stopperfolie ausdrücken:

$$\tau(x) = \frac{\{B_S, A_U\}_{ob}(x)}{\frac{d}{dx}\{B_S, A_S\}_{ob}(x)} \cdot \frac{1}{v} \quad (2.14)$$

Wird das Gate auf einen indirekten Feeder C gesetzt, muss diese Gleichung modifiziert werden, da auch das Feeding des relevanten Zustands i über B berücksichtigt werden muss. In diesem Fall ergibt sichⁱ:

$$\tau(x) = \frac{\{C_S, A_U\}_{ob}(x) - \alpha \cdot \{C_S, B_U\}_{ob}(x)}{\frac{d}{dx}\{C_S, A_S\}_{ob}(x)} \cdot \frac{1}{v} \quad (2.15)$$

Hierbei ist α ein Korrekturfaktor, der sich durch Mittelung über eine folgendermaßen definierte Größe $\alpha(x)$ berechnen lässt:

$$\alpha(x) = \frac{\{C_S A_U\}_{ob}(x) + \{C_S, A_S\}_{ob}(x)}{\{C_S, B_U\}_{ob}(x) + \{C_S, B_S\}_{ob}(x)} \quad (2.16)$$

ⁱfür eine detaillierte Herleitung sei erneut auf Ref. [11] verwiesen

3 Experiment

Das Experiment fand am Kölner Tandem-Beschleuniger am Aufbau des Kölner Koinzidenz-Plunger [12] im Zeitraum vom 22.06.2021 bis zum 01.07.2021 statt. Es wurde ein ^{51}V -Target mit einem ^{12}C -Ionenstrahl bei 55 MeV beschossen, wodurch der Verbundkern ^{63}Cu entstand. Durch die Verdampfung eines Protons, eines Neutrons und eines α -Teilchens wird beim beschriebenen Prozess ^{57}Fe gemäß der Reaktionsgleichung $^{12}\text{C}(^{51}\text{V},\text{pn}\alpha)^{57}\text{Fe}$ populiert. Für eine eingehende Beschreibung der Wahl der Komponenten und Parameter wie dem Target- und Stoppermaterial, deren Massenbelegungen, dem Ionenstrahl und dessen Energie usw. in Vorbereitung auf das Experiment, wird auf die Arbeit von R. Burggraf [2] verwiesen, wo zudem die Aufbereitung der gewonnenen Messdaten für die Analyse ausführlich dargelegt wird.

Die im Experiment erzeugten γ -Quanten wurden über zwei Ringe aus hochreinen Germanium-Detektoren (kurz: HPGe, *High Purity Germanium*) nachgewiesen. Im ersten dieser Ringe befinden sich insgesamt sechs HPGe-Detektoren, die jeweils unter einem Winkel von 45° zur Strahlachse (in Flugrichtung) angeordnet sind. Der gegenüberliegende Ring verfügt über fünf solcher Detektoren, der entsprechende Winkel zur Strahlachse beträgt $142,5^\circ$. Im Folgenden verstehen wir unter *Vorwärtswinkeln* den zuerst genannten *Detektorring eins* und unter *Rückwärtswinkeln* den gegenüberliegenden *Detektorring zwei*.

Die Energiekalibrierung der Detektoren wurde mit einer ^{226}Ra -Quelle vor und nach der Messung durchgeführt. Anhand der Kalibrierungsmessung wurde die Energieauflösung des Rings in Vorwärtsrichtung zu $\text{FWHM}(E) = 0,039(1)\sqrt{E}+1,072(45)$ und für Rückwärtswinkel zu $\text{FWHM}(E) = 0,044(2)\sqrt{E}+1,073(54)$ bestimmt [2]. Die Effizienzkalibrierung des Detektors wurde ebenfalls mithilfe dieser Messung durchgeführt.

Zuerst wurden RDDS-Datenreihen für insgesamt 15 verschiedene Abstände zwischen Target- und Stopperfolie von 16,1 μm bis 815,1 μm aufgenommen, woraufhin zusätzlich eine DSAM-Messung folgte. Die eingestellten Abstände lauten 1, 3, 5, 7, 10, 15, 20, 30, 50, 100, 200, 300, 400, 600 und 800 μm , die in [2] durchgeführte Distanzzeichnung ergab ein

Offset der tatsächlichen Abstände von 15,10(23) μm . Diese liegen daher bei 16.1, 18.1, 20.1, 22.1, 25.1, 30.1, 35.1, 45.1, 65.1, 115.1, 215.1, 315.1, 415.1, 615.1 und 815.1 μm . Die Messdauern für die einzelnen Abstände unterscheiden sich, daher wurde zusätzlich eine Intensitätsnormalisierung durchgeführt. Während der Messung des ersten Abstands von 16,1 μm wurden weitere Nachjustierungen der Detektoreinstellungen vorgenommen, weshalb dieser Abstand nicht für die Analyse berücksichtigt werden kann.

Zur weiteren Aufbereitung der Daten wird das Zeit-Offset der beiden Detektorringe unter Zuhilfenahme des Codes `ND_BUILDEVENTS` [13] korrigiert. Das Koinzidenzfenster für die mit dem Code `SOCOV2` [14] sortierten $\gamma\gamma$ -Matrizen beträgt 80 ns. Es wird dabei aufgrund der errechneten Energieauflösung des Detektors ein Binning von 1 keV verwendet, sodass die Ereignisse in Energieintervallen mit einer Breite von 1 keV zusammengefasst werden. Pro Folienabstand erstellt `SOCOV2` vier Matrizen `X_Y_Abstand`, wobei X den Detektorring kennzeichnet, in dem das erste Ereignis und Y den Ring, in dem das zweite γ -Quant nachgewiesen wurde.

Aus diesen Matrizen lassen sich Einzelspektren `A_B_Abstand` extrahieren, indem mit dem Code `GEISHA` [15] ein Gate auf Detektorring B gelegt wird. Dadurch können wir die koinzident dazu in Ring A aufgetretenen Ereignisse analysieren. Zur Abkürzung werden im Folgenden mit `A_B` Kombinationen von *Gate auf Detektorring B, Analyse auf Ring A* bezeichnet.

3.1 Populierte Kerne

Eine genaue Kenntnis der im Experiment bevölkerten Kerne ist für die Analyse unerlässlich, daher untersuchen wir die Spektren hinsichtlich Peaks bei Energien bekannter Übergänge. Dazu gleichen wir die im Spektrum beobachteten Peaks mit der Datenbank des *NNDC Online Data Service* [16] ab. Der Suchservice *NuDat 3.0* [17] ermöglicht die Suche nach Übergängen bestimmter Energien und *ENSDF* [18] stellt Datenblätter bereit, die alle für das gesuchte Isotop in der Datenbank gesammelten Informationen enthält.

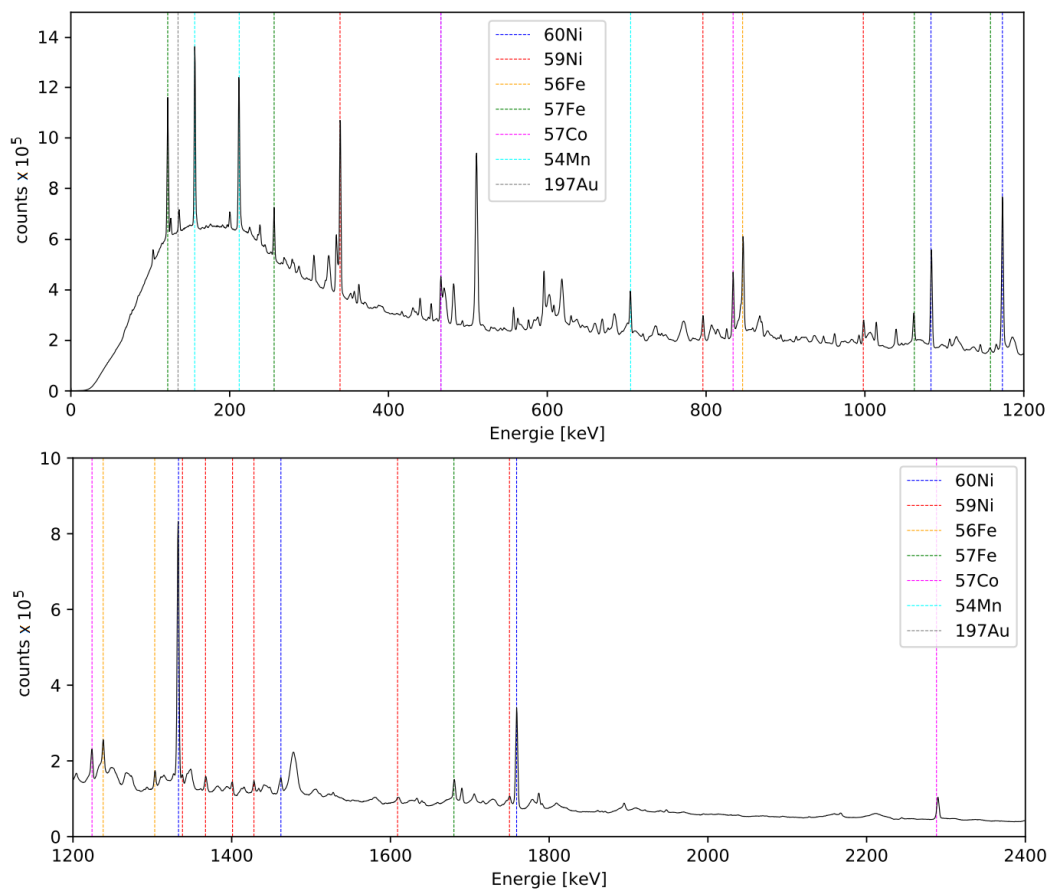


Abbildung 5: Energiespektrum der Reaktion $^{12}\text{C}+^{51}\text{V}$ bei 55 MeV, Detektorring 1, Abstand 1 μm . Identifizierte Peaks sind farblich markiert. Mit freundlicher Genehmigung entnommen aus [2]

Die aus dem Abgleich mit den Datenbanken gewonnenen Erkenntnisse über die populierte Kerne sind in Abb. 5 anhand des gemessenen Spektrums für Ringkombination 1-1 bei 1 μm Folienabstand dargestellt. Die Zugehörigkeit der beobachteten Peaks zu entsprechend populierte Kernen ist im Bild farblich gekennzeichnet.

Die am meisten bevölkerten Kerne sind ^{59}Ni und ^{60}Ni und auch bei Übergangsenergien von ^{57}Fe sind deutlich ausgeprägte Peaks zu erkennen.

4 Der $7/2^-$ -Zustand

4.1 Wahl der Übergänge und Gates für die Analyse

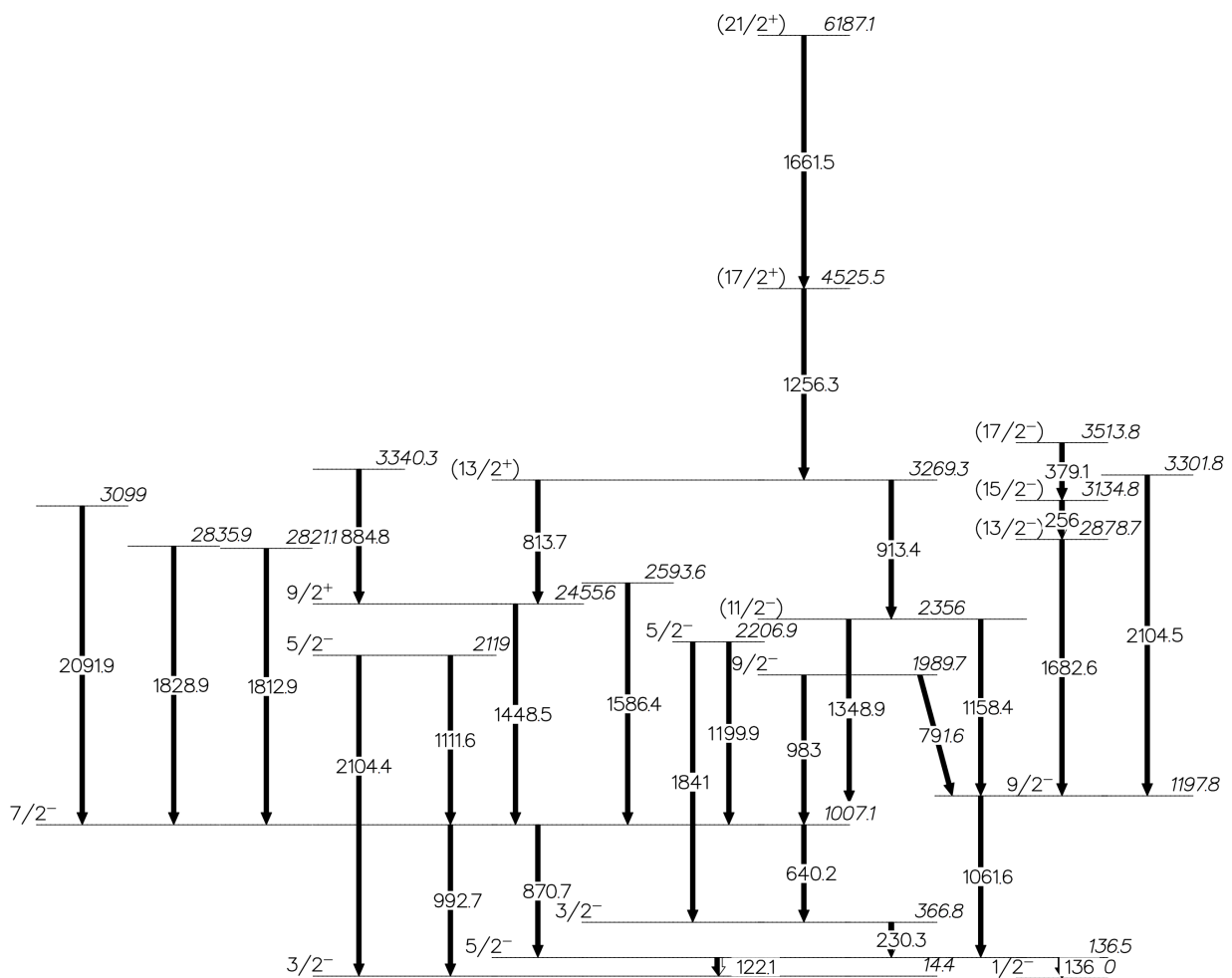


Abbildung 6: Ausschnitt aus dem Energieniveau-Schema von ^{57}Fe . Dargestellt sind die fütternden und depopulierenden Übergänge (und zugehörige Zustände) der ersten angeregten $7/2^-$ - und $9/2^-$ -Zustände, sowie die Kaskaden, die für die Gateauswahl interessant sind. Daten extrahiert aus dem *NNDC Online Data Service* [16].

In Abb. 6 ist ein Ausschnitt aus dem Energieniveauschema von ^{57}Fe gezeigt, an dem die Kandidaten für mögliche Übergänge und Gates für die Lebensdaueranalyse zu sehen sind. Nicht alle in diesem Schema enthaltenen Zustände wurden auch tatsächlich angeregt, daher ist es sinnvoll, zunächst in den aufgenommenen Spektren zu prüfen, welche der Übergänge beobachtet wurden.

Für die Bestimmung der Lebensdauer des $7/2^-$ -Zustandes bei 1007,1 keV kommen prinzipiell drei depopulierende Übergänge in Frage: $7/2^- \xrightarrow{992,7\text{keV}} 3/2_1^-$, $7/2^- \xrightarrow{870,7\text{keV}} 5/2^-$ und $7/2^- \xrightarrow{640,2\text{keV}} 3/2_2^-$. Aufgrund des Verzweigungsverhältnisses der Zerfälle ist der letzte der genannten Übergänge im Spektrum nicht zu erkennen, die anderen beiden Übergänge weisen hingegen eine für eine Lebensdaueranalyse ausreichende Statistik auf. Damit stehen zwei Zerfälle für die Bestimmung der Lebensdauer des $7/2^-$ -Zustands zur Verfügung.

Im nächsten Schritt muss nun ein Übergang für das Gate ausgewählt werden. Dazu bietet es sich an, das Spektrum zunächst zu filtern, indem von unten auf den zu analysierenden Übergang gegatet wird. Auf diesem Weg lässt sich beurteilen, welcher der fütternden Übergänge die größte Statistik aufweist, zudem lassen sich mögliche Kontaminanten erkennen.

Da der 870,7 keV-Übergang eine größere Statistik aufweist als der 992,7 keV-Übergang, wird also ein Gate um 871 keV gesetzt. Um dabei sowohl die verschobenen als auch unverschobenen Komponenten des Übergangs zu erfassen, wird das Gate in Vorwärtsrichtung von 867 keV bis 888 keV gelegt, in Rückwärtsrichtung von 853 keV bis 874 keV. Das auf diesem Weg gefilterte Spektrum ist für die Detektorringkombination 1-1 beim kleinsten verwendeten Folienabstand von 18,1 μm in Abb. 7 aufgetragen.

Es gibt mehrere Übergänge in ^{60}Ni , die innerhalb des gesetzten Gates liegen und da ^{60}Ni im Experiment sehr stark angeregt wurde, treten viele weitere Übergänge aus den zugehörigen Banden im Schnittspektrum auf. Der einzige direkte Feeder des relevanten Zustands in ^{57}Fe , der erkennbar ist, ist der Übergang bei 1348,9 keV, welcher selbst beim dargestellten kleinsten Folienabstand bereits zum Großteil Dopplerverschoben ist. Dies lässt auf eine Lebensdauer im Subpikosekundenbereich des zugehörigen ($11/2^-$)-Anfangszustands bei 2336 keV schließen, und tatsächlich ergaben die bisherigen Messungen alle Werte von unter 1 ps ($T_{1/2} \approx 0,42$ ps aus einer Arbeit von Z. P. Sawa 1972 [19], $T_{1/2} < 0,14$ ps von Nathan *et al.* 1978 [5] und $T_{1/2} = 0,06(2)$ ps von Banerjee *et al.* 1985 [3]). Grundsätzlich wäre dies ein Vorteil für die Analyse, da mehr Statistik innerhalb des verschobenen, fütternden Peaks für mehr Statistik im Übergang von Interesse sorgt. Es gibt jedoch etliche Überschneidungen des potentiellen Gatebereiches mit Übergängen in ^{59}Ni und ^{60}Ni , über welche in Tab. 1 eine

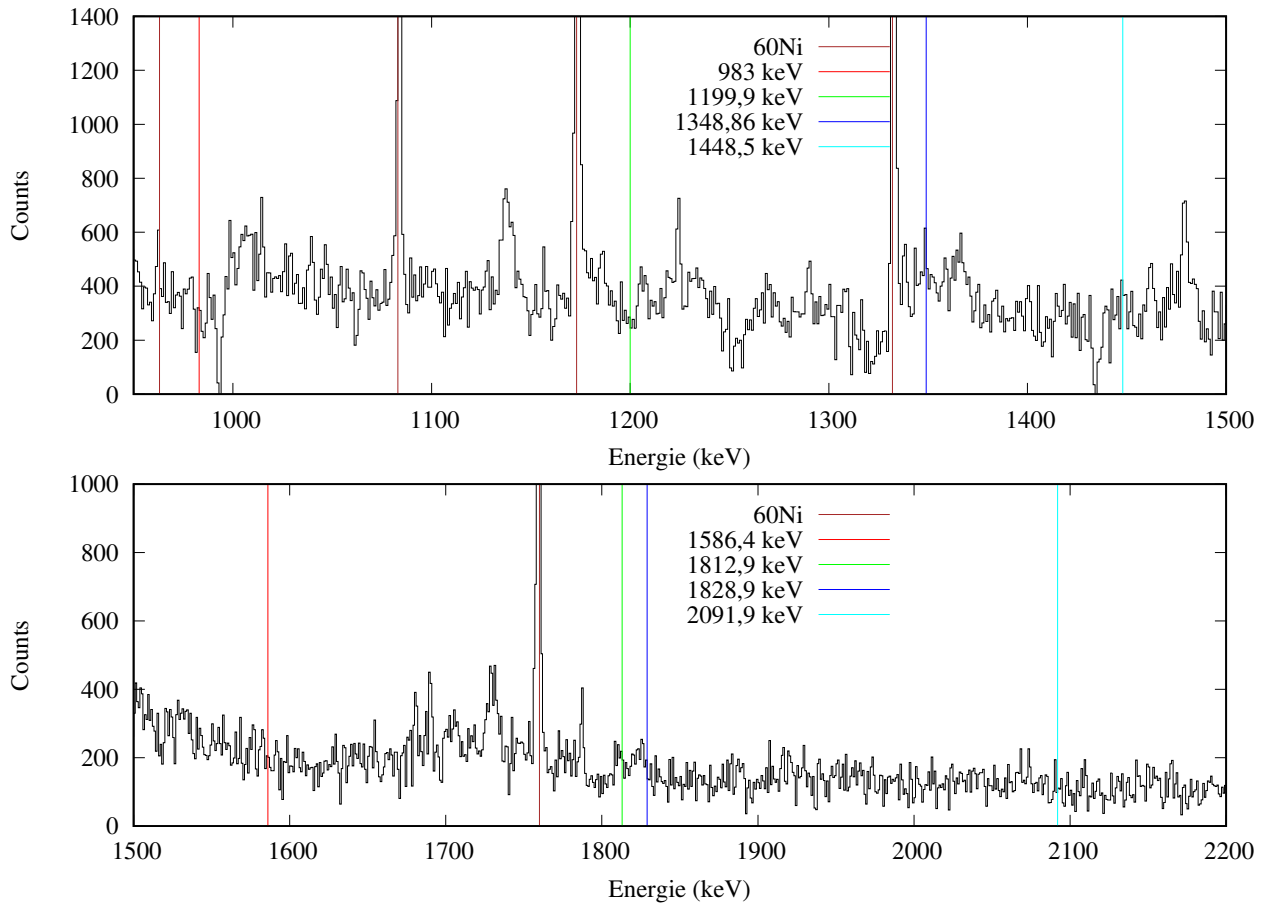


Abbildung 7: Peaks im Schnitterspektrum bei 870 keV-Gate und Analyse auf Vorwärtswinkeln für einen Folienabstand von 18,1 μm . Die deutlichsten Peaks stammen alle von Übergängen in ^{60}Ni . Von den direkten Feedern des $7/2^-$ -Zustands bei 1007,1 keV tritt ausschließlich der Übergang bei 1348,9 keV, hauptsächlich zu höheren Energien Dopplerverschoben, deutlich auf.

Übersicht gegeben ist. Übergänge, die in der Tabelle zwischen Doppelstrich-Zeilentrennungen aufgeführt sind, können prinzipiell beide innerhalb des Koinzidenz-Zeitfensters von 80ns auftreten.

In Vorwärtsrichtung liegt z.B. der verschobene Anteil des 1348,9 keV-Übergangs in ^{57}Fe über der unverschobenen Komponente des 1365,0 keV-Übergangs in ^{60}Ni , welcher koinzident mit Übergängen bei 883,5 keV und 982,9 keV auftritt. Die Lebensdauern der beteiligten Zustände in ^{60}Ni sind nicht bekannt, weshalb das Ausmaß der Verunreinigung sich nicht abschätzen lässt. Der Versuch, stattdessen auf die Detektoren in Rückwärtsrichtung zu gaten, führt wiederum zu einer Überschneidung der verschobenen Komponente des 1348,9 keV-Übergangs mit den 1337,9 keV- und 1341 keV-Übergängen in ^{59}Ni , die koinzident mit Übergängen bei

Tabelle 1: Mögliche koinzidente Überschneidungen bei Gate um den direkten Feeder ($11/2^- \xrightarrow{1349\text{keV}} 7/2^-$) mit den Übergängen $7/2^- \xrightarrow{992,7\text{keV}} 3/2_1^-$ und $7/2^- \xrightarrow{870,7\text{keV}} 5/2^-$ in ^{57}Fe .

Isotop	E_γ (keV)	E_i (keV)	J_i^π	E_f (keV)	J_f^π
^{59}Ni	997	5944,2	-	4947,2	$(15/2^-)$
	1341	2530,4	$9/2^-$	1337,9	$7/2^-$
	997	5944,2	-	4947,2	$(15/2^-)$
	1367,02	2705,1	$11/2^-$	1337,9	$7/2^-$
	997	5944,2	-	4947,2	$(15/2^-)$
	1337,9	1337,9	$7/2^-$	0	$3/2^-$
	858,5	4418,4	$(13/2^-)$	3559,5	$(11/2^-)$
	854,3	3559,5	$(15/2^-)$	2705,1	$11/2^-$
	854,3	3559,5	$(15/2^-)$	2705,1	$11/2^-$
	1367,02	2705,1	$11/2^-$	1337,9	$7/2^-$
	858,5	4418,4	$(13/2^-)$	3559,5	$(11/2^-)$
	1367,02	2705,1	$11/2^-$	1337,9	$7/2^-$
	858,5	4418,4	$(13/2^-)$	3559,5	$(11/2^-)$
	1337,9	1337,9	$7/2^-$	0	$3/2^-$
^{60}Ni	1365,0	7027,8	8^+	5663,0	7^+
	883,5	5148,5	6^+	4265,0	6^+
	1365,0	7027,8	8^+	5663,0	7^+
	982,9	5148,5	6^+	4165,5	5^+

997 keV und 858,5 keV auftreten. Der Übergang bei 1348,9 keV scheidet daher als Gate aus.

Neben den direkten Feedern besteht noch die Möglichkeit, stattdessen ein indirektes Gate auf einen höher gelegenen Übergang zu setzen. Dazu kann die Bande, innerhalb derer der 1348,9 keV-Übergang liegt, weiter nach oben verfolgt werden. Für einen möglichen Übergang ($13/2^+ \xrightarrow{913,4\text{keV}} 11/2^-$) gibt es weitere überschneidende Koinzidenzen mit einer Bande in ^{60}Ni : Der 8^+ -Zustand bei 7027,8 kann neben dem in Tab. 1 genannten Zerfall auch über 914,8 keV zerfallen, woraufhin nach einem Zerfall über einen in Abb. 7 gekennzeichneten Übergang bei 963,7 keV ebenfalls der in Tab. 1 genannte 6^+ -Zustand bei 5148,5 keV erreicht wird, welcher sich sowohl über einen 883,5 keV- als auch 982,9 keV-Übergang abregen kann. Auch der in Abb. 7 gekennzeichnete Übergang bei 1173,2 keV kann innerhalb dieser Kaskaden auftreten. Es ist also davon auszugehen, dass die möglichen Kontaminanten tatsächlich vorhanden sind.

Aus dem weiteren Verlauf der Banden, in denen der 982,9 keV-Übergang liegt, sind jedoch glücklicherweise keine weiteren Übergänge im Spektrum zu finden, weshalb zumindest der $7/2^- \rightarrow 3/2_1^-$ -Zerfall bei 992,7 keV mit einem Gate um 913,4 keV analysiert werden könnte.

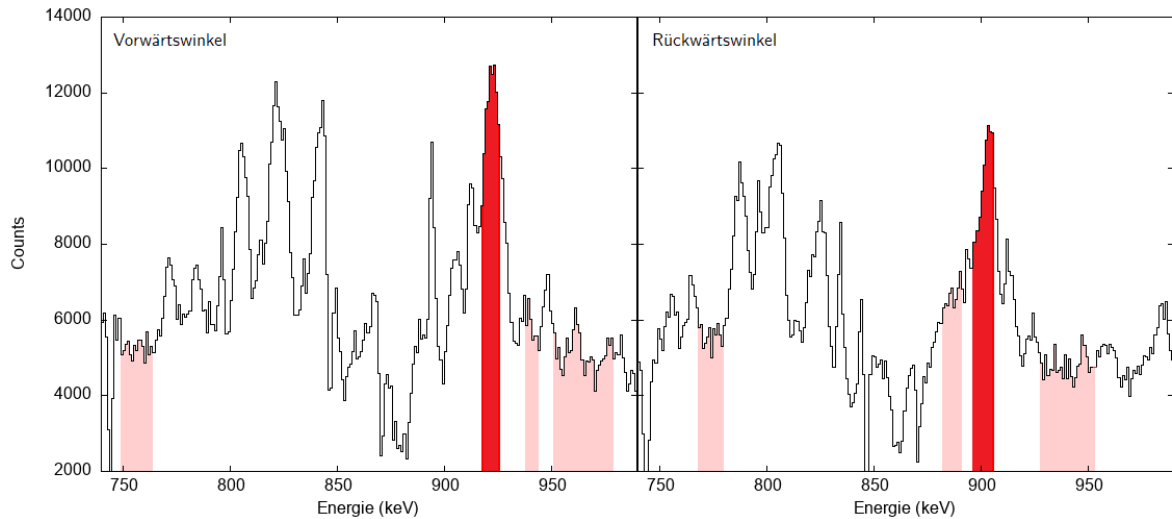


Abbildung 8: Gate auf die verschobene Komponente des 913,4 keV-Übergangs im Summenspektrum (hier dargestellt im Gate auf 870 keV unter Vorwärtswinkeln). Gatebereich in rot, Bereiche für Untergrundkorrektur in hellrot; links unter Vorwärts-, rechts unter Rückwärtswinkeln

Das Gate wird auf den Flugpeak des Übergangs gesetzt, also auf den Bereich von 918 keV bis 926 keV unter Vorwärts- und von 897 keV bis 906 keV unter Rückwärtswinkeln, wie in Abb. 8 dargestellt. Zudem wird jeweils ein Untergrundabzug durchgeführt, wofür idealerweise Bereiche gewählt werden sollten, die möglichst breit sind, möglichst nah am Gate selbst liegen und möglichst keine anderen Peaks treffen. Im Bereich um 913 keV ist dies nicht umsetzbar, wie in Abb. 8 zu sehen ist, weshalb mehrere kleine Bereiche mit höchstens schwachen Peaks gewählt werden mussten. Die Bereiche für den Untergrundabzug unter Vorwärtswinkeln sind 749 - 764 keV, 938 - 944 keV und 951 - 979 keV; unter Rückwärtswinkeln lauten die Bereiche 768 - 780 keV, 882 - 891 keV und 928 - 953 keV.

4.2 Vorläufige Lebensdaueranalyse

4.2.1 Fits der Schnittspektren

Für die Analyse werden zunächst die jeweiligen Intensitäten und Positionen der verschobenen und unverschobenen Peaks der depopulierenden Übergänge für die einzelnen Folienabstände benötigt. Diese erhalten wir aus Gauß-Fits an die entsprechenden Peaks im Schnittspek-

trum, welche zusammen mit einem weiteren Untergrundabzug mittels des Codes TV [20] durchgeführt werden. Die Breite und Position der unverschobenen Peaks werden dabei zur Optimierung der Fitgenauigkeiten auf die aus dem Fit des niedrigsten Folienabstands erhaltenen Werte festgesetzt, also den Abstand von $18,1 \mu\text{m}$, da der Abstand von $16,1 \mu\text{m}$ für die Analyse nicht verwendet werden kann (s. Kap. 3). Das verwendete Gate auf dem Detektorring in Vorwärtsrichtung liegt wie in Kap. 4.1 illustriert auf der verschobenen Komponente des indirekt fütternden $(13/2^+) \xrightarrow{913,4\text{keV}} (11/2^-)$ -Übergangs von 918 keV bis 926 keV , auf dem Ring in Rückwärtsrichtung ist das Gate auf den Flugpeakbereich von 897 keV bis 906 keV gelegt.

Die Fits werden für sämtliche Folienabstände und Detektorringkombinationen durchgeführt. Die Ergebnisse sind in Abb. 9 - 12 aufgetragen. Die unterschiedlich ausgeprägte Statistik der einzelnen Detektorringkombinationen erklärt sich durch die unterschiedliche Anzahl der Detektoren in den beiden Ringen. Da der Ring in Vorwärtsrichtung über sechs, der Ring in Rückwärtsrichtung hingegen nur über fünf HPGe-Detektoren verfügt, sehen wir in den Spektren für die Ringkombination 1-1 die größte und die Spektren für Kombination 2-2 zeigen die niedrigste Statistik. Es ist jedoch zu bemerken, dass die Statistik generell eher niedrig ist und daher erhebliche Untergrundanteile berücksichtigt wurden. Beispiele sind in Abb. 9 bei $18,1 \mu\text{m}$ und Abb. 12 für fast alle Abstände gezeigt.

4.2.2 Geschwindigkeitskorrektur

Neben den Peakintensitäten wird die mittlere Fluggeschwindigkeit der Kerne für die Auswertung benötigt (s. Gl. 2.14 bzw. 2.15). Diese kann mittels Gl. 2.5 aus den Positionen der verschobenen und unverschobenen Peaks berechnet werden. Führt man dies für jede Foliendistanz durch, beobachtet man einen scheinbaren Anstieg der mittleren Kerngeschwindigkeiten bei den niedrigeren Abständen, der aus einem statistischen Effekt resultiert: Da mehrere unterschiedliche Kerne bei der Fusionsreaktion in unterschiedliche Zustände angeregt werden und diese zusätzlich bereits in der Targetfolie, je nachdem welche Strecke sie darin zurücklegen, durch Wechselwirkungen mehr oder weniger Energie verlieren können, haben die Kerne im Flug keine einheitliche Geschwindigkeit. Je geringer die Fluggeschwindigkeit eines Kerns ist, desto höher ist die Wahrscheinlichkeit, dass er bereits im Flug zerfällt. Für niedrigere Abstände haben daher diejenigen Kerne, die bereits im Flug zerfallen, im Mittel eine niedrigere Geschwindigkeit als bei größeren Folienabständen. Je größer der Abstand ist, desto weniger fällt dieser Effekt ins Gewicht, sodass sich der scheinbare Verlauf der Geschwindigkeiten in Abhängigkeit vom Folienabstand bei zunehmendem Abstand dem

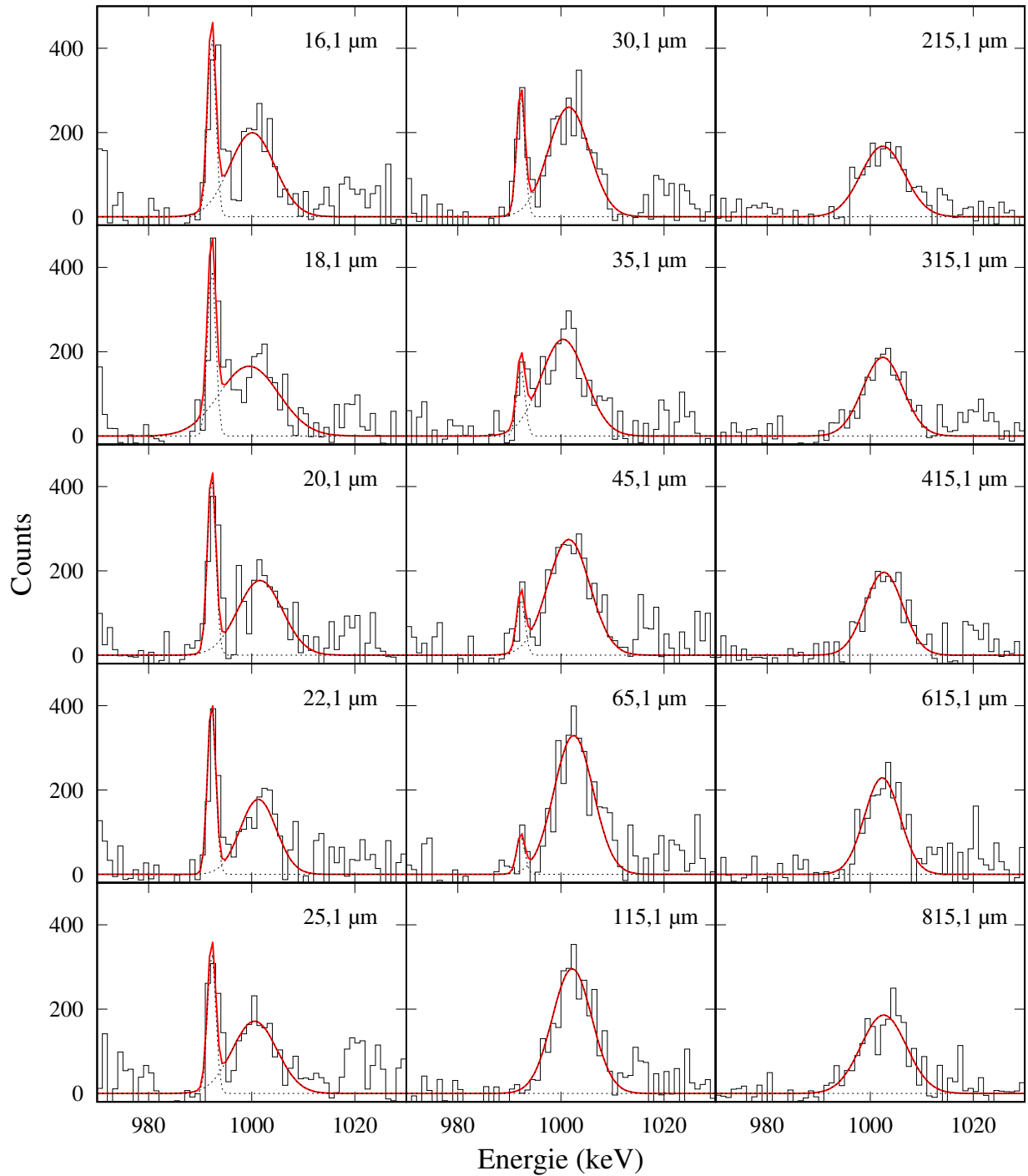


Abbildung 9: γ -Spektren des Zerfalls $7/2^- \rightarrow 3/2^-$ bei 992,7 keV mit **indirektem Gate** auf der verschobenen Komponente des Übergangs $(13/2^+) \rightarrow (11/2^-)$ bei 913,4 keV für alle Folienabstände für die **Detektorringkombination 1-1**. Fits zeigen verschobene und unverschobene Anteile.

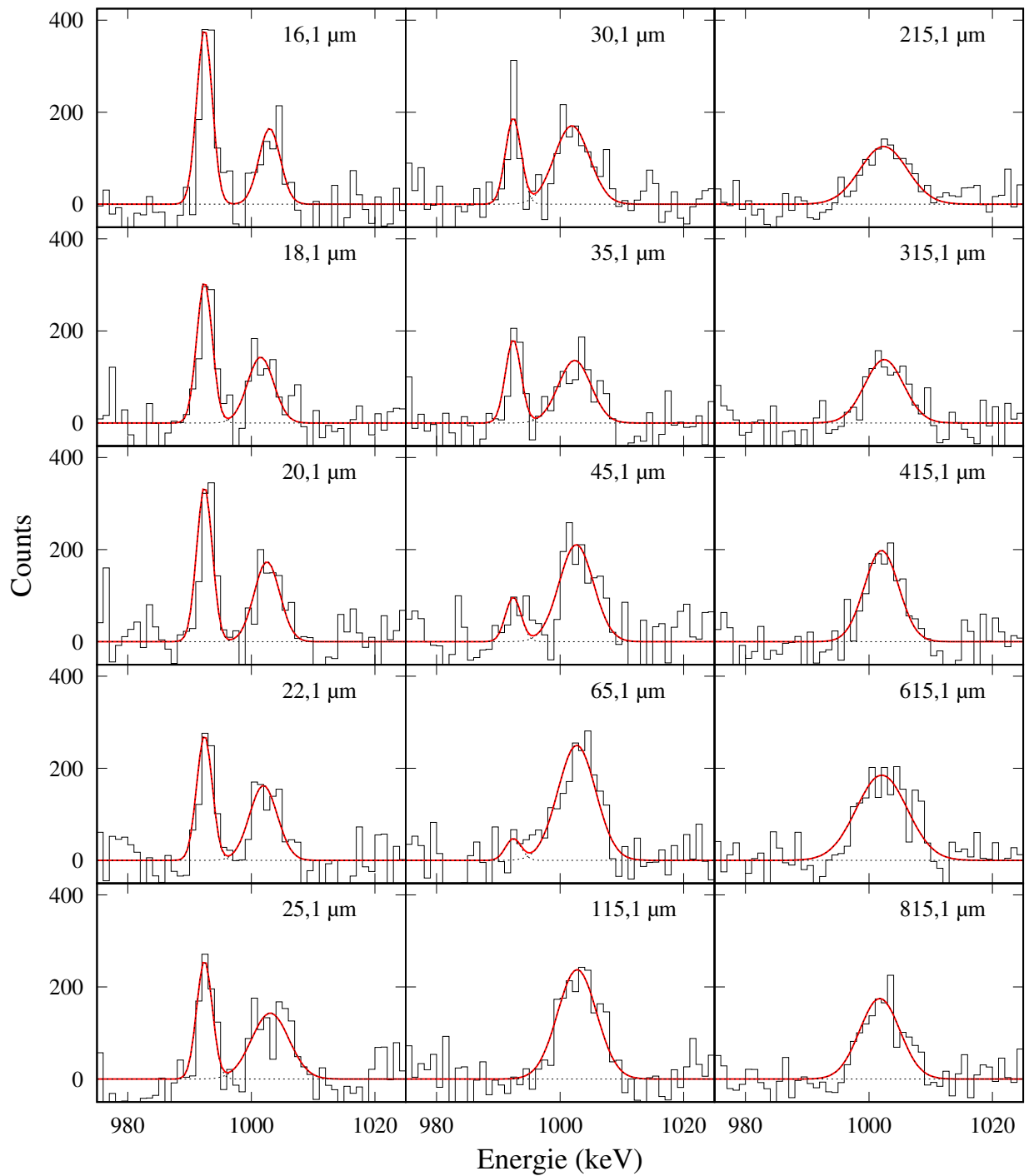


Abbildung 10: γ -Spektren des Zerfalls $7/2^- \rightarrow 3/2^-$ bei 992,7 keV mit **indirektem Gate** auf der verschobenen Komponente des $\text{Übergangs } (13/2^+) \rightarrow (11/2^-)$ bei 913,4 keV für alle Folienabstände für die **Detektorringkombination 1-2**. Fits zeigen verschobene und unverschobene Anteile.

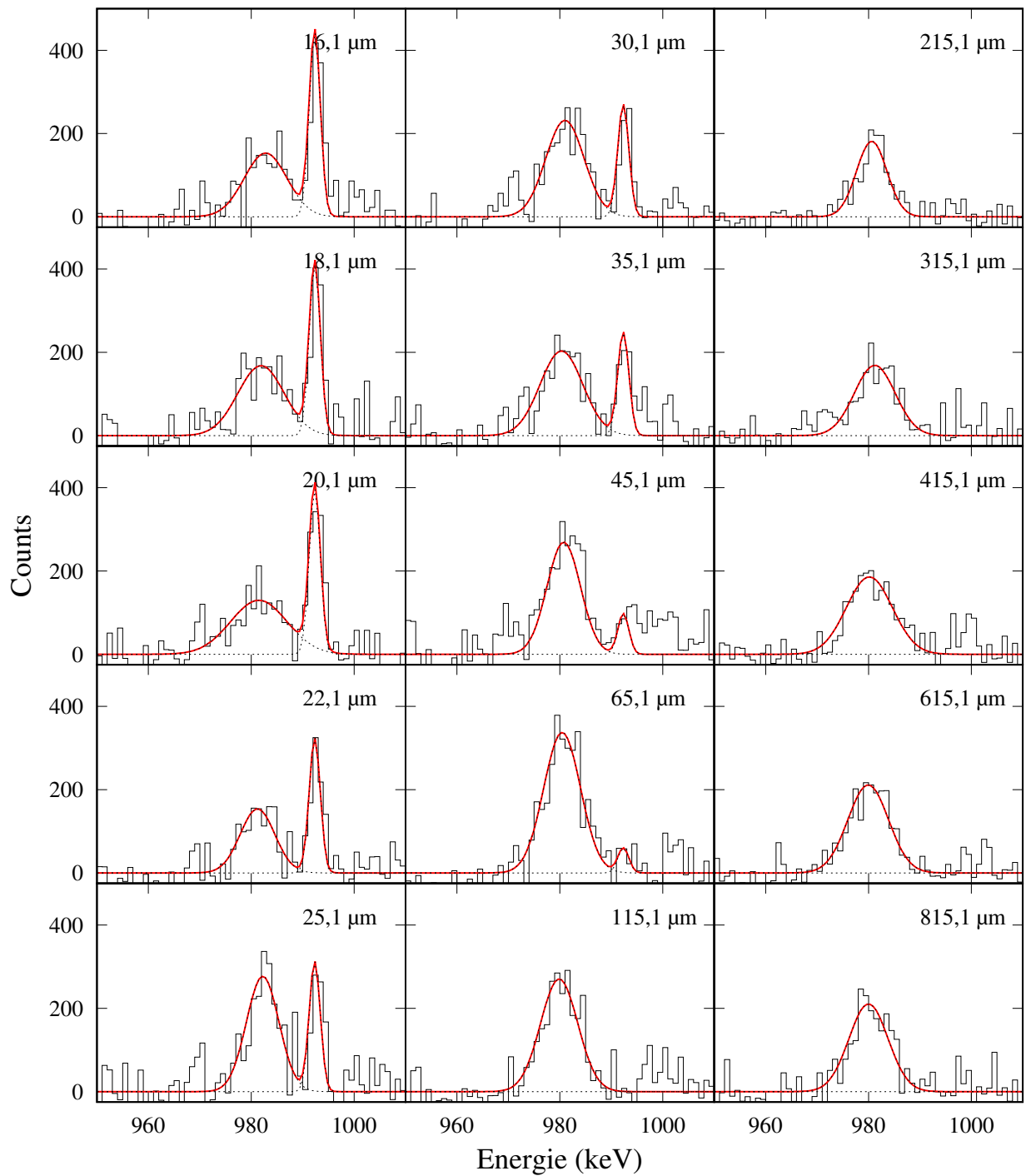


Abbildung 11: γ -Spektren des Zerfalls $7/2^- \rightarrow 3/2^-$ bei 992,7 keV mit **indirektem Gate** auf der verschobenen Komponente des Übergangs $(13/2^+) \rightarrow (11/2^-)$ bei 913,4 keV für alle Folienabstände für die **Detektorringkombination 2-1**. Fits zeigen verschobene und unverschobene Anteile.

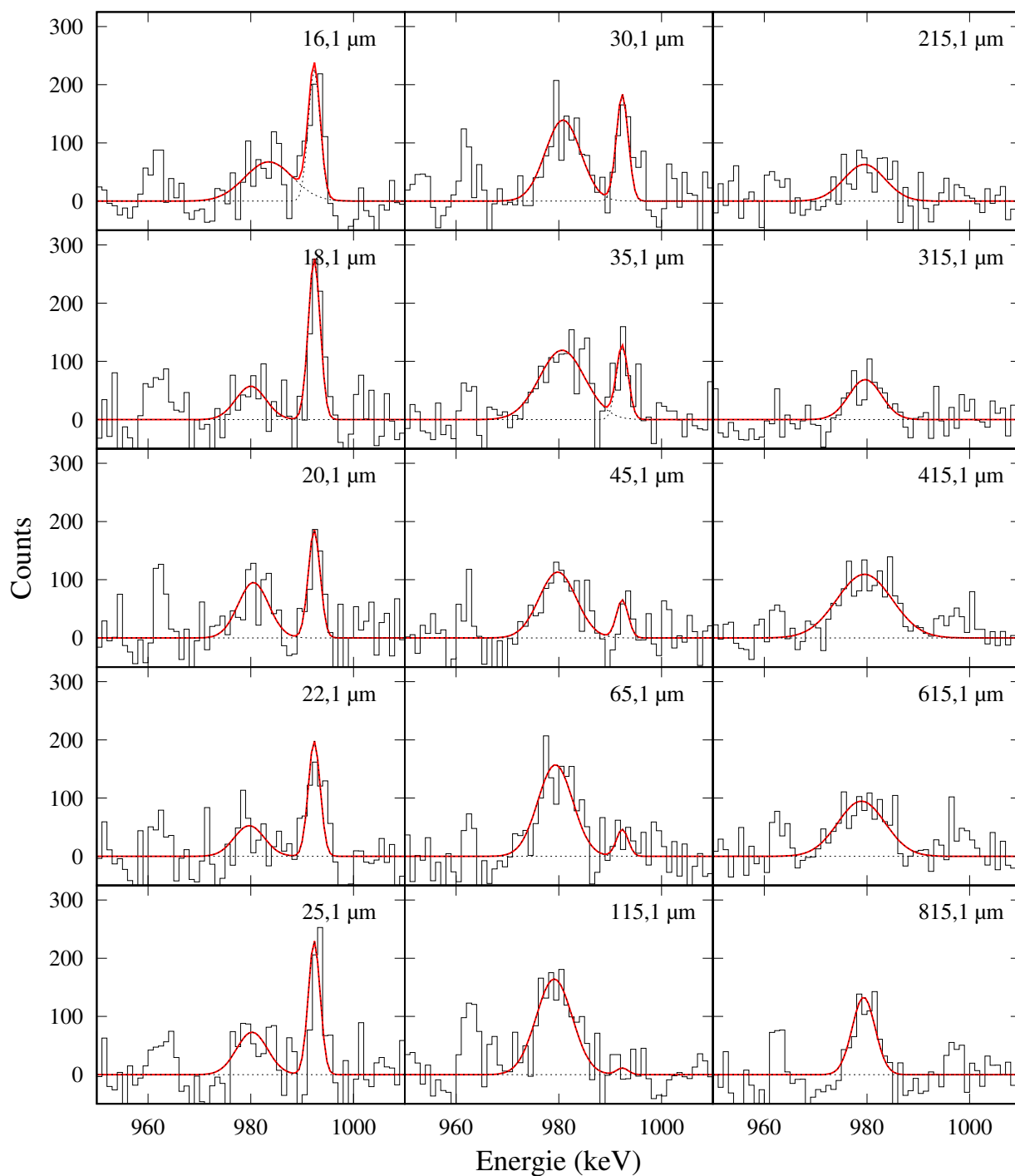


Abbildung 12: γ -Spektren des Zerfalls $7/2^- \rightarrow 3/2^-$ bei 992,7 keV mit **indirektem Gate** auf der verschobenen Komponente des Übergangs $(13/2^+) \rightarrow (11/2^-)$ bei 913,4 keV für alle Folienabstände für die **Detektorringkombination 2-2**. Fits zeigen verschobene und unverschobene Anteile.

tatsächlichen konstanten Verlauf annähert. Die mittlere Geschwindigkeit der Kerne muss unabhängig vom Folienabstand sein, da sie nur von der Kinematik und der Targetdicke abhängt. Da die Geschwindigkeit direkt in die Lebensdauerberechnung eingeht, sind vor allem für Zustände mit relativ niedriger Lebensdauer Korrekturen dieses Effekts nötig.

Diese Korrektur lässt sich implementieren, indem die einzelnen Folienabstände d für die Lebensdauerberechnung durch Gl. 2.14 bzw. 2.15 mit umgerechneten Werten $d_{\text{kor.}}$ ersetzt werden, sodass die scheinbaren mittleren Geschwindigkeiten $\langle v(d) \rangle$ der Kerne in Bezug auf diese Distanz konstant sind. Dazu wird die maximale mittlere Fluggeschwindigkeit $\langle v(d) \rangle_{\text{max}}$ in Abhängigkeit vom Abstand d identifiziert und die restlichen Abstände auf die entsprechende Geschwindigkeit normiert [21]:

$$d_{\text{kor.}} = d \cdot \frac{\langle v(d) \rangle_{\text{max}}}{\langle v(d) \rangle} \quad (4.1)$$

Die aus den Peakpositionen mit Gl. 2.5 für alle Detektorringkombinationen bestimmten Geschwindigkeitsverteilungen sind in Abb. 13 aufgetragen. Der schwankende Verlauf der einzelnen Kurven ist eine Folge der erwähnten niedrigen Statistik in den jeweiligen Peaks, welche die Ungenauigkeit in den Fits und deren Schwerpunkten vergrößert. Vergleicht man die Verläufe der Kurven für die einzelnen Ringkombinationen, so fällt zudem eine Systematik darin auf, dass die Geschwindigkeiten, die aus den Daten der Ringkombination 1-1 extrahiert wurden, im Mittel am niedrigsten sind, während die Daten der Kombination 2-2 die höchsten Werte liefern. Sollten diese Diskrepanzen systematischen Ursprungs sein, so könnte eine Überlagerung der Energien des betrachteten Übergangs mit denen eines weiteren, noch nicht identifizierten Zerfalls in einem Ring, die im gegenüberliegenden jedoch nicht auftritt, die Ursache sein. Es besteht außerdem die Möglichkeit, dass es sich um rein statistische Abweichungen handelt, da die Ungenauigkeiten der Gauß-Fits und die Schwankungen der gefitteten Parameter bei verschiedenen Abständen zum Teil erheblich sind. Abseits von den genannten Schwankungen entspricht der Verlauf der Kurven dem, was zu erwarten war: Für niedrige Folienabstände steigen die scheinbaren mittleren Geschwindigkeiten und jeweils bei ungefähr 50 μm beginnt der Bereich konstanter Geschwindigkeiten.

4.2.3 Korrekturen für das indirekte Gate

Prinzipiell werden, da das verwendete Gate auf einem indirekten Feeder liegt, nun zusätzlich die Intensitäten der verschobenen und unverschobenen Komponenten des direkten Feeders bei 1348,9 keV in diesem Gate benötigt. Die Korrekturen für die Lebensdauer ergeben sich

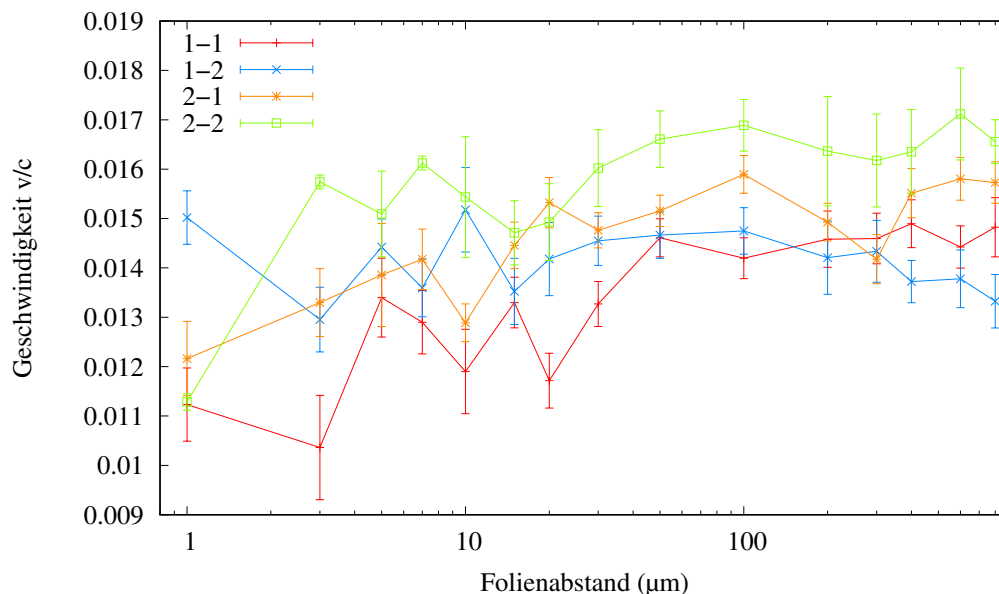


Abbildung 13: Mittlere beobachtete Fluggeschwindigkeit in Abhängigkeit vom Folienabstand für den $7/2^- \xrightarrow{992,7\text{keV}} 3/2^-$ -Zerfall für alle Detektorringkombinationen bei Gate auf der Flugkomponente des indirekten Feeders ($13/2^+ \xrightarrow{913,4\text{keV}} (11/2^-)$).

im Wesentlichen aus den unverschobenen Komponenten des direkten Feeders (s. Gl. 2.15). Die zugehörigen γ -Spektren für die Detektorringkombination 1-1 sind in Abb. 14 dargestellt. An diesem Beispiel ist zu erkennen, dass eine unverschobene Komponente höchstens beim kleinsten Abstand von 16,1 μm auszumachen ist. Da dieser Abstand jedoch nicht für die Analyse berücksichtigt werden kann (s. Kap. 3), lassen sich keine Korrekturen aus diesem Zerfall extrahieren, weshalb für die Analyse Gl. 2.14 verwendet wird, wobei in der Formel lediglich der direkte durch den indirekten Feeder zu ersetzen ist. Das Fehlen eines unverschobenen Peaks selbst bei niedrigen Abständen deutet in Übereinstimmung mit dem Literaturwert von 60 fs (s. Kap. 4.1) auf eine sehr kurze Lebensdauer hin, weshalb die Korrekturen für das indirekte Gate ohnehin klein wären im Vergleich zur statistischen Unsicherheit der im Folgenden bestimmten Lebensdauer.

4.2.4 Bestimmung der Lebensdauer

Die Berechnung der Lebensdauer erfolgt mittels des Codes NAPATAU [22], der als Eingabe die aus den Fits extrahierten Peakintensitäten samt Fehlern, die mittlere Kerngeschwindigkeit sowie die korrigierten Distanzen erhält. NAPATAU trägt die Intensitäten gegen die Abstände auf und fittet mit minimal möglichem χ^2 an den Verlauf der verschobenen Intensitäten

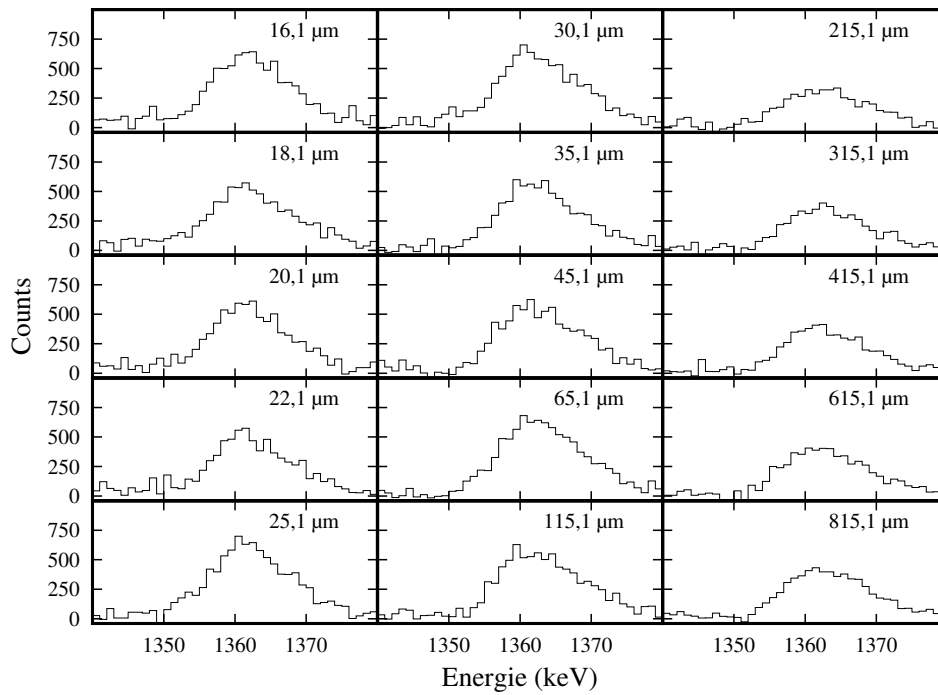


Abbildung 14: Direkt fütternder 1348,9 keV-Übergang zum $7/2^-$ -Zustand im indirekten Gate bei der Detektorringkombination 1-1. Durch die kurze Lebensdauer des zugehörigen Anfangszustand ist kein gestoppter Anteil vorhanden.

zwei Polynome zweiten Grades und die Ableitung dieser Polynome, multipliziert mit einer Konstanten, an die unverschobenen Intensitäten. Damit liegen alle Parameter vor, die zur Berechnung der Lebensdauer nach Gl. 2.14 benötigt werden. NAPATAU bestimmt damit für eine ausgewählte Menge an Abständen jeweils die Lebensdauer und bildet daraus einen gewichteten Mittelwert. Die Abstände für die Analyse sollten im sensitiven Bereich liegen. D.h., sie sollten so gewählt werden, dass die Intensität der unverschobenen Komponente des letzten mit einbezogenen Abstands der Hälfte der maximalen Intensität der unverschobenen Komponente entspricht [11], entsprechend ist der letzte mit einbezogene Abstand 45,1 μm . Zudem wird der nächstgrößere Abstand von 65,1 μm für die Berechnung der Steigung der gefitteten Polynome mit einbezogen, um die Genauigkeit des Wertes zu erhöhen. Der niedrigste in die Analyse mit einfließende Abstand ist 18,1 μm , da wie bereits erwähnt der 16,1 μm -Abstand nicht für die Analyse geeignet ist.

Die Ergebnisse der Analyse sind in Abb. 15 illustriert. Wir erhalten Lebensdauern von $\tau = 2,9(3)$ ps für Ringkombination 1-1, $\tau = 4,9(4)$ ps für Kombination 1-2, $\tau = 3,8(3)$ ps

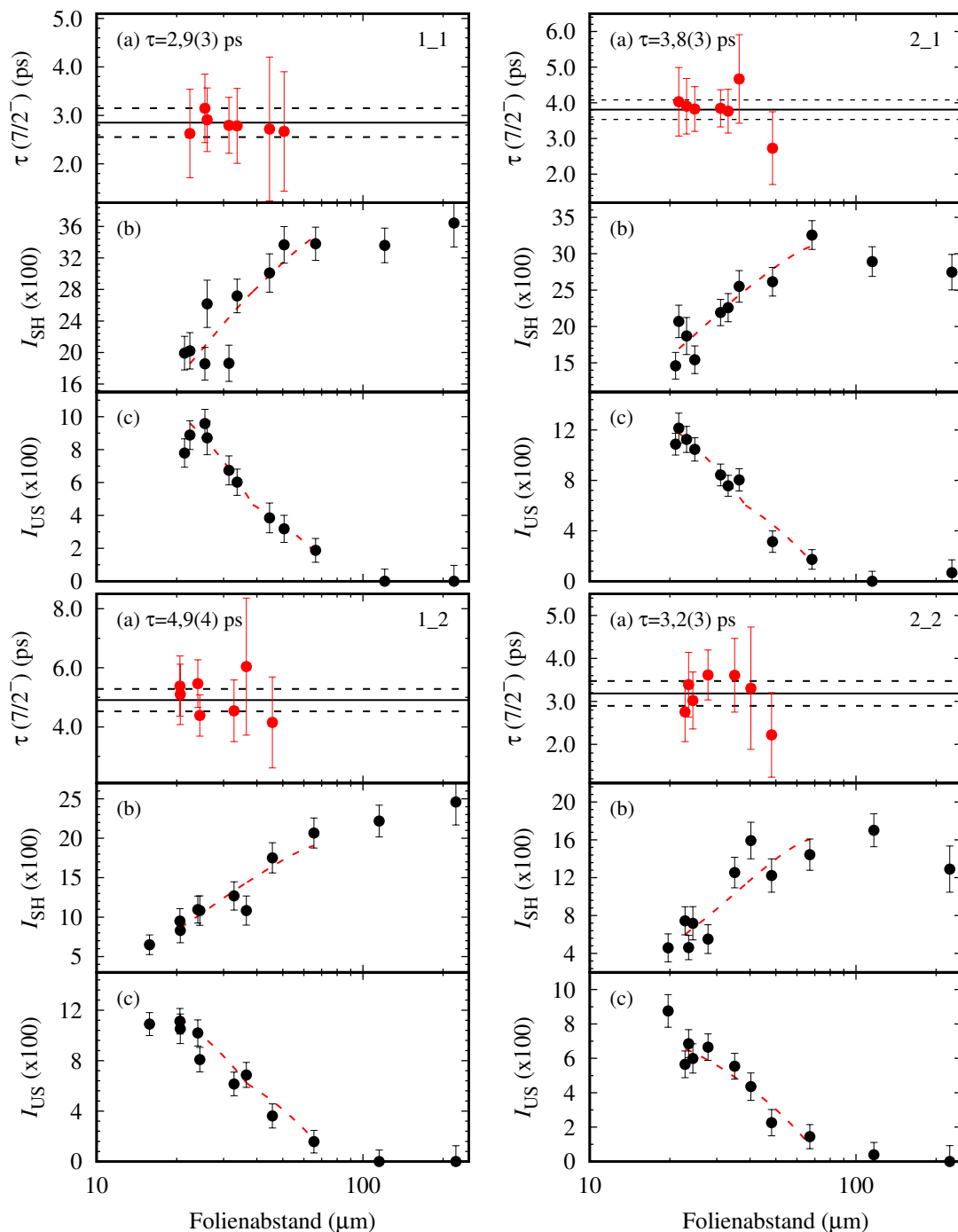


Abbildung 15: (a) Lebensdauerbestimmung des $7/2^-$ -Zustands bei **Gate auf indirektem Feeder** durch NAPATAU für alle Detektorringkombinationen. Schwarze, durchgezogene Linien markieren den aus den τ -Werten für die einzelnen Distanzen gebildeten gewichteten Mittelwert, gestrichelte Linien zeigen die statistische Unsicherheit. (b) zeigt jeweils den Verlauf der verschobenen Intensitäten des entvölkernden Übergangs $7/2^- \rightarrow 3/2^-$, (c) den entsprechenden Verlauf der unverschobenen Komponenten. Gestrichelte rote Linien illustrieren die Polynom-Fits.

für 2-1 und $\tau = 3,2(3)$ ps für 2-2. Die jeweiligen Unsicherheiten berücksichtigen noch keine systematischen Fehler und ergeben sich rein statistisch; der systematische Fehler könnte für eine RDDS-Messung wie diese als $\approx 5\%$ angesetzt werden, sollte in Anbetracht der niedrigen Statistik und damit einhergehenden hohen Unsicherheiten hier jedoch größer gewählt werden, da mögliche systematische Einflüsse auf die gewonnenen Daten nur schwierig zu identifizieren sind.

Im gewichteten Mittel ergibt sich aus diesen Werten eine Lebensdauer des ersten angeregten $7/2^-$ -Zustands in ^{57}Fe von $\tau = 3,6(2)$ ps. Es ist anzumerken, dass der vorletzte der aus den Spektren von Ringkombination 1-2 ermittelten Lebensdauerwerte beim Abstand von $35,1 \mu\text{m}$ mit 23% über dem Mittelwert stark nach oben abweicht und mit einer Unsicherheit behaftet ist, die doppelt so groß wie die Unsicherheiten der restlichen Abstände ist. Eine Abweichung der verschobenen Intensitäten bei einem bestimmten Abstand nach unten sorgt für einen höheren Wert der Lebensdauer, den man für diesen Abstand erhält (vgl. Gl. 2.14) und analog ergibt sich aus einer Abweichung nach oben eine niedrigere Lebensdauer für den entsprechenden Abstand. Die Fehler der Lebensdauern, die sich aus den genannten Datenpunkten ergeben, fallen aufgrund der Abweichungen entsprechend größer aus. Für den Mittelwert der Lebensdauer aus allen berücksichtigten Abständen erhält man infolgedessen einen dementsprechend größeren bzw. kleineren Wert. Die Lebensdauerwerte für die einzelnen Abstände liegen für Ringkombination 1-2 ungefähr 1 ps über den Werten, die sich aus den anderen Ringkombinationen ergeben, sodass der Mittelwert der Kombination 1-2 oberhalb der verbleibenden Werte liegt.

In den Lebensdauern in Abhängigkeit vom Abstand, die sich aus den Spektren der Ringkombinationen 2-1 und 2-2 ergeben, treten ebenfalls Abweichungen von 23% beim vorletzten Datenpunkt in 2-1, 15% beim letzten dieser Reihe und $30,2\%$ beim letzten Wert in 2-2 auf, die sich aber mit den Abweichungen der restlichen Lebensdauerwerte stärker ausgleichen, als die zuvor genannte. Es lässt sich anhand der zugrundeliegenden Daten zum gegenwärtigen Stand der Analyse nicht beurteilen, ob die angesprochenen Diskrepanzen allein durch statistische Effekte verursacht werden, oder ob es eine systematische Quelle wie etwa eine Kontamination des untersuchten Zerfalls gibt. Sollte es eine klare Ursache für die Abweichung der aus der Kombination 1-2 extrahierten Lebensdauer des vorletzten Abstands geben, die es rechtfertigt, den Wert für die Lebensdauerbestimmung nicht zu berücksichtigen, so läge der Mittelwert der Lebensdauer für diese Kombination dennoch bei $4,9(4)$ ps und somit nicht in Übereinstimmung mit den weiteren Ergebnissen. Die möglichen Ursachen für diese Diskrepanz werden in der zukünftigen weiteren Analyse genauer zu untersuchen sein.

5 Der $9/2^-$ -Zustand

5.1 Wahl der Übergänge und Gates für die Analyse

Das grundsätzliche Vorgehen für die Wahl eines Gates für den $9/2^-$ -Zustand ist dasselbe wie für den $7/2^-$ -Zustand: Wir setzen ein Gate auf den hier einzigen entvölkernden Übergang bei 1061,6 keV und durchsuchen das resultierende Schnittspektrum nach den direkten Feedern bei 791,6 keV, 1158,4 keV, 1680,6 keV und 2104,5 keV. Der Gatebereich für den Detektor in Vorwärtsrichtung reicht von 1058 keV bis 1083 keV, in Rückwärtsrichtung von 1040 keV bis 1065 keV. Das Schnittspektrum für einen Folienabstand von 18,1 μm bei der Ringkombination 1-1 ist in Abb. 16 dargestellt.

Die direkten Feeder bei 791,6 keV und 2104,5 keV tauchen im Spektrum nicht auf. Unter dem klar erkennbaren Peak bei 1680,6 keV liegt der Flugpeak des 1661,5 keV-Übergangs, der vom Zerfall des $(21/2^+)$ -Zustands bei 6187,1 keV erzeugt wird (vgl. Abb. 6). Die Halbwertszeit des Zustands wurde von Nathan *et al.* auf $<0,14$ ps eingegrenzt [5], weshalb ein vollständig Doppler-verschobener Peak plausibel ist. Möglicherweise wird der Peak zusätzlich von einem verschobenen Peak eines Übergangs bei 1670,8 keV aus ^{56}Fe überlagert. Zudem ist nicht eindeutig klar, ob der deutliche, unverschobene Peak an dieser Stelle wirklich von ^{57}Fe stammt, da die Halbwertszeit des zugehörigen $(13/2^-)$ -Zustands bei 2878,7 keV in den Arbeiten von Sawa 1972 [19] und Nathan *et al.* 1978 [5] zuerst auf $<0,46$ ps und anschließend auf $<0,14$ ps eingegrenzt werden konnte, weshalb der Peak zum Großteil Doppler-verschoben sein müsste. In ^{59}Ni gibt es einen $(5/2^-)$ -Zustand bei 1679,7 keV, der mit derselben Energie in den Grundzustand zerfällt und unter anderem über einen 1663,7 keV-Übergang populiert wird. Die Halbwertszeit dieses $(5/2^-)$ -Zustands wurde bisher nur in einer Arbeit von M. Pichevar[†] *et al.* im Jahr 1974 mittels DSAM zu $0,20(4)$ ps bestimmt [23]. Die Lebensdauer, Spin und Parität des populierenden Zustands bei 3343,2 keV sind bislang gänzlich unbekannt. Obwohl keine Übergänge innerhalb dieser Abregungskaskade bekannt sind, die innerhalb des gesetzten Gates liegen, ist somit dennoch nicht auszuschließen, dass diese Übergänge ebenfalls zum sichtbaren Peak beitragen, da allgemein noch sehr wenig über die beteiligten Zustände bekannt ist. Zudem können zufällige Koinzidenzen dafür sorgen, dass der Übergang

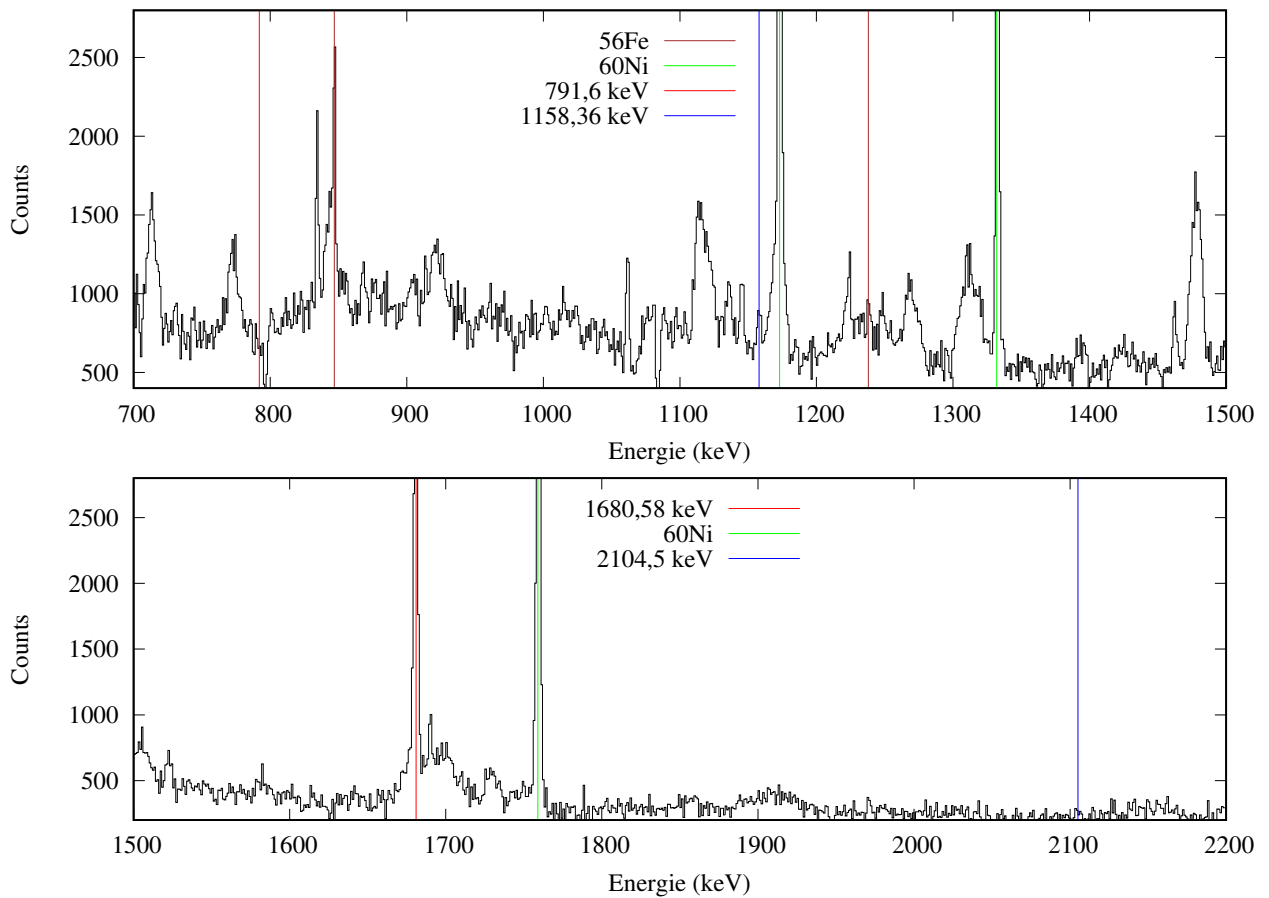


Abbildung 16: Peaks im Schnittspektrum bei 1061,6 keV-Gate und Analyse unter Vorwärtswinkeln für einen Folienabstand von 18,1 μm . Nicht markierte Peaks stammen von ^{57}Fe und von zufälligen Koinzidenzen.

im Spektrum auftaucht, obwohl kein koinzidenter Übergang innerhalb derselben Bande vorliegt. Gleiches gilt auch für einen 1684,4 keV-Übergang in ^{60}Ni , der beim Zerfall eines Zustands bei 4953,4 keV, dessen Spin, Parität und Lebensdauer unbekannt sind, auftritt.

Es verbleibt also als direkter Feeder der Übergang bei 1158,4 keV, der vom Zerfall des gleichen $(11/2^-)$ -Zustands bei 2356 keV stammt, der auch über 1348,9 keV in den $7/2^-$ -Zustand bei 1007,1 keV zerfällt. In Übereinstimmung mit der Verteilung auf verschobene und unverschobene Komponenten des 1348,9 keV-Übergangs in Abb. 7 und 14 zeigt sich auch beim 1158,4 keV-Übergang in Abb. 16 die kurze Lebensdauer des zugehörigen $(11/2^-)$ -Zustands anhand des hohen Doppler-verschobenen Anteils bereits im Spektrum des niedrigsten Folienabstands. Für die Analyse problematisch ist die Überlagerung des Flugpeaks mit einem 1173,2 keV-Übergang in ^{60}Ni . Unter Rückwärtswinkeln liegt der Flugpeak des 1158,4 keV-

Übergangs jedoch bei niedrigeren Energien, sodass beide Peaks klar voneinander getrennt sind. Mit einem Gate auf die Flugkomponente unter Rückwärtswinkeln lässt sich also eine Lebensdaueranalyse durchführen. Das von 1140 keV bis 1150 keV gesetzte Gate ist in Abb. 17 illustriert. Der Untergrundabzug gestaltet sich in diesem Energiebereich deutlich einfacher als um 913 keV und wird von 1100 keV bis 1130 keV und von 1180 keV bis 1220 keV gesetzt.

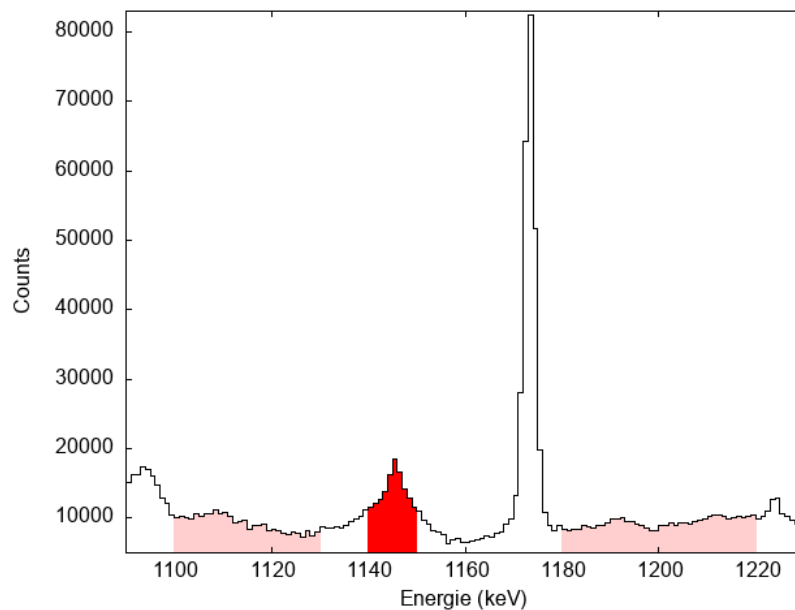


Abbildung 17: Gate auf die verschobene 1158,4 keV-Komponente im Summenspektrum (hier dargestellt im Gate auf 1061 keV unter Rückwärtswinkeln). Gatebereich in rot, Bereiche für Untergrundkorrektur in hellrot.

Zusätzlich kann auch dasselbe Gate auf den indirekten Feeder bei 913,4 keV genutzt werden, das sich auch für die Bestimmung der Lebensdauer des $7/2^-$ -Zustands eignet. Dadurch können weitere statistisch unabhängige Detektorringkombinationen mit in die Analyse einbezogen werden. Ein indirektes Gate auf einen fütternden Übergang des $(13/2^-)$ -Zustands bei 2878,7 keV, der über 1682,6 keV in den $9/2^-$ -Zustand zerfällt, ist aus mehreren Gründen ungeeignet. Zunächst können, wie oben erläutert, nicht alle zum 1682 keV-Peak beitragenden Einflüsse klar identifiziert werden und weitere Übergänge aus möglichen zugehörigen Kaskaden überschneiden sich mit diesem alternativen Gate, wodurch sich auch hier der Einfluss der Überschneidungen nicht abschätzen ließe. Der $(15/2^-)$ -Zustand bei 3134,8 keV, der über 256 keV in den $(13/2^-)$ -Zustand bei 2878,7 keV zerfällt, hat außerdem mit 160(7) ps [5] eine vergleichsweise hohe Halbwertszeit, sodass erst bei relativ

großen Folienabständen ausreichende Intensität in der verschobenen Komponente des Zerfalls für das Setzen eines Gates vorhanden ist. Da die Längenintervalle zwischen den verschiedenen Folienabständen mit zunehmenden Abständen immer größer gewählt wurden, die Lebensdauer des $9/2^-$ -Zustands von Interesse aber bei wenigen Pikosekunden liegt, ist eine Analyse dieser Lebensdauer über ein indirektes Gate auf den genannten 256 keV-Übergang nicht möglich.

5.2 Vorläufige Lebensdaueranalyse

5.2.1 Fits der Schnittspektren

Das Vorgehen zur Lebensdaueranalyse des ersten angeregten $9/2^-$ -Zustands ähnelt der Analyse des $7/2^-$ -Zustandes, jedoch sind hier sechs Schnittspektren für zwei verschiedene Gates auszuwerten. Das Gate auf den indirekt fütternden Zerfall $(13/2^+) \xrightarrow{913,4\text{keV}} (11/2^-)$ liefert Spektren für alle vier Ringkombinationen, das Gate auf den direkt fütternden Übergang $(11/2^-) \xrightarrow{1158,4\text{keV}} 9/2^-$ liefert nur für Rückwärtswinkel Spektren ohne ^{60}Ni -Kontamination, also für die Ringkombinationen 1-2 und 2-2.

Wir beginnen mit den auf den direkten Feeder gegateten Spektren. Die mit TV [20] erhaltenen Fits sind in Abb. 18 und 19 gezeigt. In diesen Spektren tritt ein zusätzlicher Peak bei ~ 1083 keV auf, der durch die Abregungskaskade $7^- \xrightarrow{1083,6\text{keV}} 6^+ \xrightarrow{1145,7\text{keV}} 4^+$ von einem 7^- -Zustand bei 5348,8 keV über einen 6^+ -Zustand bei 4265,0 keV in einen 4^+ -Zustand bei 3119,9 keV in ^{60}Ni erzeugt wird. Da das gesetzte Gate auf dem Flugpeak des Zerfalls $(11/2^-) \xrightarrow{1158,4\text{keV}} 9/2^-$ im Bereich von 1140 keV bis 1150 keV liegt, wird der $6^+ \rightarrow 4^+$ -Übergang in ^{60}Ni mit erfasst, zu dem der $7^- \rightarrow 6^+$ -Zerfall koinzident auftritt. Die Halbwertszeit des 7^+ -Zustands in ^{60}Ni bei 5348,8 keV wurde 1980 von F. Kearns *et al.* mit einer RDDS-Messung zu 250(21) ps bestimmt [24], was in guter Übereinstimmung mit dem Verlauf der Intensität des zugehörigen Peaks steht, da diese erst bei sehr großen Abständen abzunehmen scheint.

Bei einer Analyse unter Vorwärtswinkeln liegt der Flugpeak des $9/2^- \xrightarrow{1061,6\text{keV}} 5/2^-$ -Zerfalls in ^{57}Fe genau zwischen dessen Stoppeak und dem genannten 1083 keV-Peak. Damit letzterer die Analyse nicht verfälscht, wurden für die entsprechende Ringkombination 1-2 insgesamt drei Peaks gefittet. Für die Analyse unter Rückwärtswinkeln (Kombination 2-2) ist kein zusätzlicher Fit nötig, da sich die Flugkomponente des $9/2^- \xrightarrow{1061,6\text{keV}} 5/2^-$ -Übergangs bei niedrigeren Energien befindet und sich daher nicht mit dem störenden Peak überschneidet.

Die Fits für alle Detektorringkombinationen und Abstände im indirekt gegateten Spektrum

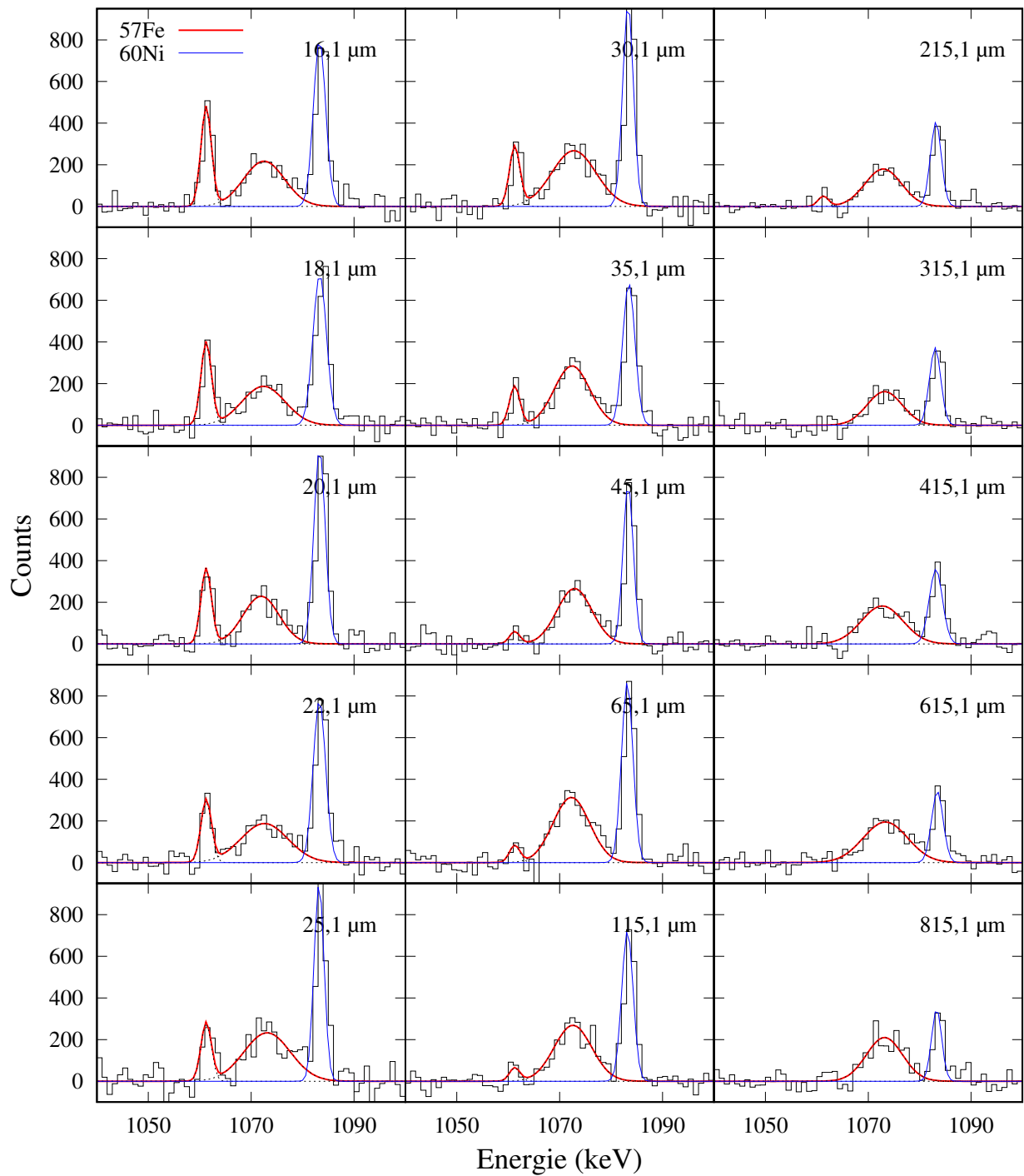


Abbildung 18: γ -Spektren des Zerfalls $9/2^- \rightarrow 5/2^-$ bei 1061,6 keV mit **direktem Gate** auf der verschobenen Komponente des Übergangs $(11/2^-) \rightarrow 9/2^-$ bei 1158,4 keV für alle Folienabstände für die **Detektorringkombination 1-2**. ^{57}Fe rot, ^{60}Ni blau (Details s. Text). Fits zeigen verschobene und unverschobene Anteile.

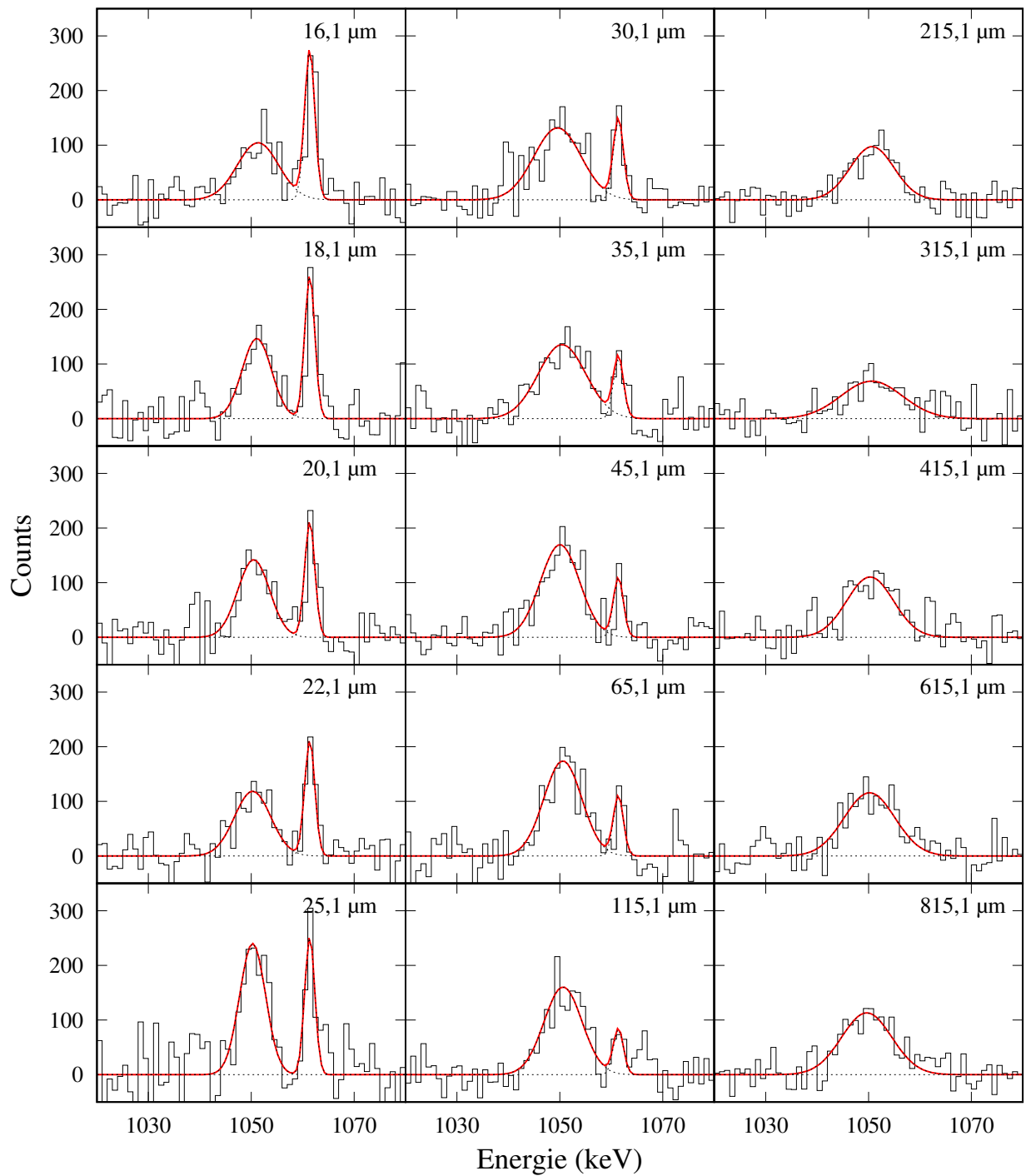


Abbildung 19: γ -Spektren des Zerfalls $9/2^- \rightarrow 5/2^-$ bei 1061,6 keV mit **direktem Gate** auf der verschobenen Komponente des Übergangs $(11/2^-) \rightarrow 9/2^-$ bei 1158,4 keV für alle Folienabstände für die **Detektorringkombination 2-2**. Fits zeigen verschobene und unverschobene Anteile.

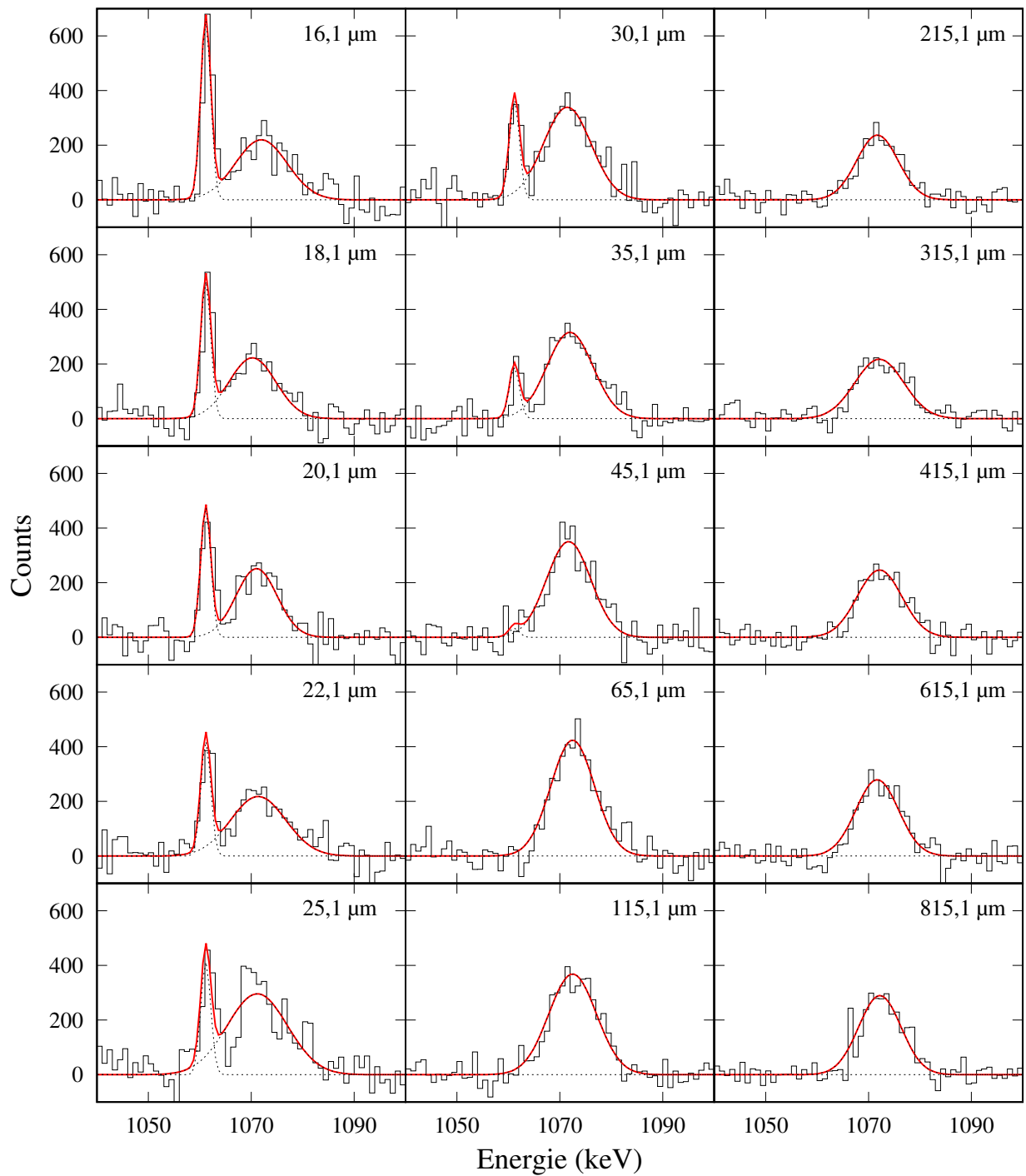


Abbildung 20: γ -Spektren des Zerfalls $9/2^- \rightarrow 5/2^-$ bei 1061,6 keV mit **indirektem Gate** auf der verschobenen Komponente des $\text{Übergangs } (13/2^+) \rightarrow (11/2^-)$ bei 913,4 keV für alle Folienabstände für die **Detektorringkombination 1-1**. Fits zeigen verschobene und unverschobene Anteile.

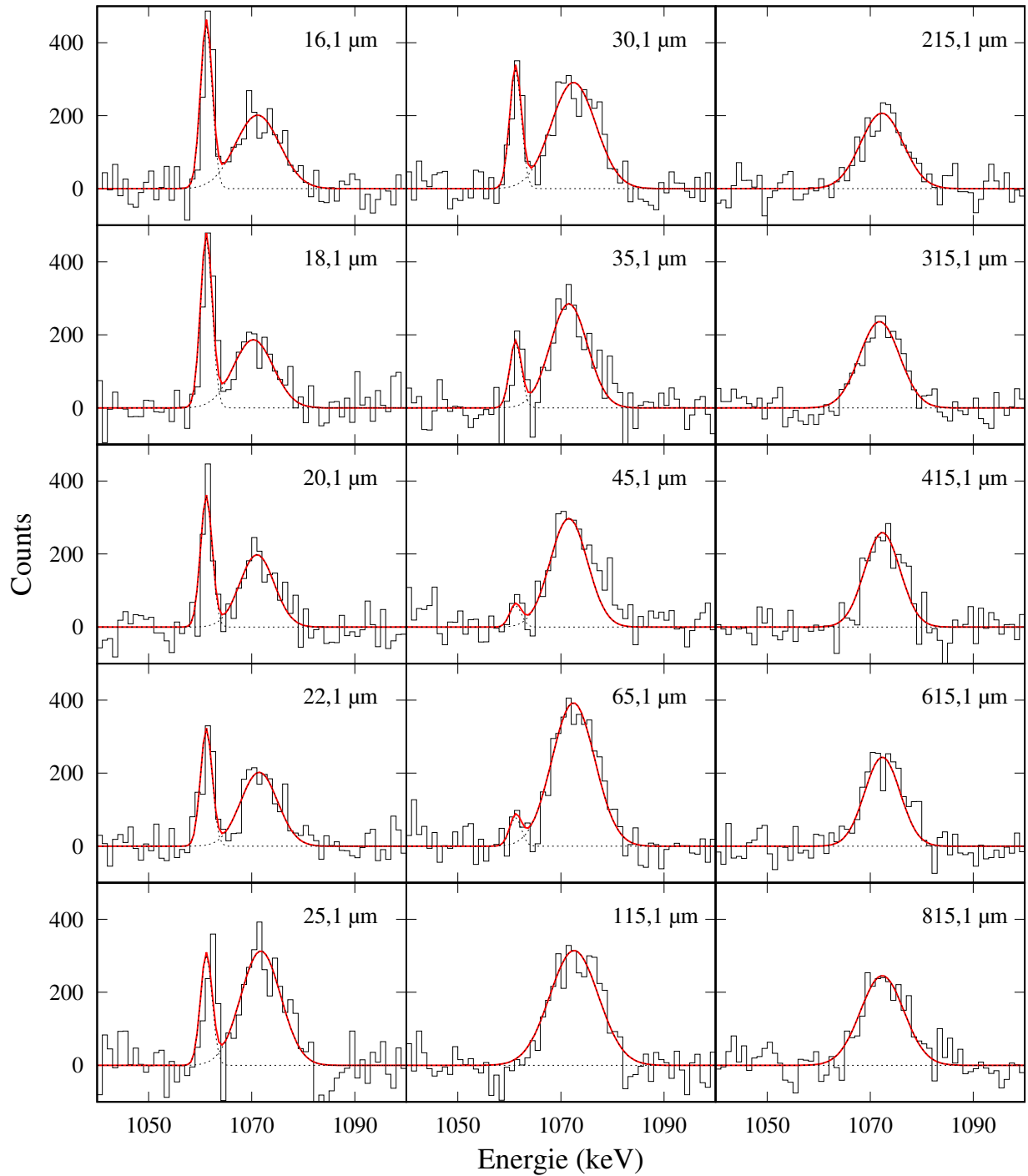


Abbildung 21: γ -Spektren des Zerfalls $9/2^- \rightarrow 5/2^-$ bei 1061,6 keV mit **indirektem Gate** auf der verschobenen Komponente des Übergangs $(13/2^+) \rightarrow (11/2^-)$ bei 913,4 keV für alle Folienabstände für die **Detektorringkombination 1-2**. Fits zeigen verschobene und unverschobene Anteile.

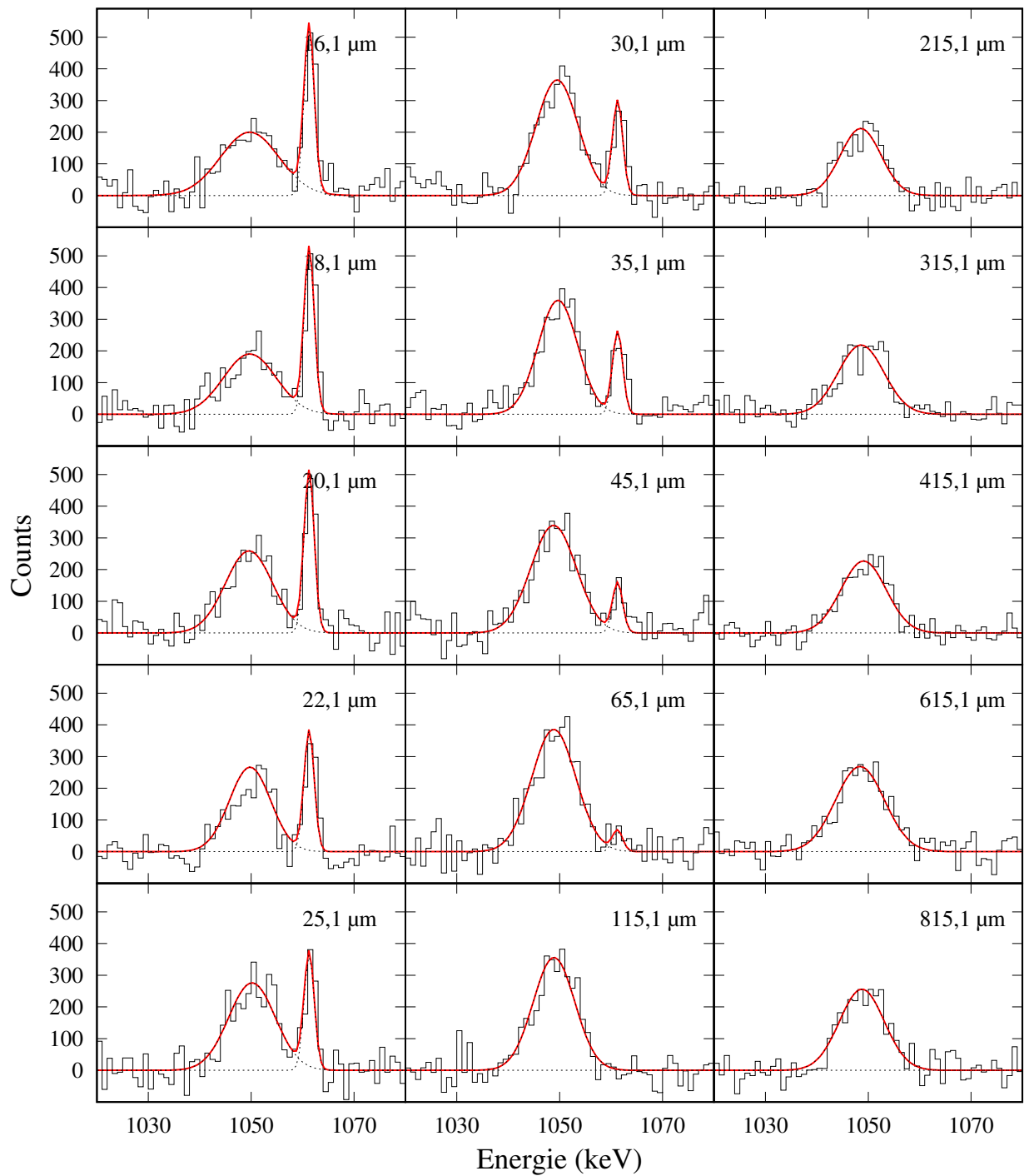


Abbildung 22: γ -Spektren des Zerfalls $9/2^- \rightarrow 5/2^-$ bei 1061,6 keV mit **indirektem Gate** auf der verschobenen Komponente des $\overline{\text{Übergangs}} (13/2^+) \rightarrow (11/2^-)$ bei 913,4 keV für alle Folienabstände für die **Detektorringkombination 2-1**. Fits zeigen verschobene und unverschobene Anteile.

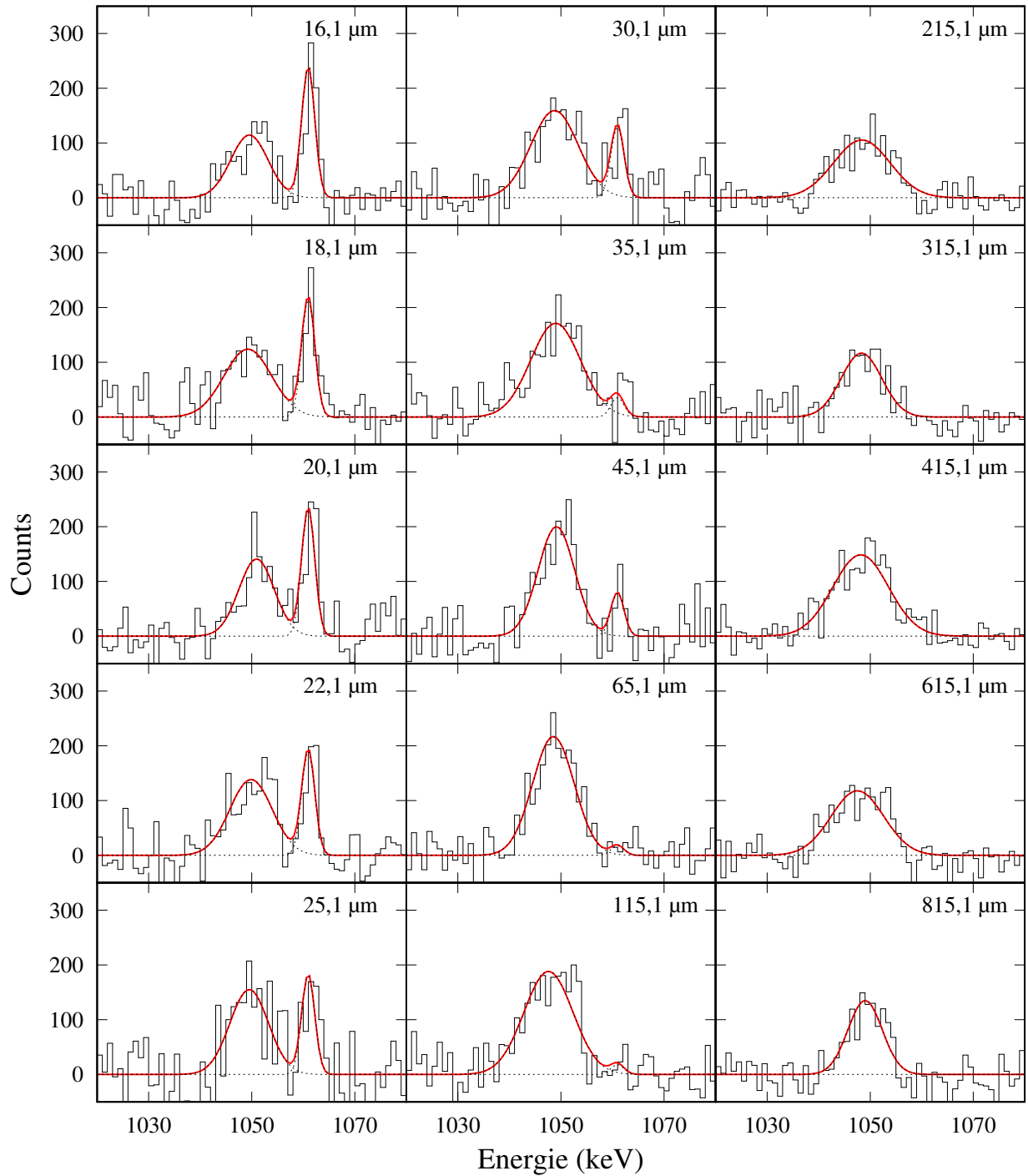


Abbildung 23: γ -Spektren des Zerfalls $9/2^- \rightarrow 5/2^-$ bei 1061,6 keV mit **indirektem Gate** auf der verschobenen Komponente des Übergangs $(13/2^+) \rightarrow (11/2^-)$ bei 913,4 keV für alle Folienabstände für die **Detektorringkombination 2-2**. Fits zeigen verschobene und unverschobene Anteile.

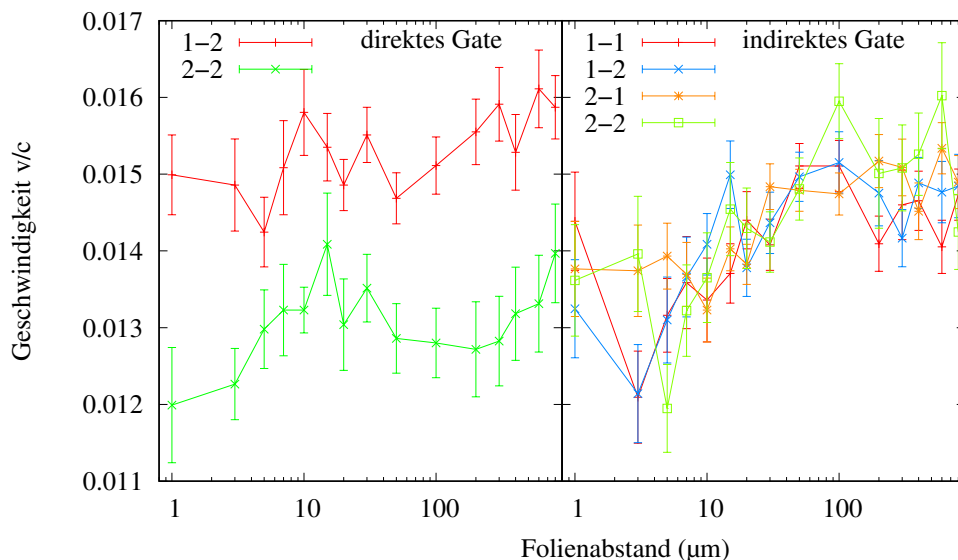


Abbildung 24: Mittlere beobachtete Fluggeschwindigkeit in Abhängigkeit vom Folienabstand für den $9/2^- \xrightarrow{1061,6\text{keV}} 5/2^-$ -Zerfall, links für Gate auf den direkten, rechts für Gate auf den indirekten Feeder.

sind in den Abbildungen 20 bis 23 dargestellt.

5.2.2 Geschwindigkeitskorrektur

Auch für diesen Übergang wurde eine Geschwindigkeitskorrektur wie in Kap. 4.2.2 vorgenommen. Dazu werden aus den Positionen der Peaks die entsprechenden scheinbaren mittleren Kerngeschwindigkeiten pro Abstand berechnet, um damit die Distanzen gemäß Gl. 4.1 anzupassen. Die berechneten Kerngeschwindigkeiten für beide Gates sind in Abb. 24 aufgetragen.

Beim Vergleich der Ergebnisse zwischen den einzelnen Detektorkombinationen und Gates fallen Unterschiede in den Geschwindigkeiten bei den einzelnen Abständen auf, die daraus resultieren, dass die Fitpositionen infolge der niedrigen Statistik hohe Unsicherheiten aufweisen und eine präzise Angabe, ab welchem Abstand der Verlauf der Geschwindigkeiten konstant wird, ist somit nicht möglich. Ein Abgleich mit den zugehörigen Spektren aus Abb. 18 - 23 zeigt, dass die Fits bei den Abständen und Detektorringkombinationen, für die die Geschwindigkeiten hohe Abweichungen aufweisen, stark fluktuieren.

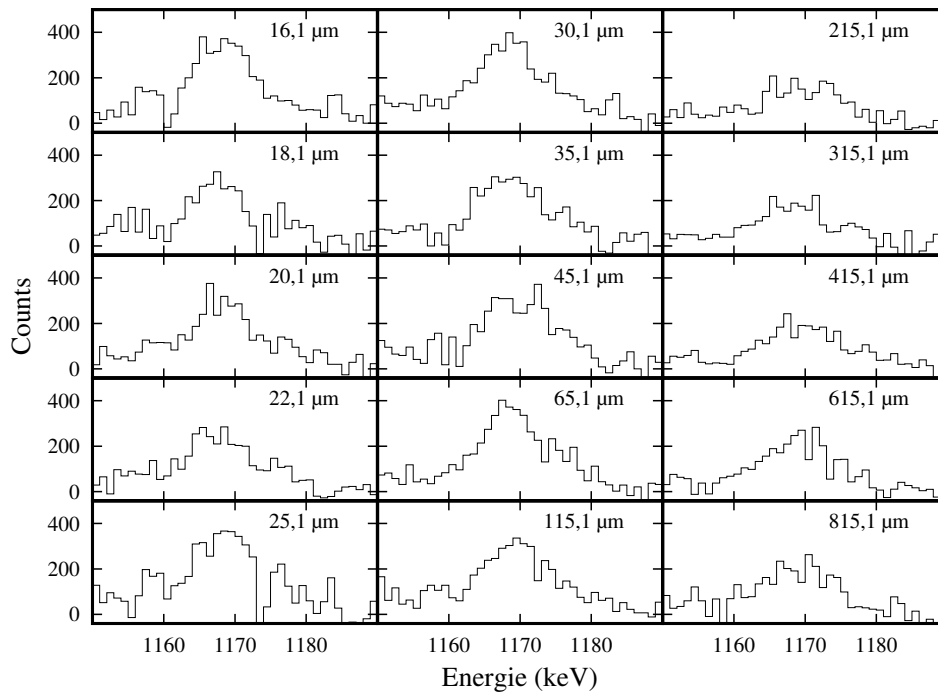


Abbildung 25: Direkt fütternder 1158,4 keV-Übergang zum $9/2^-$ -Zustand im indirekten Gate bei der Detektorringkombination 1-1. Durch die kurze Lebensdauer des zugehörigen Anfangszustands ist auch für diesen Zerfall kein unverschobener Anteil vorhanden, vgl. Abb. 14.

5.2.3 Korrekturen für das indirekte Gate

In Abb. 25 ist der den $9/2^-$ -Zustand direkt fütternde Zerfall, dessen Peakintensitäten für die Korrekturen für die Verwendung eines indirekten Gates benötigt werden, in eben jenem Gate dargestellt. Da es sich um denselben indirekten Feeder handelt, wie im vorherigen Kapitel, sehen wir auch in diesen Spektren nur für den kleinsten Abstand, der für die Analyse nicht verwendet wird, einen unverschobenen Anteil. Es sind zwar im Spektrum des zweitkleinsten Abstands noch geringe unverschobene Anteile erkennbar, durch diese lässt sich jedoch schwer eine Linie anfiten. Daher verzichten wir für diese Lebensdaueranalyse auf die Korrektur für die Verwendung eines indirekten Gates.

5.2.4 Bestimmung der Lebensdauer

Für die Auswertung mittels NAPATAU [22] werden die Folienabstände zwischen 18,1 μm und 35,1 μm verwendet. Zusätzlich wird für die Verbesserung der Polynomfits erneut der

nächstgrößere Abstand, hier $45,1 \mu\text{m}$, für diese Fits mit berücksichtigt. Der Abstand von $45,1 \mu\text{m}$ geht sonst jedoch nicht in die Lebensdauerberechnung ein.

Die Abbildungen 26 und 27 zeigen das Resultat der Auswertung. Für das direkte Gate ergibt sich unter Vorwärtswinkeln eine Lebensdauer von $\tau = 3,0(4)$ ps, unter Rückwärtswinkeln liegt die errechnete Lebensdauer bei $\tau = 2,6(4)$ ps. Das indirekte Gate liefert bei Analyse unter Vorwärtswinkeln die Werte $\tau = 1,9(5)$ ps für Detektorringkombination 1-1, $\tau = 1,9(4)$ ps für Detektorringkombination 1-2, bei Analyse unter Rückwärtswinkeln erhalten wir $\tau = 2,6(4)$ ps für Detektorringkombination 2-1 und $\tau = 2,5(4)$ ps für Detektorringkombination 2-2. Das gewichtete Mittel aus all diesen Werten beträgt $2,4(2)$ ps.

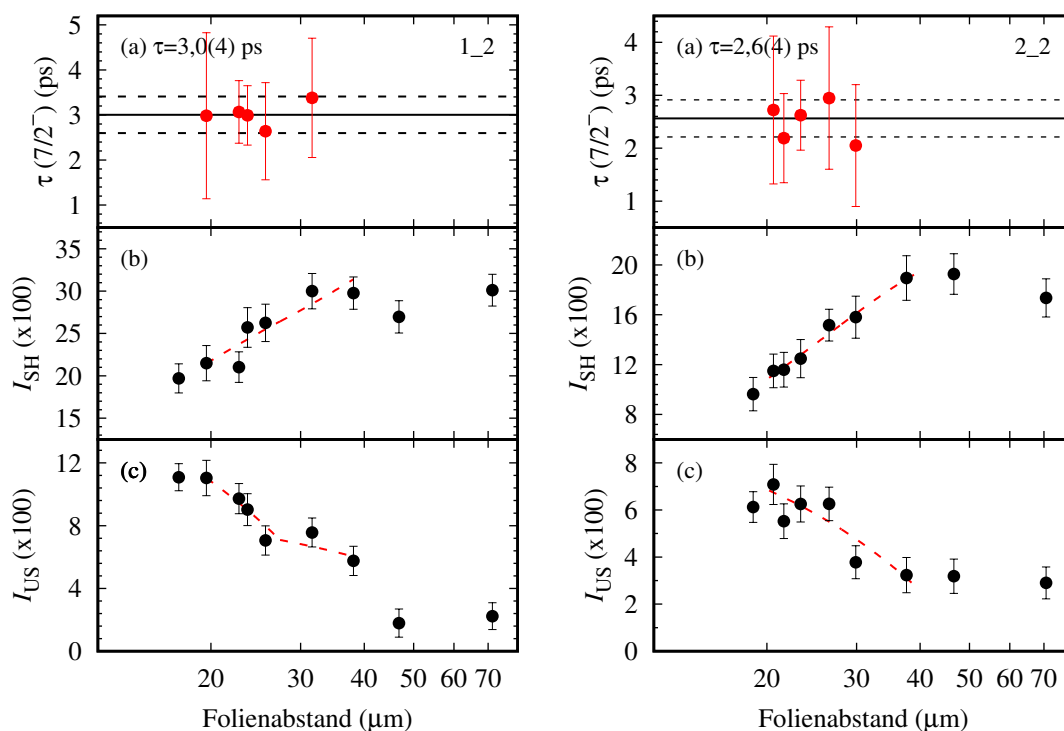


Abbildung 26: (a) Lebensdauerbestimmung des $9/2^-$ -Zustands durch NAPATAU bei Gate auf direktem Feeder, Detektorringkombinationen 1-2 (links) und 2-2 (rechts). Schwarze, durchgezogene Linien markieren den aus den τ -Werten für die einzelnen Distanzen gebildeten gewichteten Mittelwert, gestrichelte Linien zeigen die statistische Unsicherheit. (b) zeigt jeweils den Verlauf der verschobenen Intensitäten des entvölkernden Übergangs $9/2^- \rightarrow 5/2^-$, (c) den entsprechenden Verlauf der unverschobenen Komponenten. Gestrichelte rote Linien illustrieren die Polynom-Fits.

Das direkte Gate allein liefert ein gewichtetes Mittel der Lebensdauer von $2,8(3)$ ps, aus dem indirekten Gate ergibt sich ein Wert von $2,3(2)$ ps. Betrachten wir in Abb. 26 die gefitteten Intensitätsverläufe im direkt gegateten Spektrum und vergleichen diese mit denen im indirekt gegateten in Abb. 27, so lässt sich infolge der statistischen Schwankungen und Unsicherheiten nicht beurteilen, welche Ergebnisse besser mit der tatsächlichen Lebensdauer übereinstimmen. Die Fits an die Peaks in den Schnittspektren weisen infolge der niedrigen Statistik hohe Unsicherheiten auf, die sich auf die errechneten Lebensdauern übertragen. Ein Ausschluss eines systematischen Ursprungs der beobachteten Abweichung zwischen den aus den beiden Gates bestimmten Werten ist daher beim gegenwärtigen Forschungsstand nicht abschließend möglich. Es bleibt Gegenstand der andauernden Untersuchungen, die möglichen Ursachen für die aufgetretenen Abweichungen weiter einzugrenzen.

In den genannten Unsicherheiten sind noch keine systematischen Fehler enthalten.

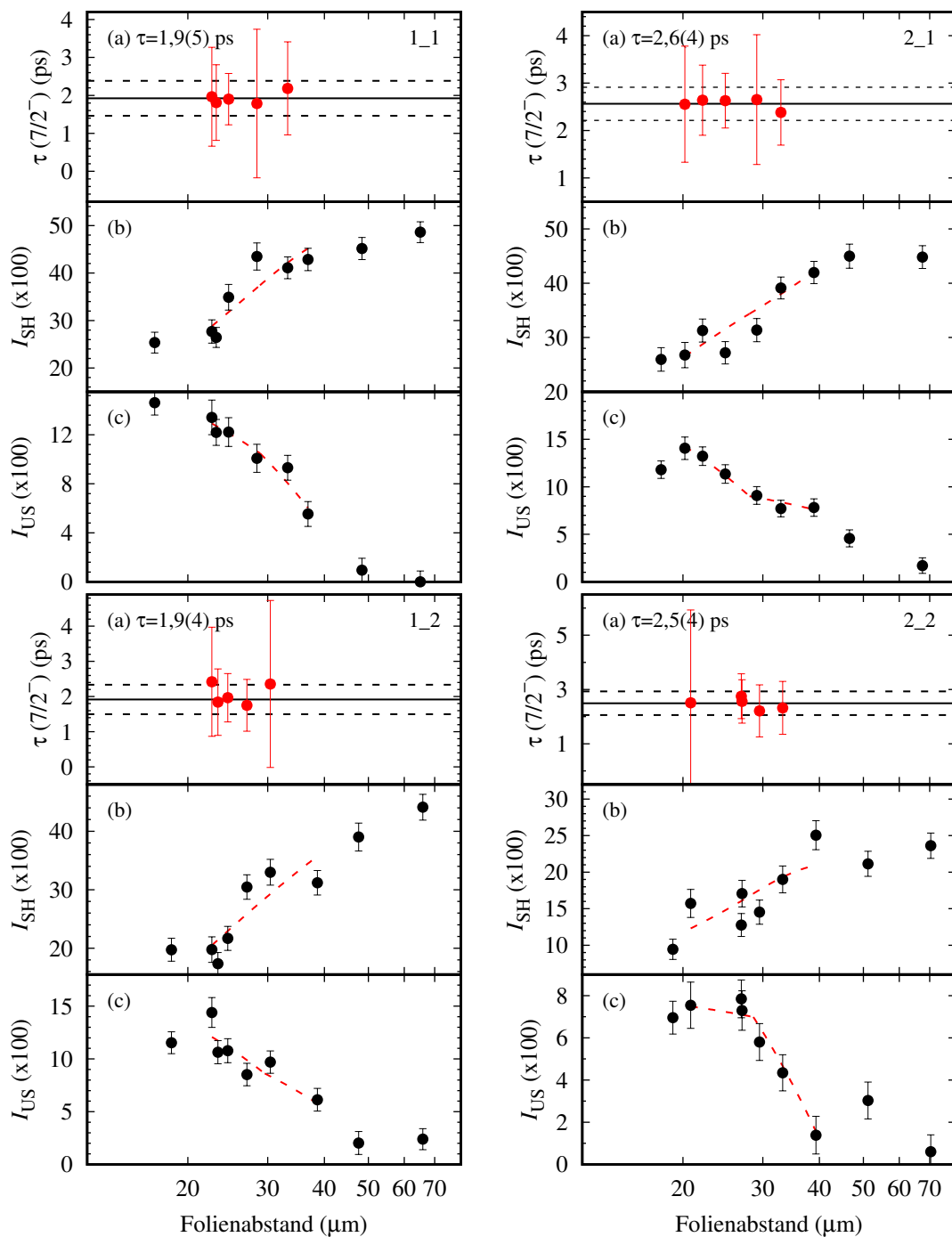


Abbildung 27: (a) Lebensdauerbestimmung des $9/2^-$ -Zustands durch NAPATAU bei **Garte auf indirektem Feeder**, alle Detektorringkombinationen. Schwarze, durchgezogene Linien markieren den aus den τ -Werten für die einzelnen Distanzen gebildeten gewichteten Mittelwert, gestrichelte Linien zeigen die statistische Unsicherheit. (b) zeigt jeweils den Verlauf der verschobenen Intensitäten des entvölkernden Übergangs $9/2^- \rightarrow 5/2^-$, (c) den entsprechenden Verlauf der unverschobenen Komponenten. Gestrichelte rote Linien illustrieren die Polynom-Fits.

6 Vergleich mit Schalenmodellrechnungen & Ausblick

6.1 Schalenmodellvergleich

Die experimentelle Bestimmung der Lebensdauern angeregter Zustände in dieser Arbeit dienen in erster Linie dem Vergleich mit aktuellen Schalenmodell-Rechnungen. Aus der Lebensdauer eines Zustands lässt sich mithilfe der Gl. 2.2 - 2.4 die zugehörige Übergangswahrscheinlichkeit bestimmen, die wir dem theoretischen Wert gegenüberstellen können. Dies führen wir mithilfe des Codes TRANSNUCLEAR [25] durch, der neben der experimentell bestimmten Lebensdauer als Eingabe Spin und Parität des entsprechenden Zustands, sowie die Zahl der depopulierenden Übergänge und deren jeweilige Übergangsenergien, Multipolaritäten samt Mischungsverhältnissen, Konversionskoeffizienten und Intensitäten erhält. Die benötigten Daten übernehmen wir aus der Datenbank des *NNDC Online Data Service* [16], die Konversionskoeffizienten werden mithilfe des BRICC CONVERSION COEFFICIENT CALCULATOR [26] bestimmt.

Die Berechnung der theoretischen Werte erfolgt unter Zuhilfenahme des Codes KSHELL [27] und unter Berücksichtigung der GXPF1A-Interaktion [28]. Diese mikroskopische, effektive Interaktion wurde aus dem Fit von 70 Linearkombinationen von 195 Zwei-Körper Matrixelementen (der Massenabhängigkeit $A^{-0,3}$) und vier Ein-Teilchen Energien an 699 experimentell bestimmte Bindungs- und Anregungsenergien 87 verschiedener Kerne abgeleitet. Mit KSHELL werden die Anregungsenergien und reduzierten Übergangswahrscheinlichkeiten vom Grundzustand bis zum $15/2^-$ -Zustand in ^{57}Fe bestimmt. Dazu wird eine abgeschlossene *fp*-Schale als Modellraum für die sechs Valenzprotonen und elf Valenzneutronen verwendet, wobei eine Anregung des ^{40}Ca -Kerns in den Modellraum verboten ist. Gemäß der Arbeit von M. Dufour und A. P. Zuker [29] werden außerdem die effektiven Protonen- bzw. Neutronenladungen $e_\pi = 1,31 e$ und $e_\nu = 0,46 e$ verwendet.

Aus der experimentell ermittelten Lebensdauer erhalten wir die reduzierten Übergangswahrscheinlichkeiten $B(E2; 7/2^- \rightarrow 3/2_1^-) = (78_{-4}^{+5}) e^2 \text{fm}^4$ für den Zerfall des $7/2^-$ -Zustands und $B(E2; 9/2^- \rightarrow 5/2^-) = (252_{-19}^{+23}) e^2 \text{fm}^4$ für den Zerfall des $9/2^-$ -Zustands. Die Modellrech-

nung ergibt, in guter Übereinstimmung damit, Werte von $B(E2; 7/2^- \rightarrow 3/2_1^-) = 79 e^2 \text{fm}^4$ für den $7/2^-$ - und $B(E2; 9/2^- \rightarrow 5/2^-) = 214 e^2 \text{fm}^4$ für den $9/2^-$ -Zustand. Die gesammelten Ergebnisse sind in Tab. 2 zusammengefasst.

Tabelle 2: Experimentell gewonnene Daten und theoretische Werte

	E_i (keV)	I_i^π	E_γ (keV)	E_f (keV)	I_f^π	$B(E2; I_i \rightarrow I_f)$ ($e^2 \text{fm}^4$)
Experiment	1007	$7/2^-$	993	14	$3/2_1^-$	78_{-4}^{+5}
	1198	$9/2^-$	1062	137	$5/2^-$	252_{-19}^{+23}
Theorie	982	$7/2^-$	483	499	$3/2_1^-$	79
	1140	$9/2^-$	1063	76	$5/2^-$	214

In einer Arbeit von H. Kleis *et al.* aus dem Jahr 2021 [30] wurde unter anderem aus dem $9/2^- \rightarrow 5/2^-$ -Zerfall in ^{55}Cr die Lebensdauer des $9/2^-$ -Zustands bestimmt und theoretischen Vorhersagen gegenübergestellt. Das hier gewonnene vorläufige Resultat für die Übergangswahrscheinlichkeit des $9/2^-$ -Zustands in ^{57}Fe ist in Abb. 28 den Ergebnissen der genannten Arbeit hinzugefügt worden (Für weitere Informationen zu den in der Auftragsauftrag verwendeten Daten wird auf die zugrundeliegende Arbeit [30] verwiesen). An dieser Auftragsauftrag ist eine gute Übereinstimmung des hier gewonnenen Resultats auch mit Schalenmodellrechnungen, die andere Interaktionen als GXPF1A im Kern berücksichtigen, zu erkennen. Im Vergleich mit der Messung von Nathan *et al.* im Jahr 1978 [5], die eine Lebensdauer von $\tau = 4,2(5)$ ps (bzw Halbwertszeit von $T_{1/2} = 2,9(4)$ ps) ergab, ist die in dieser Arbeit bestimmte Lebensdauer mit $\tau = 2,4(2)$ ps niedriger. Entsprechend ist die hier bestimmte reduzierte Übergangswahrscheinlichkeit größer als diejenige, die sich aus dem früheren Wert ergibt und liegt damit näher am theoretischen Wert.

6.2 Zusammenfassung & Ausblick

Im Juni des Jahres 2021 wurde am Kölner Tandem-Beschleuniger eine Recoil-Distance Doppler-Shift Messung durchgeführt, um angeregte Zustände in ^{57}Fe und ^{59}Ni zu untersuchen. Dazu wurde der Kölner-Koinzidenz-Plunger verwendet und mit einem Aufbau aus zwei HPGe-Detektorringen γ -Spektren aufgenommen. Die gewonnenen Daten wurden in $\gamma\gamma$ -Matrizen sortiert und in dieser Arbeit zur vorläufigen Bestimmung der Lebensdauer

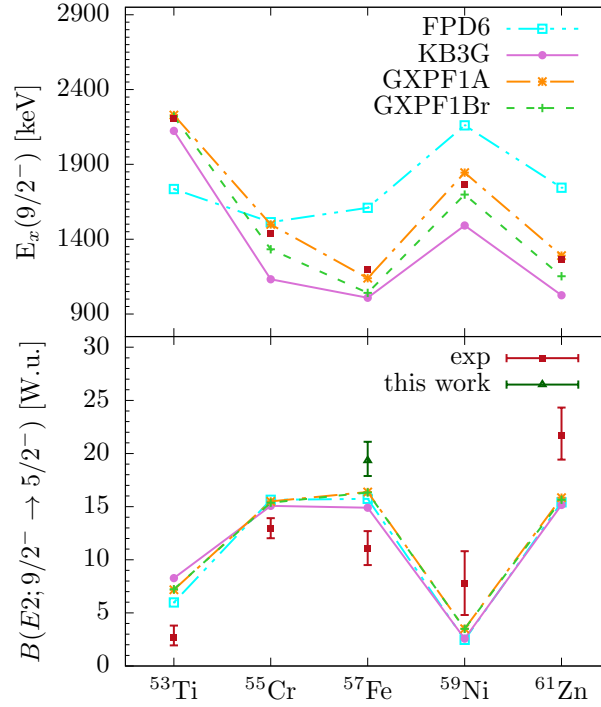


Abbildung 28: Vergleich von Schalenmodellrechnungen mit verschiedenen Wechselwirkungen und experimentell gewonnenen Daten für die $N = 31$ Isotone ^{53}Ti - ^{61}Zn . Die Legende kennzeichnet für die Berechnungen berücksichtigte Interaktionen, für Details s. [30]. Mit freundlicher Genehmigung entnommen aus [30] und bearbeitet.

des ersten angeregten $7/2^-$ -Zustands und des ersten angeregten $9/2^-$ -Zustands in ^{57}Fe mit der Differential Decay Curve Methode verwendet. Für die Analyse wurden zunächst relevante Übergänge, die in den gemessenen Energiespektren beobachtet wurden, und deren Eignung für das Setzen eines Gates diskutiert. Es wurde ein indirektes Gate verwendet, mit dem sich die Lebensdauer beider betrachteter Zustände untersuchen ließ. Der $9/2^-$ -Zustand konnte zudem in einem direkten Gate auf den Detektorring in Rückwärtsrichtung analysiert werden. In den erhaltenen Schnittspektren wurden die jeweiligen Übergänge anschließend auf die Verteilung der detektierten, beim Zerfall emittierten γ -Quanten auf Dopplerverschobene und unverschobene Anteile untersucht und eine Korrektur für einen scheinbaren Anstieg der mittleren Kerngeschwindigkeiten vorgenommen. Obwohl sich ^{57}Fe in einem schwer zugänglichen Evaporationskanal befindet, konnten aus diesen Verteilungen die Lebensdauer des $7/2^-$ -Zustands zu $3,6(2)$ ps und die Lebensdauer des $9/2^-$ -Zustands zu $2,4(2)$ ps bestimmt werden.

Im Vergleich mit theoretischen Schalenmodellrechnungen wurde ein berechneter Wert $B(E2; 7/2^- \rightarrow 3/2_1^-) = 79 e^2 \text{fm}^4$ einem experimentell ermittelten Wert von $78_{-4}^{+5} e^2 \text{fm}^4$ mit deutlicher Übereinstimmung gegenübergestellt. Für $B(E2; 9/2^- \rightarrow 5/2^-)$ ergab die Berechnung einen Wert von $214 e^2 \text{fm}^4$, die hier durchgeführte Analyse lieferte, ebenfalls in guter Übereinstimmung, $252_{-19}^{+23} e^2 \text{fm}^4$.

Aufgrund der niedrigen Statistik ließen sich einige der in der Analyse benötigten Größen nur mit systematischen Fehlern bestimmen, wodurch im weiteren Verlauf der Auswertung diese Unsicherheiten zu diskutieren waren. So traten Abweichungen der einzelnen statistisch unabhängigen Werte auf und ein möglicher, die Resultate verfälschender Einfluss wie die Überlagerung der untersuchten Übergänge mit einem Untergrundanteil konnte infolge der geringen Statistik nicht spezifiziert werden.

Es wird daher weiter zu untersuchen sein, ob die möglichen systematischen Abweichungen der Ergebnisse die Konsequenz eines kontaminierten Übergangs sind, oder ob allein die kleinen Peakintensitäten und daraus folgende statistische Unsicherheit verantwortlich sind. Sollte es Kontaminanten geben, ließe sich deren Einfluss auf die Ergebnisse verringern oder beseitigen, sodass sich systematische Fehler reduzieren ließen.

Da die ermittelten Lebensdauerwerte bei wenigen Pikosekunden und damit am unteren Grenzbereich der für RDDS-Messungen zugänglichen Lebensdauern liegen, werden zudem Doppler-Shift Attenuation-Korrekturen nötig sein. Weiterhin wird ein Vergleich des $7/2^-$ -Zerfalls mit Schalenmodellrechnungen entlang der $N = 31$ -Isotonenkette, ähnlich dem Vergleich des $9/2^-$ -Zerfalls in Abb. 28, [30], aufschlussreich sein.

Literatur

- [1] W. Elsasser. *J. de Phys. et Rad.* 5 (1934), S. 625 (siehe S. 3).
- [2] R. Burggraf. „Vorläufige Analyse einer Lebensdaueremessung in ^{59}Ni “. Bachelorarbeit. Universität zu Köln. 2021 (siehe S. 3, 14, 16).
- [3] P. Banerjee, B. Sethi, J. M. Chatterjee, P. Bhattacharya and A. K. Sengupta. „Doppler Shift Attenuation Measurements on ^{57}Fe and ^{57}Co “. *Nuovo Cim.* 85A (1985), S. 54–66 (siehe S. 4, 18).
- [4] Y. G. Kosyak, D. K. Kaipov and L. V. Chekushina. „Investigation of ^{57}Fe Nucleus in the $(n, n'\gamma)$ Reaction“. *Yad.Fiz.* 45 (1987), S. 913 (siehe S. 4).
- [5] A. M. Nathan, J. W. Olness, E. K. Warburton and J. B. McGory. „Yrast decay schemes from heavy-ion + ^{48}Ca fusion-evaporation reactions. III. $^{57,58}\text{Fe}$, $^{54,55}\text{Cr}$, and $^{57,58}\text{Mn}^\dagger$ “. *Physical Review C* 17 3 (1978), S. 1008–1025 (siehe S. 4, 18, 32, 34, 48).
- [6] O. Haxel, J. H. D. Jensen and H. E. Suess. „On the “magic numbers” in nuclear structure“. *Physical Review* 75 11 (1949), S. 1766 (siehe S. 5).
- [7] M. G. Mayer. „On closed shells in nuclei. II“. *Physical Review* 75 12 (1949), S. 1969 (siehe S. 6).
- [8] K. Arnsward. „Lifetime measurements in self-conjugate nuclei ^{44}Ti , ^{48}Cr , and ^{52}Fe “. Masterarbeit. Universität zu Köln. 2016 (siehe S. 6, 11).
- [9] K. S. Krane, D. Halliday u. a. *Introductory nuclear physics*. Bd. 465. Wiley New York, 1988 (siehe S. 7).
- [10] J. P. Nolan and J. F. Sharpey-Schafer. „The measurement of the lifetimes of excited nuclear states“. *Rep. Prog. Phys.* 42 1 (1979) (siehe S. 8).
- [11] A. Dewald, O. Möller and P. Petkov. „Developing the Recoil Distance Doppler-Shift technique towards a versatile tool for lifetime measurements of excited nuclear states“. *Prog. Part. Nucl. Phys.* 67.3 (2012), S. 786–839 (siehe S. 9–11, 13, 29).
- [12] A. Dewald, S. Harissopulos and P. Von Brentano. „The differential plunger and the differential decay curve method for the analysis of recoil distance Doppler-shift data“. *Zeitschrift für Physik A Atomic Nuclei* 334.2 (1989), S. 163–175 (siehe S. 14).
- [13] M. Weinert. *Manual for ND_BUILD_EVENTS*. Institute for Nuclear Physics. University of Cologne (IKP). 2021 (siehe S. 15).

- [14] N. Saed-Samii. SOCOV2 users manual. Institute for Nuclear Physics. University of Cologne (IKP). 2017 (siehe S. 15).
- [15] R. Peusquens. GEISHA. Institute for Nuclear Physics. University of Cologne (IKP). 1999 (siehe S. 15).
- [16] National Nuclear Data Center, **Nuclear Science References**, version of 24.06.2022. Information extracted from the NSR database *ENSDF*. (siehe S. 15, 17, 47).
- [17] NuDat 3.0 - Nuclear structure & decay Data, version of 24.06.2022. (siehe S. 15).
- [18] ENSDF - Evaluated Nuclear Structure Data File, version of 24.06.2022 (siehe S. 15).
- [19] Z. P. Sawa. „On $1f2p$ -shell Nuclei. Structures of ^{55}Mn , ^{55}Fe and ^{57}Fe with Emphasis on High-spin States“. *Phys. Scr.* 6 1 (1972), S. 11–23 (siehe S. 18, 32).
- [20] J. Theuerkauf u. a. Program TV. Institute for Nuclear Physics, University of Cologne (IKP) (siehe S. 22, 35).
- [21] K. Arnsward, T. Braunroth, M. Seidlitz, L. Coraggio, P. Reiter, B. Birkenbach, A. Blazhev, A. Dewald, C. Fransen, B. Fu, A. Gargano, H. Hess, R. Hirsch, N. Itaco, S. Lenzi, L. Lewandowski, J. Litzinger, C. Müller-Gatermann, M. Queiser, D. Rosiak, D. Schneiders, B. Siebeck, T. Steinbach, A. Vogt, K. Wolf and K. Zell. „Enhanced collectivity along the $N=Z$ line: Lifetime measurements in ^{44}Ti , ^{48}Cr , and ^{52}Fe “. *Physics Letters B* 772 (2017), S. 599–606 (siehe S. 27).
- [22] T. Pissulla and B. Saha. NAPATAU 2.0 or TK-Lifetime-Analysis. Institute for Nuclear Physics, University of Cologne (IKP) (siehe S. 28, 43).
- [23] M. Pichevar, J. Delaunay and B. Delaunay. „Lifetime measurements in ^{59}Ni and ^{57}Ni “. *Nuclear Physics A* 224 1 (1974), S. 34–44 (siehe S. 32).
- [24] F. Kearns, L. P. Ekstrom, G. D. Jones, T. P. Morrison, O. M. Mustaffa, H. G. Price, D. N. Simister, P. J. Twin, R. Wadsworth and N. J. Ward. „Heavy-ion gamma-ray spectroscopy of ^{60}Ni “. *J. of Phys. G: Nucl. Phys.* 6 9 (1980), S. 1131–1145 (siehe S. 35).
- [25] N. Saed-Samii. TRANSNUCLEAR. Institute for Nuclear Physics. University of Cologne (IKP). 2019 (siehe S. 47).
- [26] T. Kibédi, M. B. Trzhaskovskaya, P. M. Davidson and C. W. J. Nestor. „Evaluation of theoretical conversion coefficients using BrIcc“. *Nucl. Instr. and Meth. A* 589 (2008), S. 202–229 (siehe S. 47).
- [27] N. Shimizu. KSHELL. Nuclear shell-model code for massive parallel computation. 2013 (siehe S. 47).
- [28] M. Honma, T. Otsuka, B. A. Brown and T. Mizusaki. „Shell-model description of neutron-rich pf -shell nuclei with a new effective interaction GXPF 1“. *Eur. Phys. J. A* 25.1 (2005), S. 499–502 (siehe S. 47).

- [29] M. Dufour and A. P. Zuker. „Realistic collective nuclear Hamiltonian“. *Phys. Rev. C* 54 (1996), S. 1641–1660 (siehe S. 47).
- [30] H. Kleis, M. Seidlitz, A. Blazhev, L. Kaya, P. Reiter, K. Arnsward, A. Dewald, M. Droste, C. Fransen, O. Möller, N. Shimizu, Y. Tsunoda, Y. Utsuno, P. von Brentano and K. O. Zell. „Lifetime measurements of excited states in ^{55}Cr “. *Phys. Rev. C* 104 (2021), S. 034310 (siehe S. 48–50).

Abbildungsverzeichnis

1	Beispielhafte Spin-Bahn-Kopplungsbedingte Aufspaltung der Energieniveaus im Atomkern	6
2	Methoden zur Bestimmung der Lebensdauer	8
3	Schematische Darstellung des RDDS-Verfahrens	9
4	Skizze eines einfachen Energieniveau-Schemas	11
5	Energiespektrum der Reaktion $^{12}\text{C} + ^{51}\text{V}$ bei 55 MeV	16
6	Ausschnitt aus dem Energieniveau-Schema von ^{57}Fe	17
7	Peaks im Schnittspektrum bei 870 keV Gate	19
8	Gate auf die verschobene 913,4 keV-Komponente	21
9	γ -Spektren des Zerfalls $7/2^- \xrightarrow{992,7\text{keV}} 3/2^-$, 1-1	23
10	γ -Spektren des Zerfalls $7/2^- \xrightarrow{992,7\text{keV}} 3/2^-$, 1-2	24
11	γ -Spektren des Zerfalls $7/2^- \xrightarrow{992,68\text{keV}} 3/2^-$, 2-1	25
12	γ -Spektren des Zerfalls $7/2^- \xrightarrow{992,7\text{keV}} 3/2^-$, 2-2	26
13	Mittlere beobachtete Fluggeschwindigkeit in Abhängigkeit vom Folienabstand für den $7/2^- \xrightarrow{992,7\text{keV}} 3/2^-$ -Zerfall	28
14	Direkt fütternder 1348,9 keV-Übergang zum $7/2^-$ -Zustand im indirekten Gate	29
15	Lebensdauerbestimmung des $7/2^-$ -Zustands durch NAPATAU	30
16	Peaks im Schnittspektrum bei 1061,6 keV-Gate	33
17	Gate auf die verschobene 1158,4 keV-Komponente	34
18	γ -Spektren des Zerfalls $9/2^- \xrightarrow{1061,6\text{keV}} 5/2^-$ mit direktem Gate, 1-2	36
19	γ -Spektren des Zerfalls $9/2^- \xrightarrow{1061,6\text{keV}} 5/2^-$ mit direktem Gate, 2-2	37
20	γ -Spektren des Zerfalls $9/2^- \xrightarrow{1061,6\text{keV}} 5/2^-$ mit indirektem Gate, 1-1	38
21	γ -Spektren des Zerfalls $9/2^- \xrightarrow{1061,6\text{keV}} 5/2^-$ mit indirektem Gate, 1-2	39
22	γ -Spektren des Zerfalls $9/2^- \xrightarrow{1061,6\text{keV}} 5/2^-$ mit indirektem Gate, 2-1	40
23	γ -Spektren des Zerfalls $9/2^- \xrightarrow{1061,6\text{keV}} 5/2^-$ mit indirektem Gate, 2-2	41
24	Mittlere beobachtete Fluggeschwindigkeit in Abhängigkeit vom Folienabstand für den $9/2^- \xrightarrow{1061,6\text{keV}} 5/2^-$ -Zerfall	42
25	Direkt fütternder 1158,4 keV-Übergang zum $9/2^-$ -Zustand im indirekten Gate	43
26	Lebensdauerbestimmung des $9/2^-$ -Zustands durch NAPATAU bei Gate auf direkten Feeder	44
27	Lebensdauerbestimmung des $9/2^-$ -Zustands durch NAPATAU bei Gate auf indirekten Feeder	46

28	Vergleich von Schalenmodellrechnungen mit verschiedenen Wechselwirkungen und experimentell gewonnenen Daten	49
----	--	----

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 08.07.2022

Erik Gaßmus