

HZDR-046

UNTERSUCHUNG VON GAMMAKASKADEN UND STÄRKEFUNKTIONEN IN DER NEUTRONENEINFANGSREAKTION $^{77}\text{Se}(n,\gamma)$

Robert John

Wissenschaftlich-Technische Berichte
HZDR-046 · ISSN 2191-8708

WISSENSCHAFTLICH-
TECHNISCHE BERICHTE

HZDR



HELMHOLTZ
ZENTRUM DRESDEN
ROSSENDORF

Wissenschaftlich-Technische Berichte
HZDR-046

Robert John

**UNTERSUCHUNG VON GAMMAKASKADEN
UND STÄRKEFUNKTIONEN IN DER
NEUTRONENEINFANGSREAKTION $^{77}\text{Se}(n,\gamma)$**

HZDR

 **HELMHOLTZ**
ZENTRUM DRESDEN
ROSSENDORF

Druckausgabe: ISSN 2191-8708

Elektronische Ausgabe: ISSN 2191-8716

Die elektronische Ausgabe erscheint unter Creative Commons License (CC BY-NC-ND):

Qucosa: <http://fzd.qucosa.de/startseite/>

Die vorliegende Arbeit wurde als Diplomarbeit am Institut für Kern- und Teilchenphysik der Technischen Universität Dresden sowie als Wissenschaftlich-Technischer Bericht des Helmholtz-Zentrum Dresden-Rossendorf mit der Berichtsnummer **HZDR-046** veröffentlicht.

2014

Herausgegeben vom

Helmholtz-Zentrum Dresden - Rossendorf

Bautzner Landstr. 400

01328 Dresden

Germany

Untersuchung von Gammakaskaden
und Stärkefunktionen in der
Neutroneneinfangsreaktion $^{77}\text{Se}(n,\gamma)$

Diplomarbeit
zur Erlangung des wissenschaftlichen Grades
Diplom-Physiker

vorgelegt von

Robert John

geboren am 04.11.1988 in Dresden

Institut für Strahlenphysik
Helmholtz-Zentrum Dresden-Rossendorf

2013

Eingereicht am 04.11.2013

1. Gutachter: Prof. Dr. Thomas Cowan
2. Gutachter: Dr. Daniel Bemmerer

Kurzdarstellung

Eine der wichtigsten nuklearen Prozesse stellt der Neutroneneinfang dar. In der kosmischen Nukleosynthese (s-Prozess) schwerer Elemente werden Kerne mit Massenzahlen größer als die von Eisen ($A = 56$) produziert, welche durch Kernfusion nicht produziert werden können. Dabei fängt ein Kern ein Neutron ein, wird durch die frei werdende Bindungsenergie angeregt und kann sich anschließend unter Aussenden von Photonen (Gamma-Quanten) wieder abregen. Aus der Abregung über Gammastrahlung können Rückschlüsse auf die Struktur des aktivierten Nuklids gezogen werden. Im Rahmen dieser Arbeit werden die ausgesendeten Photonen des angeregten Elements ^{78}Se , welches durch Neutroneneinfang an ^{77}Se am Reaktor des Instituts Laue-Langevin in Grenoble, Frankreich produziert wurde, näher untersucht. Dazu mussten zunächst Effizienzkalibrierung und Addback-Korrekturen vorgenommen werden. Im Anschluss konnten mit Hilfe des EXILL-Multidetektoraufbaus Koinzidenzbeziehungen mehrerer aufeinander folgender Photonen untersucht und in einem Niveauschema zusammengefasst werden. Mit Hilfe der Winkelverteilung konnten diversen Zuständen Spins zugeordnet werden. Des Weiteren wurden die Ergebnisse einer Simulation von Gammakaskaden (γDEX) und eines Photonenstreuungsexperiments am Elektronenbeschleuniger ELBE des HZDR mit den in Grenoble aufgenommenen experimentellen Daten verglichen.

Abstract

One of the most important nuclear processes is the nuclear capture reaction. The cosmic nucleosynthesis (s-process) of heavy elements produces nuclei with mass numbers greater than 56 (Iron), which cannot be produced by nuclear fusion. A nucleus gets excited to the binding energy via capture of a neutron and afterwards deexcites to the groundstate by the emission of photons (gamma rays). The characteristics of the γ rays allow conclusions about the structure of the nucleus. In this work the photons, sent out by the excited $^{78}\text{Se}^*$, were analyzed. The experiment took place at the research reactor of the Institute Laue-Langevin in Grenoble, France. After a efficiency calibration and the addback procedure the multi detector setup allowed coincidence and directional correlation measurements. With the help of these measurements a levelscheme was developed and the directional correlation measurements were used to assign spins to different levels. Furthermore the experimental acquired data were compared to results of a simulation (γDEX) and a photon scattering experiment carried out at the ELBE electron accelerator.

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen bedanken, die mich während meiner Diplomarbeit und meines Studiums unterstützt und begleitet haben.

Ich danke Herrn Prof. Dr. Thomas Cowan für die Aufnahme in sein Institut und die Möglichkeit, meine Diplomarbeit am Institut für Strahlenphysik des HZDR anfertigen zu dürfen.

Weiterhin bedanken möchte ich mich bei Herrn Dr. Ronald Schwengner der mich schon als Studentische Hilfskraft betreut hat und mir in meiner Zeit als Diplomand immer mit Rat und Tat zur Seite stand. Den Doktoranden Ralph Massarczyk, Toni Kögler, Roland Hannsake und Roland Beyer danke ich für die Unterstützung, die zahlreichen Tipps und die schönen Abende auf unseren gemeinsamen Dienstreisen.

Weitere Dankesworte richte ich an meine Kommilitonen Stefanie Todt, Rico Eißmann und Sebastian Kühlmorgen die mir während des Studiums die ein oder andere nicht so interessante Vorlesung versüßt haben. Des Weiteren möchte ich den Mitgliedern meiner Sportgruppe danken, die immer für einen Spaß zu haben sind und mir die Freude am Basketball jeden Dienstag und Donnerstag ermöglicht haben. Weiterer Dank gebührt Sandra und Steven, weil mit ihnen jedes Wochenende zum Erlebnis wird.

Meinen Eltern und Großeltern möchte ich einen besonderen Dank aussprechen. Durch ihre auch finanzielle Unterstützung während des fünfjährigen Studiums konnte ich meine gesamte Aufmerksamkeit dem Studium widmen. Besonders möchte ich mich aber bei meiner Verlobten Romy bedanken, die immer als Stein in der Brandung stand, Ruhe ausstrahlte und ohne die mein Leben sicherlich um die ein oder andere Facette ärmer wäre. Ich freue mich, dass wir immer viel, auch Übereinander, lachen können.

Inhaltsverzeichnis

Abbildungsverzeichnis	vii
Tabellenverzeichnis	ix
Liste der verwendeten Akronyme	xi
1 Einleitung	1
1.1 Motivation	1
1.2 Ziele und Inhalt der Diplomarbeit	4
2 Grundlagen	5
2.1 Neutroneneigenschaften	5
2.2 Neutroneneinfang an ^{77}Se	6
2.3 Hochreine Germanium-Detektoren	7
2.4 Effizienz	9
2.5 Winkelkorrelation	10
3 Versuchsaufbau	13
3.1 Hochfluss-Reaktor	13
3.2 Vertikale kalte Neutronenquelle	15
3.3 Neutronenleiter H113	16
3.4 PF1B-Messplatz	17
3.4.1 Targetmaterial ^{77}Se	19
3.4.2 EXILL-Detektoraufbau	19
3.4.3 Datenaufnahme	23
4 Auswertung	25
4.1 Fitfunktion	26
4.2 Energiekalibrierung	29
4.3 Addback-Korrektur	31

4.4	BGO-Veto für gestreute Ereignisse	33
4.5	Effizienzkalibrierung	34
4.6	Koinzidenzanalyse	35
4.6.1	Zeitfenster	36
4.6.2	Energiefenster	37
4.6.3	Ergebnisse	38
4.6.4	Multiplizitätsverteilung	45
4.6.5	Winkelkorrelation	48
4.7	Stärkefunktionen	55
5	Zusammenfassung und Ausblick	59
A	Anhang	61
A.1	Energiekalibrierung	61
A.2	Niveauschema	63
A.2.1	Übergänge aus bekannten Zuständen	63
A.2.2	Übergänge aus unbekanntem Zuständen	70
	Literaturverzeichnis	73

Abbildungsverzeichnis

Abb. 1.1.1:	Totaler Wirkungsquerschnitt für den Neutroneneinfang an ^{77}Se	1
Abb. 2.2.1:	Schematische Darstellung einer Neutroneneinfangsreaktion	6
Abb. 2.2.2:	Schematische Darstellung einer Neutroneneinfangsreaktion im Ener- gieraum	7
Abb. 2.4.1:	Schematische Darstellung der einzelnen Komponenten der Vollenergie- Effizienz ε_{FE}	9
Abb. 2.5.1:	Kaskade zweier aufeinander folgender Photonen γ_1 und γ_2	11
Abb. 2.5.2:	Veranschaulichung der Abschwächung einer Winkelkorrelationsfunktion	12
Abb. 3.1.1:	Blick in das Reaktorbecken	13
Abb. 3.1.2:	Einblick in das Innere eines leeren Brennelementbehälters	14
Abb. 3.2.1:	Schematische Skizze des Reaktorbehälters	15
Abb. 3.3.1:	Bild des Neutronenleiters H113	16
Abb. 3.4.1:	Schematische Skizze des PF1B-Messplatzes	17
Abb. 3.4.2:	Schematische Skizze des Messaufbaus	17
Abb. 3.4.3:	Bild des Probenhalters	18
Abb. 3.4.4:	Probenhalter mit eingespanntem ^{77}Se Target	19
Abb. 3.4.5:	Detektoraufbau	21
Abb. 3.4.6:	Schematische Skizzen des Detektoraufbaus	22
Abb. 3.4.7:	Caen V1724	23
Abb. 4.0.1:	Schema des Ablaufs der Analyse	25
Abb. 4.0.2:	Graphische Benutzeroberfläche des Analyseprogramms	26
Abb. 4.1.1:	Graphische Darstellung der einzelnen Anpassungsfunktionsteile	28
Abb. 4.2.1:	Kalibriergerade für den dritten Kristall des dritten EXOGAM-Detektors	30
Abb. 4.2.2:	Abweichung der Messwerte von der Kalibriergerade	30
Abb. 4.3.1:	Schema eines innerhalb eines Clover gestreuten Photons	31
Abb. 4.3.2:	Histogramm von koinzidenten Ereignissen in den Kristallen A und D .	32
Abb. 4.4.1:	Spektrum der $^{35}\text{Cl}(n, \gamma)^{36}\text{Cl}$ Messung mit (blau) und ohne (rot) Veto	33
Abb. 4.5.1:	Vollenergie-Effizienz für alle Kristalle des dritten EXOGAM-Detektors	35
Abb. 4.6.1:	Histogramm zur Bestimmung des Zeitfensters	36

Abb. 4.6.2:	Auswahlverfahren für die Koinzidenzanalyse	37
Abb. 4.6.3:	Spektrum von Einzelereignissen der $^{77}\text{Se}(n, \gamma)^{78}\text{Se}$ Messung	38
Abb. 4.6.4:	Spektrum in Koinzidenz mit dem Übergang vom ersten angeregten 2^+ Zustand bei 613,99 keV zum Grundzustand	39
Abb. 4.6.5:	Multiplizitätsverteilung	45
Abb. 4.6.6:	Gewichtete Multiplizitätsverteilung	46
Abb. 4.6.7:	Spektrum der am Forschungsreaktor des IKI Budapest gemessen Reaktion verglichen mit den Simulationen	47
Abb. 4.6.8:	Winkelkorrelation einer Kaskade zum Grundzustand. (1145 keV – 613 keV, Spins 0-2-0)	49
Abb. 4.6.9:	Winkelkorrelation einer Kaskade zum Grundzustand, ausgewertet nach [Urban et al., 2013]. (1145 keV – 613 keV, Spins 0-2-0)	50
Abb. 4.6.10:	Winkelkorrelation einer Kaskade zum Grundzustand. (694 keV – 613 keV, Spins $2 \rightarrow 2 \rightarrow 0$)	51
Abb. 4.6.11:	Winkelkorrelation einer Kaskade zum Grundzustand. (1338 keV – 1308 keV, Spins $2 \rightarrow 2 \rightarrow 0$)	51
Abb. 4.6.12:	Vergleich der theoretischen Winkelkorrelation für verschiedene Spins mit $\delta = 3$	52
Abb. 4.6.13:	Vergleich der theoretischen Winkelkorrelation für verschiedene Spins mit $\delta = 2$	52
Abb. 4.6.14:	Vergleich der theoretischen Winkelkorrelation für verschiedene Spins mit $\delta = 1$	53
Abb. 4.6.15:	Vergleich der theoretischen Winkelkorrelation für verschiedene Spins mit $\delta = 0$	53
Abb. 4.7.1:	Vergleich der experimentell ermittelten Stärken mit Stärken aus der Photonenstreuung an ELBE (200 keV-Bins)	57
Abb. 4.7.2:	Vergleich der experimentell ermittelten Stärken mit Stärken aus der Photonenstreuung an ELBE (1 MeV-Binsz)	58
Abb. A.2.1:	Niveauschema Teil I	64
Abb. A.2.2:	Niveauschema Teil II	65
Abb. A.2.3:	Niveauschema Teil III	66
Abb. A.2.4:	Niveauschema Teil IV	67
Abb. A.2.5:	Niveauschema Teil V	68
Abb. A.2.6:	Niveauschema Teil VI	70
Abb. A.2.7:	Niveauschema Teil VII	71
Abb. A.2.8:	Niveauschema Teil VIII	72

Tabellenverzeichnis

Tab. 1.1.1:	Zusammenfassung der experimentellen Anforderungen	3
Tab. 2.4.1:	Zusammenfassung der einzelnen Komponenten der Vollenergieeffizienz ε_{FE}	10
Tab. 3.4.1:	Zusammenfassung der einzelnen Detektoren des EXILL-Aufbaus . . .	20
Tab. 4.2.1:	Energiewerte der Kalibrierung für die ^{152}Eu und $^{35}\text{Cl}(n, \gamma)^{36}\text{Cl}$ Mes- sungen	29
Tab. 4.6.1:	Zusammenfassung der experimentell ermittelten Zustände mit ihren zugeordneten Übergängen	40
Tab. 4.6.2:	Zusammenfassung der partiellen Wirkungsquerschnitte für die ver- schiedenen Primaries	46
Tab. 4.6.3:	Zusammenfassung der experimentellen Daten des Kalibrierungsüber- gangs	54
Tab. 4.7.1:	Zusammenfassung der experimentell bestimmten Intensitäten der pri- mären Übergänge	55
Tab. A.1.1:	Kalibrierungsparameter für alle Detektoren	61

Liste der verwendeten Akronyme

BGO	Bismuthgermanat $\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$ (engl.: b ismuth g ermanium o xide)
DE	zweifach herausgestreut (engl.: D ouble E scape)
ELBE	E lektronen- L inearbeschleuniger für Strahlen hoher B rillanz und niedriger E mittanz
EXILL	EX OGAM@ ILL
EXOGAM	Ex otic nuclei g amma-spectrometer
FRM2	F orschungsreaktor M ünchen 2
FWHM	Halbwertsbreite, auch Breite bei halber Höhe (engl.: F ull W idth at H alf M aximum)
GANIL	G rand A ccelerateur N ational d' I ons L ourds
GASP	Gamma Spektrometer (engl.: G amma S pectrometer)
HFR	Reaktor mit hohem Neutronenfluss (engl.: H igh F lux R eactor)
HPGe	hochreiner Germanium-Detektor (engl.: H igh- P urity G ermanium detector)
HZDR	H elmholtz- Z entrum D resden- R ossendorf
ILL	I nstitut L aué- L angevin, Grenoble
LNL	L aboratori N azionali di L egnaro
LO	L OHENGRIN-Detektor
NRF	Kern Resonanz-Fluoreszenz (engl.: n uclear r esonance f luorescence)
PF1B	Experimentierplatz mit polarisierten kalten Neutronen (engl.: P olarised cold neutron beam F acility 1B)
SE	einfach herausgestreut (engl.: S ingle E scape)

1 Einleitung

1.1 Motivation

Die Neutroneneinfangsreaktion ist eine der wichtigsten Kernreaktionen im Universum. Der Einfang von Neutronen spielte eine wichtige Rolle bei der Bildung von Isotopen in der kosmischen Nukleosynthese im sogenannten s-Prozess (slow neutron capture) [Burbidge et al., 1957] nach dem Urknall. Ohne den Neutroneneinfang würden lediglich die durch Kernfusion produzierten Elemente bis zur Massenzahl von Eisen existieren. Die grundlegende Physik besteht darin, dass der Targetkern ein freies Neutron einfängt und einen sogenannten Verbundkern bildet. Der angeregte Kern zerfällt im Anschluss unter Aussenden von Photonen. Der Neutroneneinfang basiert, wie fast alle nuklearen Prozesse, auf der Kollision eines Projektils mit einem Target. Er besitzt gegenüber den anderen Reaktionen den entscheidenden Vorteil, dass aufgrund der elektrischen Neutralität des Neutrons kein elektrisches Feld überwunden werden muss und somit der Targetkern ungehindert erreicht werden kann.

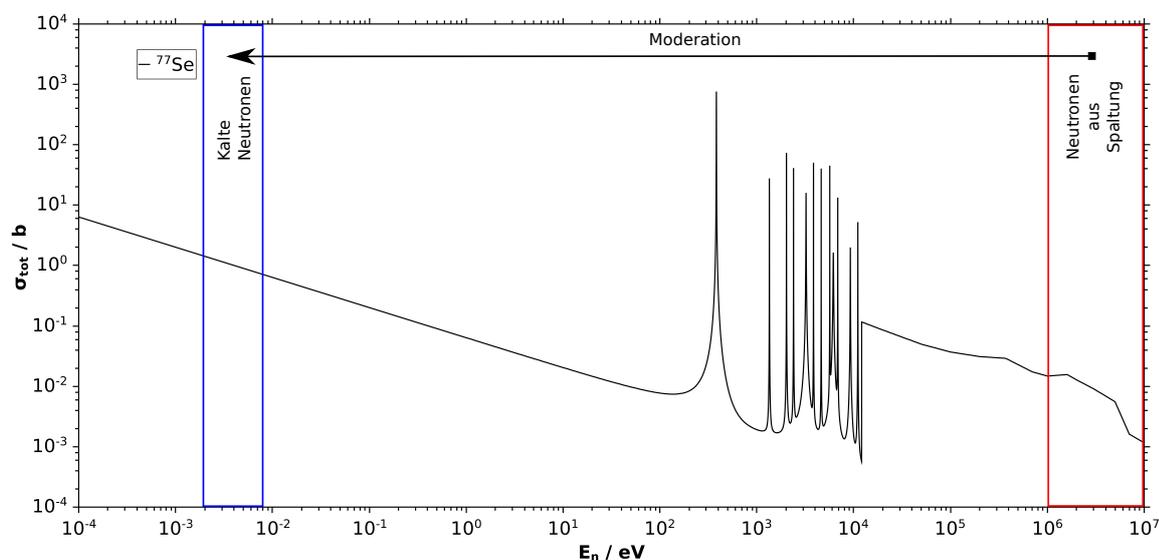


Abbildung 1.1.1: Totaler Wirkungsquerschnitt für den Neutroneneinfang an ^{77}Se .¹

¹Daten von <https://www-nds.iaea.org/exfor/exfor.htm>

Die Wahrscheinlichkeit für eine Neutroneneinfangsreaktion, auch Wirkungsquerschnitt σ genannt, wächst mit abnehmender Geschwindigkeit des Neutrons im Bereich der Wärmebewegung. Der Wirkungsquerschnitt σ_{fis} , einer erneuten durch das Neutron induzierten Spaltung, ist invers proportional zur Geschwindigkeit v des Neutrons: $\sigma \propto \frac{1}{v}$. Daher ist für eine Neutroneneinfangsreaktion das Abbremsen der Neutronen durch Moderation wichtig. Ziel der Moderation der Neutronen im Kernreaktor ist es, die bei der Spaltung produzierten schnellen Neutronen, durch Stöße am Moderatormaterial, auf thermische Energien abzubremesen, ohne dass diese dabei absorbiert werden. Stellvertretend für andere Spaltprodukte und das Brennmaterial, in dem die Neutronen absorbiert werden könnten, ist in Abbildung 1.1.1 der totale Wirkungsquerschnitt σ_{tot} für einen Neutroneneinfang an ^{77}Se für verschiedene Neutronenenergien E_n dargestellt. Die Abbildung verdeutlicht das die Moderation in einem sehr großen Energiebereich abläuft. Die schnellen Neutronen müssen in kalte Neutronen umgewandelt werden ohne dabei in dem Bereich von 10^4 - 10^2 eV, in dem sich viele Resonanzen befinden, absorbiert zu werden. Die Moderation ist sowohl für das Betreiben eines nuklearen Reaktors als auch bei der Herstellung kalter Neutronen notwendig.

Für die Herstellung kalter Neutronen werden die thermischen Neutronen in flüssigem Deuterium auf eine mittlere kinetische Energie von ca. 5 meV moderiert. Kalte Neutronen haben somit so wenig kinetische Energie E_n , dass meist beim Neutroneneinfang nur ein Bereich mit einem hohen Wirkungsquerschnitt angeregt wird (Abbildung 1.1.1). Der gebildete Verbundkern regt sich dabei auch nur aus einem Zustand mit der Energie $E_x = S_n + E_n \approx S_n$ ab. Die Neutronenseparationsenergie S_n ist die Energie, die notwendig ist, um ein Neutron aus dem nuklearen Verbund herauszulösen. Sie ist das kernphysikalische Analogon zur Ionisationsenergie in der Atomphysik. Nach einem Neutroneneinfang wird diese Energie frei und der Verbundkern wird auf die Neutronenseparationsenergie angeregt. Anschließend regt er sich unter Aussenden mehrerer Photonen mit den für das Element charakteristischen Energien E_{γ_i} ab.

Durch Neutroneneinfangsexperimente, die aus

- dem Einfangen der Neutronen,
- der Aufnahme des Energiespektrums der prompten Photonen und
- der Analyse des erhaltenen Spektrums

bestehen, kann eine Isotopenanalyse durchgeführt werden. Diese Analysemethode hat

einen breitgefächerten Anwendungsbereich und wird beispielsweise auch in der Grundlagenforschung, in der Archäologie [Pollard et al., 1996] und in der Chemie verwendet.

In der Grundlagenforschung wird seit einiger Zeit die Entwicklung der nächsten Reaktor- generation vorangetrieben. Speziell wird dabei die Transmutation langlebiger Actinoide, welche während der Spaltung in den Reaktoren produziert werden, näher untersucht. Einen essentiellen Parameter stellt bei dieser Forschung das Verhältnis von Einfangs- und Spalt- querschnitt dar. Problematisch ist jedoch, dass aufgrund der intrinsischen Radioaktivi- tät der Actinoide, die Bestimmung dieses Verhältnisses schwierig wird. Deshalb werden an stabilen Elementen wie beispielsweise an ^{77}Se Neutroneneinfangsexperimente durchge- führt, die eine Entwicklung statistischer Modelle erlaubt. Je genauer dieses Verhältnis von Einfangs- und Spaltquerschnitt bekannt ist, umso bessere statistische Modelle können ent- wickelt werden, die auch für eine spätere Anwendung an den Actinoiden verwendet werden können. Dazu wurden bereits Kern Resonanz-Fluoreszenz- (NRF-) Experimente am su- praleitenden Linearbeschleuniger ELBE (Elektronen-Linearbeschleuniger für Strahlen ho- her Brillanz und niedriger Emittanz) des Helmholtz-Zentrum Dresden-Rossendorf (HZDR) durchgeführt. Für die Untersuchung, ob sich die aus der Photonenstreuung und aus dem Neutroneneinfang bestimmten Dipol-Stärkefunktionen mittels einem gemeinsamen Modell beschreiben lassen, wurden bereits zwei Experimente durchgeführt [Schramm et al., 2012]. Es sollten zwei stabile Elemente gefunden werden, die die in der Tabelle 1.1.1 aufgelisteten Bedingungen erfüllen.

Tabelle 1.1.1: Zusammenfassung der experimentellen Anforderungen eines Photonenstreuungs- und Neutroneneinfangszwillingsexperiment, [Schramm et al., 2012].

	Photonenstreuung	Neutroneneinfang
Anregung über	${}^0_0\gamma$	1_0n
Spin der Anregung	1	$\frac{1}{2}$
Ausgangselement	A_ZX	${}^{A-1}_Z X$
Grundzustand	0^+	$\frac{1}{2}^-$
angeregter Zustand	1^-	1^-
mögliche Isotope	${}^{78}_{34}\text{Se}$	${}^{77}_{34}\text{Se}$
Experiment am	HZDR	IKI-Instituts in Budapest

Mit dem ^{77}Se wurde am Forschungsreaktor des IKI-Instituts in Budapest ein Neutro- neneinfangsexperiment mit lediglich einem Detektor durchgeführt. Das ^{78}Se wurde am

ELBE-Beschleuniger mit Hilfe des NRF-Aufbaus [Schwengner et al., 2005] untersucht. Die experimentell aufgenommenen Daten wurden mit einer eigens dafür entwickelten statistischen Kaskadensimulation „ γ DEX“ verglichen. Es konnte eine übereinstimmende Beschreibung für die Stärkefunktionen aus Photonenstreuung und Neutroneneinfang erstellt werden.

1.2 Ziele und Inhalt der Diplomarbeit

Im Rahmen dieser Diplomarbeit soll der in Abschnitt 1.1 angesprochene Vergleich weitergeführt und um weitere Schwerpunkte ergänzt werden. Am Forschungsreaktor des Instituts Laue-Langevin in Grenoble sollte ein Neutroneneinfangsexperiment an $^{77}_{34}\text{Se}$ durchgeführt werden. Für eine Messkampagne im letzten Quartal des Jahres 2012 wurde ein Multidetektoraufbau aus EXOGAM (GANIL), GASP (LNL) und LOHENGRIN (ILL) am PF1B-Messplatz installiert. Das $^{77}_{34}\text{Se}(n,\gamma)$ -Experiment bekam drei Tage Strahlzeit zugeteilt und wurde mit einem zu 99,66% angereicherten Target mit der Masse von 6 mg durchgeführt. Während dieser Tage sollte eine Messung von Koinzidenzen, sowie Winkelverteilungen durchgeführt werden. Dafür erwies sich der Multidetektoraufbau als ideal. Es wurden pro Tag Messzeit $10^8 - 10^9$ dreifach Koinzidenzen erwartet. Ziel des Koinzidenzexperiment war es, ein Niveauschema der verschiedenen Übergänge aufzubauen und die Zustände und Übergänge, die in [Subber et al., 1987] beobachtet wurden, zu bestätigen und zu erweitern. In der Arbeit von Subber et al. konnten mit Hilfe von 4 Ge(Li)-Detektoren lediglich 60 Übergänge bis zu einer Energie von 3,5 MeV in Koinzidenzmessungen identifiziert werden. Mit Hilfe des Multidetektoraufbaus sollten zusätzlich die Winkelverteilungen einzelner Zustände bestimmt werden. Ein weiteren Schwerpunkt stellte der Vergleich der mittleren Multiplizität mit der aus der Kaskadensimulation mit dem Code „ γ DEX“ dar. Weiterhin sollten die Stärkefunktionen der höherenergetischen Übergänge bestimmt werden und mit den in [Schramm et al., 2012] bestimmten Stärkefunktionen aus der Photonenstreuung verglichen werden.

2 Grundlagen

2.1 Neutroneneigenschaften

Neutronen gehören zur Familie der ungeladenen Nukleonen und besitzen einer Ruheenergie von $m_n c^2 = 939,565379 \pm 0,000021 \text{ MeV}$ ¹. Bis auf das ¹H-Atom, welches lediglich aus jeweils einem Proton und Elektron zusammengesetzt ist, bestehen alle Atome aus mehreren Neutronen und Protonen. Die Neutronen im Atomkern sind notwendig, um den Kern über die starke Kernkraft zusammen zu halten. Protonen allein binden nicht aneinander, da ihre elektromagnetische Abstoßung untereinander zu groß ist. Freie Neutronen werden bei Kernspaltung und -fusion erzeugt. Optimale Neutronen-Quellen stellen Forschungsreaktoren und Spallationsneutronenquellen dar, wobei Forschungsreaktoren den Vorteil des konstant höheren Flusses besitzen. Unter der Annahme, dass freie Neutronen als ideales Gas beschrieben werden können, gilt für die mittlere thermische Energie eines Teilchens:

$$\overline{E_{th}} = k_B \cdot T \quad . \quad (2.1.1)$$

$$\overline{\lambda} = \frac{h}{p} \quad (2.1.2)$$

Für Raumtemperatur ($T = 293,16 \text{ K}$) ergeben sich folglich unter Verwendung der DE BROGLIE- Gleichung und der idealen Gasgleichung die folgenden Zusammenhänge:

$$\overline{E_{th}} = 25,26 \text{ meV} \quad \overline{v} = 2198,42 \text{ m/s} \quad \overline{\lambda} = 17,9 \text{ nm} \quad . \quad (2.1.3)$$

Werden die Neutronen in flüssigem Deuterium ($T = 25 \text{ K}$) moderiert, ergeben sich die folgenden Merkmale kalter Neutronen:

$$\overline{E} = 5,38 \text{ meV} \quad \overline{v} = 717,87 \text{ m/s} \quad \overline{\lambda} = 39,2 \text{ nm} \quad . \quad (2.1.4)$$

¹<http://pdg8.lbl.gov/rpp2013v2/pdgLive/Particle.action?node=S017>

Während das gebundene Neutron, wie auch das Proton, stabil ist, ist das freie Neutron instabil und zerfällt mit einer mittleren Lebensdauer von $880,0 \pm 0,9 \text{ s}^{-1}$ in ein Proton, indem es ein Elektron und ein Antineutrino emittiert.

2.2 Neutroneneinfang an ^{77}Se

Bei der (n,γ) -Reaktion absorbiert ein Targetkern, hier ^{77}Se , das Neutron und bildet einen angeregten Verbund-Kern $^{78}\text{Se}^*$, wobei die Anregungsenergie der frei werdenden Bindungsenergie entspricht. Der Verbund-Kern regt sich innerhalb von $10^{-12} - 10^{-9} \text{ s}$ unter Aussenden mehrerer Photonen (γ -Strahlung) in einer Kaskade in den Grundzustand ab (Abbildung 2.2.1).

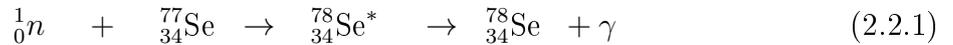
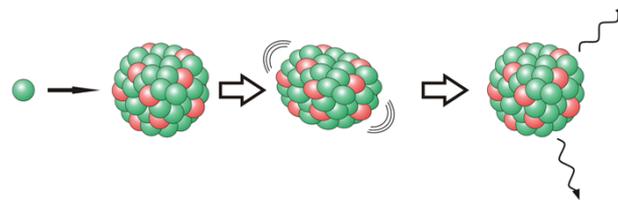


Abbildung 2.2.1: Schematische Darstellung einer Neutroneneinfangsreaktion. Dabei wird der Targetkern $^{77}_{34}\text{Se}$ durch Einfang eines kalten Neutrons in einen angeregten Verbundkern $^{78}_{34}\text{Se}^*$ überführt, welcher sich im Anschluss über eine Kaskade von Photonen abregt.

Der Neutroneneinfang spielt eine wichtige Rolle für den s-Prozess der kosmische Nukleosynthese von schweren Elementen, da die Kernfusion lediglich Elemente bis zur Massenzahl von Eisen ($A = 56$) erzeugen kann. Die kosmische Nukleosynthese ermöglicht es, dass Elemente mit Massenzahlen größer als der von Eisen entstehen. Dadurch, dass das Neutron keine Ladung besitzt, kann es sich auch mit kleinen Energien dem Kern beliebig nähern und muss, anders als die Protonen, keine Coulomb-Schwelle überwinden. Anwendungen für den Neutroneneinfang sind die Steuerung von nuklearen Reaktoren mit den Absorberstäben und die Abschirmung von Experimenten vor Neutronen.

Der Wirkungsquerschnitt $\sigma_{cap_{th}}$ für den Neutroneneinfang an ^{77}Se beschreibt die Wahrscheinlichkeit, dass zwischen einem Neutron mit thermischer Energie ($\overline{E_{th}} = 25,26 \text{ meV}$) und dem Targetkern ^{77}Se eine Kernreaktion vollzogen wird.

$$\sigma_{cap_{th}} = 41,5 \text{ b}^2 \quad (2.2.2)$$

²Entnommen aus der Karlsruher Nuklidkarte [Magill et al., 2012].

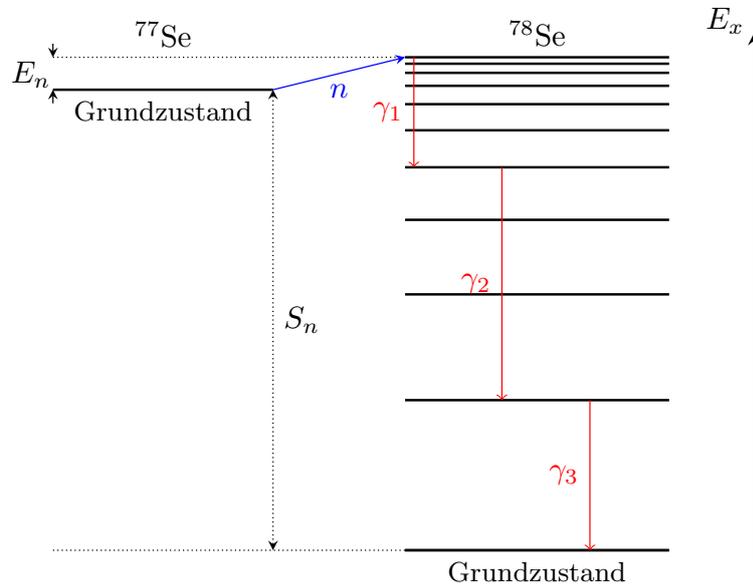


Abbildung 2.2.2: Schematische Darstellung einer Neutroneneinfangsreaktion im Energieraum. Dabei wird der Targetkern ^{77}Se durch Einfang eines Neutrons (blau) auf den Energiezustand bei $E_x = S_n + E_n$ gehoben. Dieser angeregte Zustand regt sich unter Aussenden von Photonen $\gamma_1, \gamma_2, \gamma_3$ (rot) in den Grundzustand des ^{78}Se ab.

Werden Neutroneneinfangsexperimente mit kalten Neutronen ($\overline{E_n} = 5,38 \text{ meV}$) durchgeführt wird aufgrund der geringen kinetischen Energien der kalten Neutronen lediglich ein Zustand bei $E_x = S_n + E_n \approx S_n$ ($S_n \gg E_n$, $S_n = 10498 \text{ keV}$ ³) angeregt. In Abbildung 2.2.2 ist die schematische Darstellung der in Abbildung 2.2.1 abgebildeten Reaktion dargestellt. Sie veranschaulicht die ablaufende Reaktion im Energieraum.

2.3 Hochreine Germanium-Detektoren

Halbleiterdetektoren basieren auf der elektronischen Bandstruktur von Kristallen, bestehend aus einem Valenzband, dem höchstbesetzten Elektronenenergieband, und einem Leitungsband, in dem sich Elektronen frei in dem Festkörper bewegen können. Für Halbleiter befindet sich die Energiedifferenz zwischen Valenz- und Leitungsband im Bereich von einigen Elektronenvolt.

Germanium Halbleiterdetektoren wurden zuerst von Tavendale und Ewan [Tavendale und Ewan, 1963] im Jahre 1962 verwendet und sind seitdem wegen ihrer

³Entnommen aus [Mughabghab, 2006]

sehr guten Energieauflösung die Detektoren der Wahl in der Gamma-Spektroskopie [Ewan und Tavendale, 1964]. Das einfallende Quant hebt Elektronen in das Leitungsband und erzeugt somit Elektronen-Loch-Paare. Dabei wird immer dann ein Paar erzeugt, wenn die Strahlung $2,95 \text{ eV}^4$ im Kristall verliert, d.h. bei einem detektierten 1 MeV Photon werden ca. 339.000 Elektronen-Loch-Paare erzeugt. Diese driften nun unter einem externen elektrischen Feld (mehrere kV) zu den Elektroden und erzeugen einen elektrischen Impuls.

Die Wechselwirkung und damit der Energieverlust der Strahlung wird dabei durch die Prozesse

- des Photoeffekts,
- des Comptoneffekts und
- der Paarbildung

hervorgerufen. Der Photoeffekt dominiert den Wirkungsquerschnitt bis zu einer Energie von 100 keV, dabei wird die gesamte Energie eines Quants von einem Hüllenelektron absorbiert. Beim Comptoneffekt werden höherenergetische Gamma-Quanten, mehrfach gestreut und geben einen Teil ihrer Energie an die Hüllenelektronen ab. Besitzt die Strahlung Energien, die größer sind als die doppelte Ruhemasse des Elektrons (+ Rückstoßenergie des Kerns) kann es zur Paarbildung im Feld eines Kerns kommen. Hierbei verliert die Strahlung einen Teil ihrer Energie und ein Elektron-Positron-Paar wird erzeugt. Anschließend annihiliert das Positron und zwei Photonen mit der Energie von jeweils 511keV werden ausgesendet.

Da die Bandlücke im Germanium bei 80 K $0,73 \text{ eV}^4$ beträgt, wird nicht die gesamte Energie der Strahlung dazu verwendet, ein Elektron in das Leitungsband anzuheben. Ein Teil der Energie wird in Form von Phononen an das Gitter abgegeben. Die große Anzahl an Informationsträgern führt dazu, dass es keinen großen Einfluss hat, falls ein oder mehrere Ladungsträger verloren gehen. Somit wird die extrem gute Auflösung der hochreinen Germanium-Detektoren ermöglicht.

Anders als die dotierten Germanium-Halbleiter sind die hochreinen Germanium-Detektoren (HPGe) intrinsische Halbleiter, d.h. alle Elektronen sind in kovalenten Bindungen gebunden und es existieren keine freien Ladungsträger im Leitungsband, wenn der Kristall auf Siedetemperatur von Stickstoff (77,15 K) abgekühlt ist. Schon wenn ein einzelnes einfallendes Teilchen über genügend Energie verfügt, ein Elektron vom Valenz- in

⁴Entnommen aus <http://www.ortec-online.com/download/Review%20of%20the%20Physics%20of%20Semiconductor%20Detectors.pdf>.

das Leitungsband zu heben, kann ein Signal beobachtet werden.

Hochreine Germanium-Detektoren werden aufgrund ihrer hohen Kernladungszahl bevorzugt für die nukleare Kern-Resonanz-Spektroskopie (NRF) verwendet. Sie besitzen eine 20-30 mal bessere Auflösung als NaI-Szintillationsdetektoren. Die Alternative unter den Halbleiterdetektoren, die Silizium-Detektoren, besitzen einen ca. 60 mal kleineren lichtelektrischen Wirkungsquerschnitt. Im Vergleich zu Silizium-Detektoren, die nur wenige Millimeter Dicke des sensitiven Volumens vorweisen, kann sich in einem Germanium-Detektor die Raumladungszone, je nachdem welche Spannung an den Kristall angelegt ist, über mehrere Zentimeter erstrecken. Allerdings müssen Germanium-Detektoren mit flüssigem Stickstoff gekühlt werden, sodass die Handhabung im Vergleich zu anderen Detektoren erschwert wird.

2.4 Effizienz

Die Effizienz ε beschreibt die Nachweiswahrscheinlichkeit von emittierten Photonen einer Quelle mit der Aktivität A in einem Detektor. Dieser registriert, anstatt der N_E ausgesendeten Photonen lediglich N_R Ereignisse innerhalb eines Zeitraums t . Im Folgenden wird nur die Vollenergie-Effizienz (engl.: full energy (FE)) betrachtet, welche anhand der Vollenergie-Ereignisse bestimmt werden kann. Vollenergie-Ereignisse sind dadurch gekennzeichnet, dass die vollständige Energie eines Photons innerhalb des Detektors deponiert wurde.

$$\varepsilon_{FE} = \frac{N_R}{N_E} = \frac{N_R}{A \cdot t} \quad (2.4.1)$$

Die Vollenergie-Effizienz ε_{FE} setzt sich dabei aus mehreren Faktoren zusammen, welche in Tabelle 2.4.1 näher erläutert und in Abbildung 2.4.1 graphisch veranschaulicht werden.

$$\varepsilon_{FE} = \varepsilon_{Quelle} \cdot \varepsilon_{geo} \cdot \varepsilon_{Abs} \cdot \varepsilon_{int} \quad (2.4.2)$$

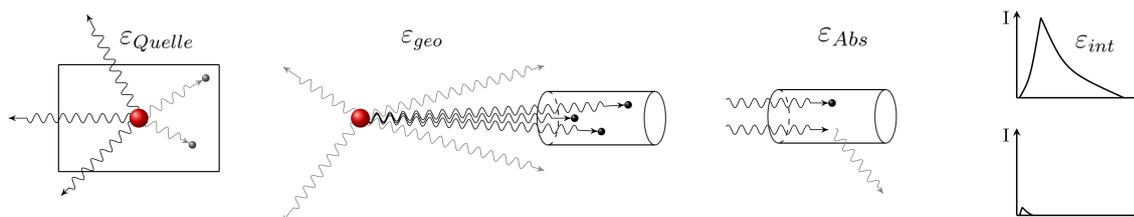


Abbildung 2.4.1: Schematische Darstellung der einzelnen Komponenten der Vollenergie-Effizienz ε_{FE} .

Tabelle 2.4.1: Zusammenfassung der einzelnen Komponenten der Vollenergieeffizienz ε_{FE} .

Name	Formelzeichen	Beschreibung
Quelleffizienz	ε_{Quelle}	Selbstabsorption innerhalb des Quellen- oder Targetmaterials
geometrische Effizienz	ε_{geo}	der vom Detektor abgedeckte Raumwinkel
Absorptionseffizienz	ε_{Abs}	Photon deponiert nicht seine gesamte Energie im Detektor, es wird herausgestreut
intrinsische Effizienz	ε_{int}	Photon wird zwar innerhalb des Kristalls gestoppt, aber kein Signal wird an die Datenaufnahme weitergeleitet

2.5 Winkelkorrelation

Die Beobachtung der Winkelkorrelation zwischen Photonen, die während des radioaktiven Zerfalls ausgestrahlt werden, ist eine der „einfachsten“ Methoden, um den Spin von Zuständen zu bestimmen.

Zur analytischen Beschreibung der Winkelkorrelation $W(\theta)$ wird die Theorie nach Krane et al. [Krane et al., 1973] verwendet. Der theoretische Verlauf der Winkelkorrelationsfunktion zweier aufeinander folgender Photonen γ_1 und γ_2 kann, wie in Gleichung 2.5.1, durch eine Reihe von Legendre-Polynomen beschrieben werden. Der Kern, der sich in dem Anfangszustand mit der Energie E_1 und dem Spin J_1 befindet, regt sich unter Aussenden des ersten Photons (γ_1) auf einen Zwischenzustand mit den Parametern E_2 und J_2 ab. Dieser Zustand des Kerns zerfällt anschließend unter Aussenden des zweiten Photons (γ_2) auf den Zustand mit der Energie E_3 und dem Spin J_3 (Abbildung 2.5.1).

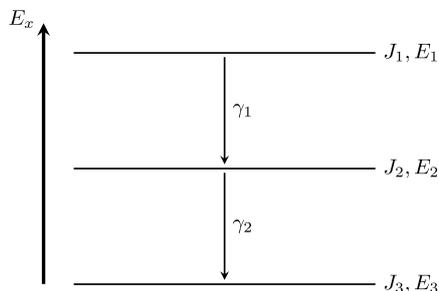


Abbildung 2.5.1: Kaskade zweier aufeinander folgender Photonen γ_1 und γ_2 , die ausgesendet werden, wenn ein Kern sich vom Zustand mit der Energie E_1 und dem Spin J_1 auf den Grundzustand mit der Energie E_3 und dem Spin J_3 abregt.

$$W(\theta) = \sum_k A_k P_k(\cos\theta) \quad (2.5.1)$$

In Gleichung 2.5.1 beschreibt θ den Winkel zwischen den beiden ausgesendeten Photonen. Die $P_k(\cos\theta)$ sind Legendre-Polynome vom Rang k (mit $k = 2n$, $n \in \mathbb{N}_0$). Wenn die Winkelkorrelationsfunktion auf A_0 normiert wird, können neue Koeffizienten a_k mit $a_k = A_k/A_0$ eingeführt werden. Die a_k Parameter können mit Hilfe von [Krane et al., 1973] berechnet werden oder aus Tabellen [Brady und Deutsch, 1950] für bestimmte J_1 , J_2 und J_3 entnommen werden. Unter Beachtung, dass es sich bei einer Kaskade meistens um Dipol-, Quadrupol-, oder gemischte Dipol-Quadrupol-Strahlung handelt, gilt $k \leq 4$. Somit ergibt sich für die Winkelkorrelation $W(\theta)$ der folgende Zusammenhang:

$$W(\theta) = 1 + a_2 \cdot P_2(\cos\theta) + a_4 \cdot P_4(\cos\theta) \quad (2.5.2)$$

Aufgrund der endlichen Größe der Germanium-Kristalle als auch des Targets mussten Korrekturen an Gleichung 2.5.2 vorgenommen werden. Es bietet sich an, die normierten Abschwächungsparameter q_k einzuführen:

$$q_k = Q_k/Q_0 \quad (2.5.3)$$

Die Winkelkorrelationsfunktion $W(\theta)$ wird mit kleiner werdenden Abstand von Detektor und Quelle wegen dem größer werdenden erfassten Raumwinkel abgeschwächt (Abbildung 2.5.2). Es ergibt sich Gleichung 2.5.4.

$$W(\theta) = 1 + a_2 \cdot q_2 \cdot P_2(\cos\theta) + a_4 \cdot q_4 \cdot P_4(\cos\theta) \quad (2.5.4)$$

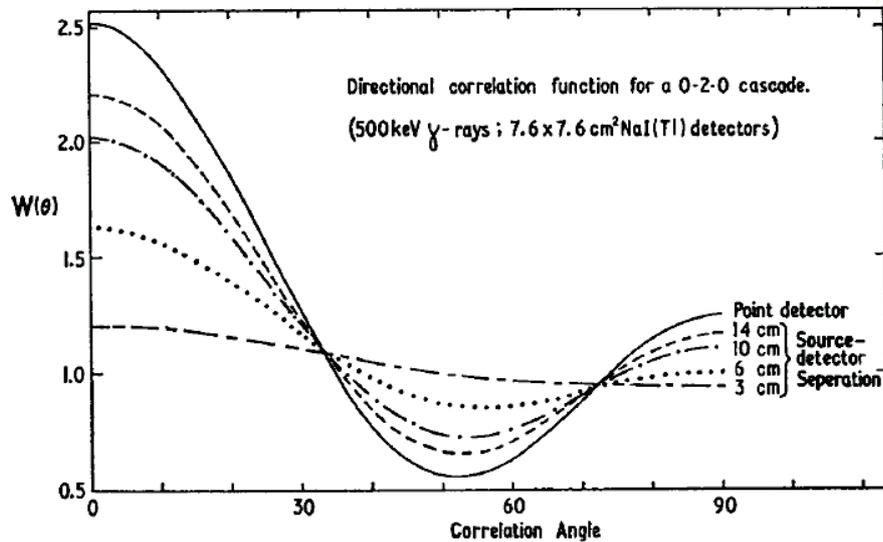


Abbildung 2.5.2: Veranschaulichung der Abschwächung einer Winkelkorrelationsfunktion $W(\theta)$ für eine 0-2-0-Kaskade mit 500 keV Photonen, die von $7,6 \times 7,6 \text{ cm}^2$ NaI(Tl)-Kristallen detektiert wurde. Die Auswirkung von verschiedenen Entfernungen zwischen Quelle der Strahlung und dem Detektor ist klar zu erkennen. Je kleiner der Abstand zwischen Detektor und Quelle wird, umso flacher wird die Winkelkorrelationsfunktion.⁵

Die Q_k Koeffizienten können, wenn die Entfernung zwischen Quelle und Detektor bekannt ist, relativ einfach nach [Hamilton, 1975], berechnet werden (Gleichung 2.5.5).

$$Q_k = \varepsilon \int_{\cos \alpha}^1 P_k(x) dx \quad (2.5.5)$$

Dabei entspricht α dem Öffnungswinkel, unter dem der Radius des Germanium-Kristalls vom Targetort aus gesehen wird.

⁵Abbildung aus [Hamilton, 1975]

3 Versuchsaufbau

Im folgenden Kapitel werden der Hochfluss-Reaktor (HFR) des Instituts Laue-Langevin, Grenoble und der PF1B-Messplatz, an dem das Experiment durchgeführt wurde, vorgestellt.

3.1 Hochfluss-Reaktor

Der HFR des ILL wurde in den Jahren zwischen 1993 und 1995 aufgearbeitet, renoviert und auf den neusten Stand gebracht. Unter anderem wurde dabei der Reaktorbehälter ausgetauscht. Der HFR liefert den derzeit höchsten kontinuierlichen Neutronenfluss unter allen moderierten Reaktoren weltweit. Der Fluss im Reaktorbehälter beträgt $1,5 \cdot 10^{15}$ Neutronen pro s und cm^2 bei einer thermischen Leistung von 58,3 MW.

Der Reaktorkern wird mit schwerem Wasser im geschlossenen primären Kühlkreislauf auf 35 °C gekühlt. Im geschlossenen sekundären Kreislauf wird leichtes Wasser zur Kühlung verwendet, welches wiederum mit Wasser aus dem lokalen Fluss *Drac* gekühlt wird.



Abbildung 3.1.1: Blick in das Reaktorbecken. Unterhalb der durchlöchernten Stahlplatten befindet sich der Reaktorkern. Das bläuliche Licht ist Cherenkov-Strahlung, welche entsteht wenn Elektronen mit Überlichtgeschwindigkeit im Wasser abgebremst werden.¹

¹Abbildung von <http://www.physi.uni-heidelberg.de/Forschung/ANP/Perkeo/pics/p3-2007/reaktor.jpg>

Der Reaktor arbeitet jeweils 50 Tage und wird anschließend abgeschaltet, um das Brennelement (Abbildung 3.1.2) zu tauschen und diverse Tests durchzuführen. Normalerweise werden, bei einer Betriebszeit von 200 Tagen pro Jahr, vier Brennelemente verbraucht. In den Brennelementen befinden sich jeweils 10 kg hoch angereichertes (97%) ^{235}U . Der Reaktor trägt dabei einen Teil zur Abrüstung bei, denn zwei der vier notwendigen Brennelemente werden aus einem nuklearen Sprengkopf gewonnen. In einem Abrüstungsvertrag², der zwischen den Kernwaffenstaaten USA, Russland, China, Frankreich und Großbritannien im Jahr 1968 abgeschlossen wurde, verpflichten sich die Vertragspartner, die Anzahl an taktischen nuklearen Sprengköpfen zu reduzieren mit dem Ziel der vollständigen nuklearen Abrüstung. Diese Sprengköpfe werden in Brennelemente für den HFR des ILL aber auch für andere Forschungsreaktoren, wie z.B. den FRM2 in München, aufgearbeitet.



Abbildung 3.1.2: Einblick in das Innere eines leeren Brennelementbehälters. Innerhalb der Lamellen befindet sich normalerweise das hoch angereicherte ^{235}U .³

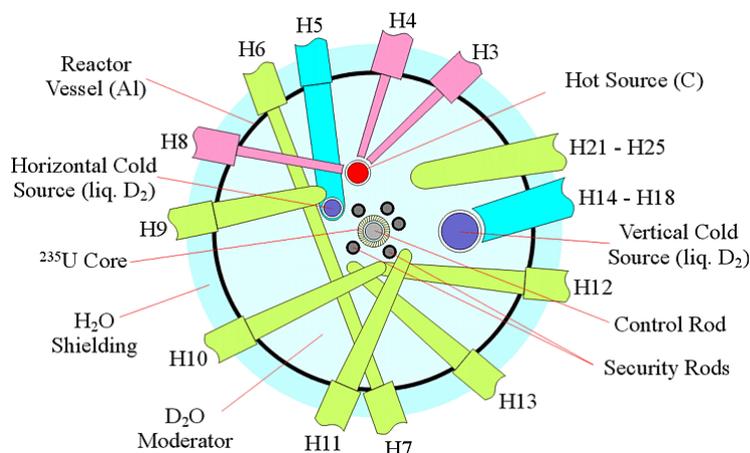
Der HFR liefert Neutronenstrahlen für 34 Experimentierplätze mit unterschiedlichen Anforderungen. Dazu befinden sich im Reaktorgefäß mehrere Strahlrohre, welche rund um das Brennelement angeordnet sind. Um die Transmission der γ -Strahlung zu minimieren, liegen diese Strahlrohre nicht auf einer Geraden mit dem Reaktorkern (Abbildung 3.2.1). Der Reaktor stellt ultra-kalte, kalte, thermische und heiße Neutronen für die verschiedensten Experimente zur Verfügung.

²Übersetzung des Vertrages auf <http://www.auswaertiges-amt.de/cae/servlet/contentblob/349442/publicationFile/4149/NVV.pdf> nachlesbar.

³Abbildung von http://upload.wikimedia.org/wikipedia/commons/thumb/e/e0/ILL_core_8358_extract.jpg/220px-ILL_core_8358_extract.jpg

3.2 Vertikale kalte Neutronenquelle

Die vertikale kalte Neutronenquelle im HFR ist ca. zwei Meter von dem Brennelement entfernt (Abbildung 3.2.1) und hat einen Durchmesser von 38 cm. Sie besteht aus kaltem flüssigen Deuterium (Siedetemperatur: 25 K). In dem flüssigen Deuterium werden die bereits im schweren Wasser moderierten thermischen Neutronen weiter abgebremst, indem sie durch Stöße Energie an das Moderator material abführen. Dabei wird das Maximum der Geschwindigkeitsverteilung (Maxwell-Boltzmann-Verteilung) der thermischen Neutronen von ca. 100 meV auf 5 meV verschoben. Das flüssige Deuterium bietet einen entscheidenden Vorteil: der geringe Absorptionsquerschnitt von Neutronen im Vergleich zum hohen Streuquerschnitt von kalten Neutronen. Diese kalten Neutronen bewegen sich dann weiter über die Neutronenleiter zu den experimentellen Messplätzen. Einer dieser Messplätze, die mit kalten Neutronen versorgt werden, ist der PF1B-Messplatz, an dem das Experiment durchgeführt wurde und welcher im Abschnitt 3.4 näher erläutert wird.



Übersetzung:

Reactor Vessel (Al) - Reaktorbehälter (Al)

Horizontal Cold Source (liq. D₂) - hor. kalte Quelle (flüssiges D₂)

²³⁵U Core - ²³⁵U Reaktorkern

H₂O Shielding - H₂O Abschirmung

D₂O Moderator - D₂O Moderator

Security Rods - Sicherheitsstäbe

Control Rods - Steuerstäbe

Vertical Cold Source (liq. D₂) - vert. kalte Quelle (flüssiges D₂)

Hot Source (C) - heiße Quelle (C)

Abbildung 3.2.1: Schematische Skizze des Reaktorbehälters mit den abgehenden Neutronenleitern.⁴

⁴Abbildung von <http://pd.chem.ucl.ac.uk/pdnn/inst3/illcore.gif>

3.3 Neutronenleiter H113

Der ballistisch gekrümmte superspiegelnde Neutronenleiter H113 (Abbildung 3.3.1) verbindet die vertikale kalte Neutronenquelle mit dem PF1B-Messplatz und ist 72 m lang. Er wurde vom Physikalischen Institut der Universität Heidelberg entwickelt und im Jahre 2000 am ILL installiert. Die ballistische Krümmung ist notwendig, weil die kalten Neutronen so „langsam“ ($v \approx 700$ m/s) sind, dass die Abweichung durch den Einfluss der Gravitation beachtet werden muss. Die Krümmung verhindert zudem, dass schnelle Neutronen und Photonen vom Reaktor bis zum Messplatz vordringen können. Zusätzlich wird der Leiter evakuiert und bei einem Druck von 10^{-2} mbar betrieben. Der Leiter hat im Querschnitt die Form eines Rechtecks mit konstanter Höhe von $h = 20$ cm und einer variablen Breite ([Abele et al., 2006]). Die Neutronenleitung wird hierbei durch Totalspiegelung und die ballistische Flugbahn wesentlich beeinflusst. Am Ende des Neutronenleiters H113 beträgt der Neutronenfluss $2 \cdot 10^{10}$ Neutronen pro s und cm^2 .



Abbildung 3.3.1: Neutronenleiter H113, wie er in das Strahlrohr mündet bevor dieses die Neutronen in den Bunker des Versuchsplatzes PF1B weiterleitet.⁵

⁵Screenshot aus der virtuellen Tour durch das ILL von

http://www.ill.eu/fileadmin/users_files/multimedia/virtual_visit/ILL_2011/medias/enter.html.

3.4 PF1B-Messplatz

Der PF1B-Experimentierplatz liegt 78 Meter vom Reaktorkern entfernt und ist von dicken Betonmauern umgeben (Abbildung 3.4.1). Im Neutronenleiter H113 werden die Neutronen bis in den Bunker transportiert.

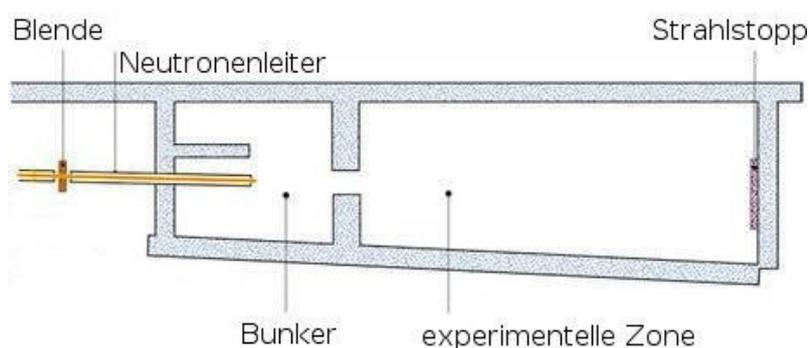
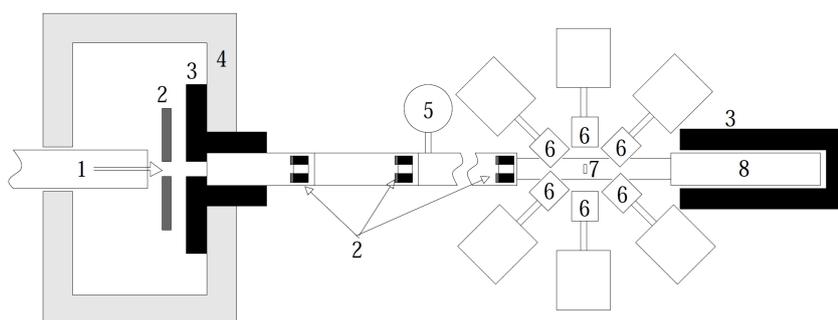


Abbildung 3.4.1: Schematische Skizze des PF1B-Messplatzes⁶

Im Bunker beginnt das Kollimatorrohr, in dem bis zum Stahlstopper Vakuum herrscht. Die am Neutronenleiter befindliche Blende kann den Neutronenstrahl unterbrechen und ermöglicht das Arbeiten innerhalb der experimentellen Zone, beispielsweise für Umbauten am Aufbau oder das Tauschen von Stickstoffässern, die für die Kühlung der Detektoren notwendig sind.



- Legende:
- | | |
|----------------------|---------------------------------------|
| 1 - Neutronenleiter | 5 - Vakuumpumpe |
| 2 - Kollimatoren | 6 - Hochreine Germanium Detektoren |
| 3 - Bleiabschirmung | 7 - Target innerhalb der Targetkammer |
| 4 - PF1B Bunkerwände | 8 - Neutronenstrahlstopper |

Abbildung 3.4.2: Schematische Skizze des Messaufbaus in der Draufsicht (nicht Maßstabsgetreu).

⁶Abbildung von <http://www.ill.eu/typo3temp/pics/7012f108c8.jpg>

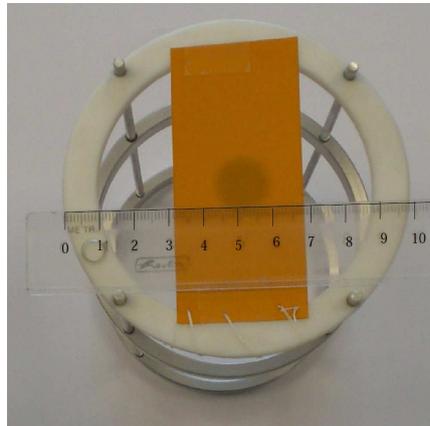


Abbildung 3.4.3: Probenhalter mit einer aufgeklebten Gold-Folie, auf der mittig der Neutronenstahlfleck zu erkennen ist.⁷

Im Bunker und im Strahlrohr befinden sich zudem die Kollimatoren (Abbildung 3.4.2), die den Neutronenstrahl auf einen Durchmesser von 12 mm am Targetort beschränken (Abbildung 3.4.3). Die Kollimatoren im Bunker waren aus Bor und Lithium angefertigt. Drei der Kollimatoren im Strahlrohr wurden aus dem keramischen Material B_4C hergestellt. Drei weitere Kollimatoren wurden aus einer 2,5 cm dicken Schicht aus borierter Plastik angefertigt und mit einer zusätzlichen Schicht aus 6LiF (keramisches Material) verstärkt. Sie wurden in 50 cm-Abständen angebracht und mit einer 5 cm dicken Schicht Blei versehen, um die γ -Strahlung des aktivierten Bor zu absorbieren. Im Anschluss an die Kollimatoren folgte die Targetkammer und der EXILL-Detektoraufbau, der in Unterabschnitt 3.4.2 näher beschrieben wird. Hinter der Targetkammer befand sich der Strahlstopper, in dem der Neutronenstrahl in einem massiven 6LiF - Block, welcher mit Blei abgeschirmt war, abgestoppt wurde.

⁷Abbildung aus [Urban et al., 2013]

3.4.1 Targetmaterial ^{77}Se

^{77}Se besitzt eine natürliche Isotopenhäufigkeit von 7,63%. Für das Experiment wurden 6 mg hochangereichertes (99,66%) ^{77}Se , in schwarzer Pulverform (Abbildung 3.4.4), als Target verwendet. Das Target befand sich in einem kleinen Beutel aus Teflonfolie. Dieser Beutel wurde mittig in den Probenhalter eingespannt.



(a) Seitliche Ansicht des Targethalters mit eingespanntem ^{77}Se Target



(b) Ansicht des Targethalters in Strahlrichtung mit eingespanntem ^{77}Se Target

Abbildung 3.4.4: Probenhalter mit eingespanntem ^{77}Se Target.

3.4.2 EXILL-Detektoraufbau

In der experimentellen Zone wurde rund um das Target ein Gerüst platziert, welches als Halterung für die hoch-reinen Germanium-Detektoren diente. Im Aufbau wurden zu Beginn der Strahlzeit 16 Detektoren montiert, welche insgesamt 46 einzelne Germanium Kristalle beinhalteten. Der Aufbau bestand aus den in Tabelle 3.4.1 beschriebenen Detektoren.

Tabelle 3.4.1: Zusammenfassung der einzelnen Detektoren des EXILL-Aufbaus.

Name	Anzahl	Art	Institution	Bild
EXOGRAM ⁸ (EXO)	8	vierfach segmentierter Clover-Detektor	Grand Accélérateur National d'Ions Lourds (GANIL) in Caen, Frankreich	 A cylindrical detector with a colorful logo on top, mounted on a black tripod stand.
GASP ⁹	6	Einzelkristall- Detektor	Laboratori Nazionali di Legnaro (LNL) in Padua, Italien	 Two cylindrical detectors with various wires and components, mounted on a silver base.
LOHENGRIN ¹⁰ (LO)	2	vierfach segmentierter Clover-Detektor	Institut Laue- Langevin (ILL) in Grenoble, Frankreich	 A cylindrical detector with a red and green top, mounted on a blue tripod stand.

⁸Abbildung von <http://ns.ph.liv.ac.uk/images/exo-clover.JPG>⁹Abbildung von <http://www.lnl.infn.it/gasp/pictures/Det-set.jpg>¹⁰Abbildung von <http://personal.ph.surrey.ac.uk/phs3ps/isomers07/simpson07.pdf>

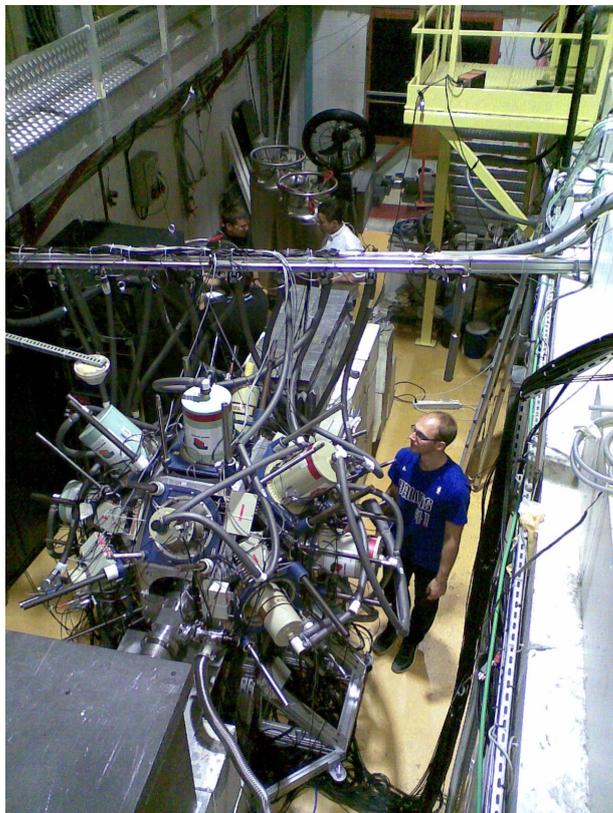


Abbildung 3.4.5: Der Detektoraufbau mit allen 16 Detektoren und Person als Maßstab. Die genaue Anordnung wird in Abbildung 3.4.6 erläutert.

Die EXOGAM-Detektoren waren im Winkel von 90° zur Neutronen-Strahlachse und in 45° Schritten des Azimuthalwinkels untereinander angebracht (Abbildung 3.4.6(a)). Die GASP- und LO- Detektoren waren im Winkel von 45° zur Strahlachse angebracht, wobei GASP 5 und GASP 6 von oben und LO 1 und LO 2 von unten auf das Target gerichtet waren (Abbildung 3.4.6(c)). GASP 1 - 4 waren in einer horizontalen Ebene mit den EXOGAM 3, 7 und dem Target angeordnet (Abbildung 3.4.6(b)). Die Germaniumkristalle waren ca. 13 cm vom Target entfernt. Der komplette Aufbau ist in Abbildung 3.4.5 zu sehen.

Aufgrund der atomaren Wechselwirkungen (Comptoneffekt und Paarbildung siehe Abschnitt 2.3) kann es zur Streuung kommen, sodass Photonen, Elektronen oder Positronen den Kristall verlassen. Aus diesem Grund waren die EXOGAM- und GASP- Detektoren von Szintillatoren aus Bismuthgermanat (BGO) umgeben, die eine nachträgliche Unterdrückung gestreuter Ereignisse ermöglichten (Veto). Dabei können in der späteren Analyse der aufgenommenen Daten alle Ereignisse, die nicht ihre gesamte Energie innerhalb der Germaniumkristalle deponiert haben, sondern eine Energie innerhalb des BGOs deponierten, aussortiert werden.

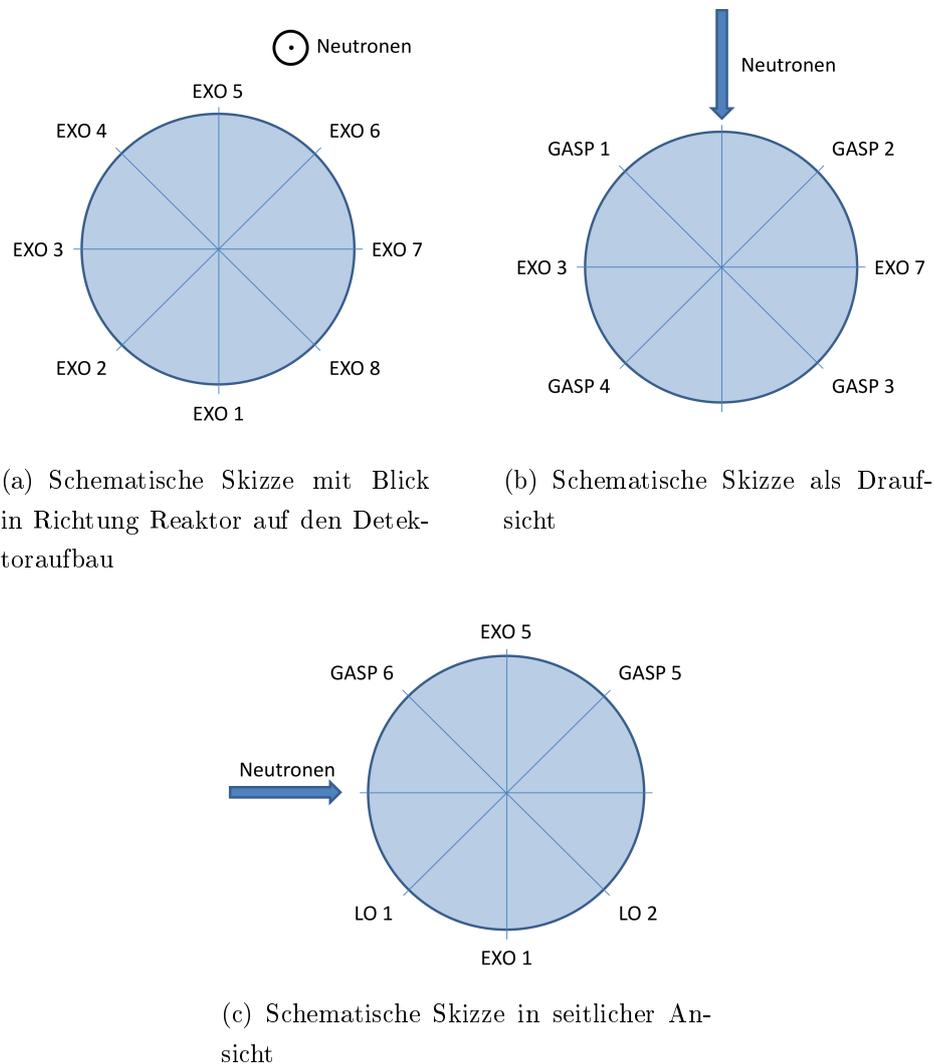


Abbildung 3.4.6: Schematische Skizzen des Detektoraufbaus aus verschiedenen Richtungen. Die GASP- und LO- Detektoren waren im Winkel von 45° zur Strahlachse angebracht. Die EXOGAM-Detektoren waren im Winkel von 90° zur Neutronen-Strahlachse und in 45° Schritten untereinander angebracht.

Aufgrund eines Defektes musste der LO1-Detektor nach den ersten Kalibrierungsmessungen ausgebaut werden, sodass nur 15 Detektoren mit 42 einzelnen Germanium Kristallen für die weiteren Messungen genutzt werden konnten.

3.4.3 Datenaufnahme

Um Signale von den hochreinen Germanium-Detektoren und Bismuthgermanat Szintillationsdetektoren zu verarbeiten und zu speichern, wurde eine digitale Datenaufnahme (Digitizer) mit einer Taktfrequenz von 100 MHz verwendet. In Abbildung 3.4.7 ist einer der acht Digitizer, die für das Experiment genutzt wurden dargestellt. Die Caen V1724 8 Kanal 14 bit 100 MS/s Digitizer wandeln die elektronischen Signale in digitale Informationen um, die anschließend mit Hilfe der Software NOMAD¹² abgespeichert und überwacht werden konnten. Bei früheren Experimenten wurden Ereignisse, die bestimmte Bedingungen nicht erfüllten, nicht mitgeschrieben, um die erzeugten Datenmengen zu reduzieren (analoge Datenaufnahme). Beim hier untersuchten Experiment wurden alle Ereignisse gespeichert. Ein Ereignis wurde ausgelöst, wenn ein Quant Energie in den Detektoren (HPGe oder BGO) deponiert hatte. Dabei wurden jedoch die Ereignisse diskriminiert, die eine Energie kleiner als 10 keV besaßen. Somit wird sichergestellt, dass nicht jedes elektronische Rauschen des Detektors als Signal identifiziert wird und unnütze Mengen an Daten abgespeichert werden. Das Signal eines Ereignisses wurde im Anschluss in digitale Informationen umgewandelt. Die drei generierten Parameter sind:

- die unkalibrierte Energie E_{γ_i} eines Ereignisses,
- der Zeitstempel des Ereignisses (mit 10 ns-Auflösung) und
- die Nummer des Detektors, in dem das Quant registriert wurde.

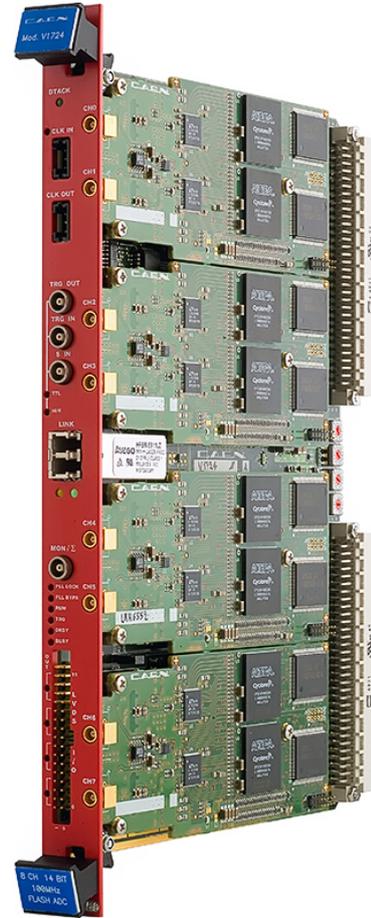


Abbildung 3.4.7: Caen V1724¹¹

¹¹Abbildung von <http://www.caen.it/csite/CaenProd.jsp?idmod=483&parent=11>

¹²<http://www.ill.eu/instruments-support/instrument-control/software/nomad/>

Ein ROOT-Tree stellt eine Liste mit 3 Werten (Energie, Zeitstempel und Detektornummer eines detektierten Photons) dar. Diese Liste konnte anschließend im Rahmen der Datenanalyse mit einem selbst entwickelten ROOT-Programm mit graphischer Nutzerobfläche weiter verarbeitet werden (Abbildung 4.0.2). Nach der Konvertierung wurden Daten kalibriert, der Addback- und BGO-Veto-Korrektur unterzogen und anschließend in einem neuen ROOT-Tree abgespeichert. Dieser Datensatz (blau) diente als Ausgangspunkt für die physikalische Analyse der Daten. Es wurde mit Hilfe der Effizienzbestimmung (rot) eine Koinzidenz-Analyse und eine Bestimmung der Stärkefunktionen durchgeführt.

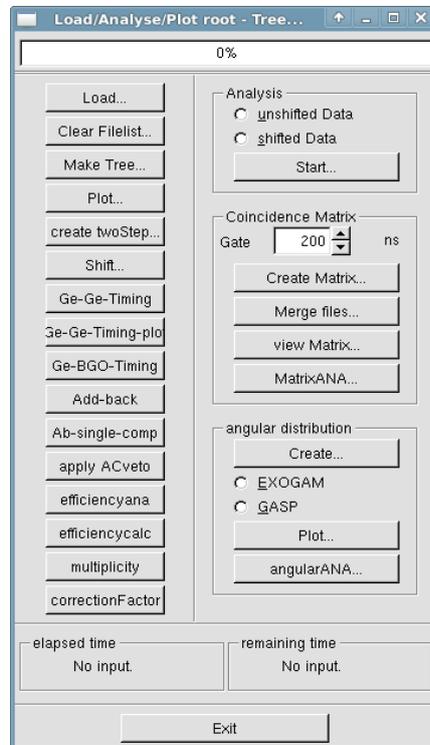


Abbildung 4.0.2: Graphische Benutzeroberfläche des Analyseprogramms.

4.1 Fitfunktion

Nachdem die Daten in ein Histogramm (Spektrum) sortiert wurden, ist die mathematische Beschreibung der einzelnen Übergänge im Spektrum (auch Peaks genannt) zwischen den Kernniveaus wichtig. Diese Peaks können durch die folgende analytische Funktion beschrieben werden (Gleichung 4.1.1), die sich aus 3 Teilen zusammensetzt.

$$f_{\text{Total}}(x) = f_{\text{Gau\ss}}(x) + f_{\text{Asym. Anteil}}(x) + f_{\text{Untergrund}}(x) \quad (4.1.1)$$

Der erste Teil (Gleichung 4.1.2) ist eine Gaußfunktion, die den größten Anteil der Linie beschreibt und deren Breite von statistischen Fluktuationen bei der Ladungssammlung hervorgerufen wird. Der zweite Anteil (Gleichung 4.1.3) beschreibt den asymmetrischen Teil der Anpassungskurve, welcher durch eine unvollständige Ladungssammlung in den Detektoren hervorgerufen wird. Der dritte und letzte Anteil (Gleichung 4.1.4) der Anpassungsfunktion beschreibt den Untergrund der Linie. Hierbei werden eine Stufenfunktion und eine Konstante Funktion genutzt, die das Compton-Kontinuum und nicht mehr aufgelöste Peaks beschreibt. Die hier genutzten Funktionen wurden aus dem Programm RadWare¹ entnommen.

Die genaue analytische Beschreibung von Gleichung 4.1.1 ist in den Gleichungen 4.1.2 bis 4.1.4 zusammengefasst.

$$f_{\text{Gauß}}(x) = \frac{1}{\sqrt{2}\sigma} A \left(e^{-\frac{(x-x_j)^2}{2\sigma^2}} \right) \quad (4.1.2)$$

$$f_{\text{Asym. Anteil}}(x) = \frac{1}{\sqrt{2}\sigma} A \left(A_{\text{asym}} \frac{\sqrt{2\pi}\sigma}{\lambda} e^{\left(\frac{(x-x_j)}{\lambda} + \frac{\sigma^2}{2\lambda^2}\right)} \cdot \text{erfc} \left(\frac{(x-x_j)}{\sqrt{2}\sigma} + \frac{\sigma}{\sqrt{2}\lambda} \right) \right) \quad (4.1.3)$$

$$f_{\text{Untergrund}}(x) = m \cdot x + n + h_{\text{Stufe}} \cdot \text{erfc} \left(\frac{(x-x_j)}{\sqrt{2}\sigma} \right) \quad (4.1.4)$$

Im Folgenden werden die einzelnen Parameter der obigen Anteile der Anpassungsfunktion näher erläutert.

A	-	Fläche des Peaks
σ	-	Standardabweichung, beschreibt die Breite des Peaks
x_j	-	Peakmittel
A_{asym}	-	Asymmetrischer Anteil der Peakfläche
λ	-	Asymmetrieparameter, beschreibt die Länge des asymmetrischen Anteils
m	-	Anstieg des Untergrundes
n	-	Höhe des Untergrundes
h_{Stufe}	-	Höhe der Stufe

¹<http://radware.phy.ornl.gov/gf3/gf3.html>

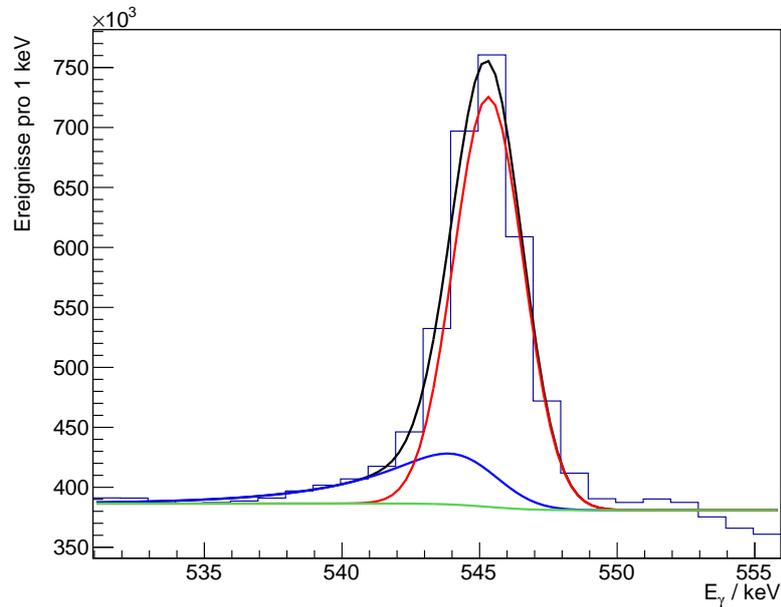


Abbildung 4.1.1: Graphische Darstellung der einzelnen Anpassungsfunktionsteile. Dabei ist der Anteil des Untergrunds in grün, Untergrund plus asymmetrischer Anteil in blau, Untergrund plus gaußförmiger Anteil in rot, sowie die komplette Funktion aus Gleichung 4.1.1 in schwarz eingetragen. Der Peak bei 552 keV wurde für dieses Beispiel nicht berücksichtigt.

Die einzelnen Anteile der theoretischen Funktion sind in Abbildung 4.1.1 dargestellt. Dabei ist der Anteil des Untergrunds in grün, Untergrund plus asymmetrischer Anteil in blau, Untergrund plus gaußförmiger Anteil in rot, sowie die komplette Funktion aus Gleichung 4.1.1 in schwarz eingetragen.

4.2 Energiekalibrierung

Zu Beginn der Messzeit wurden zwei verschiedene Messungen durchgeführt: eine ^{152}Eu Quellmessung ohne Neutronenstrahl am Targetort und eine $^{35}\text{Cl}(n, \gamma)^{36}\text{Cl}$ Messung, bei der der Neutronenstrahl verwendet wurde, um höher-energetische Kalibrierungspunkte zu erhalten.

Tabelle 4.2.1: Energiewerte der Kalibrierung für die ^{152}Eu und $^{35}\text{Cl}(n, \gamma)^{36}\text{Cl}$ Messungen.²

	^{152}Eu	$^{35}\text{Cl}(n, \gamma)^{36}\text{Cl}$
E_γ/keV	121,781	788,432
	344,278	1164,860
	778,904	1601,065
	963,354	2863,807
	1112,074	3061,979
	1408,011	4979,888
		5715,356
		6110,980
		7414,086
		7790,454
		8578,696

Im Anschluss wurden die Positionen der diskreten Übergänge in den erzeugten Einzelspektren ausgewertet, mit den in Tabelle 4.2.1 angegebenen Werten identifiziert und in Abbildung 4.2.1 gegenübergestellt. Als Anpassungsfunktion für die Umrechnung von Kanälen in Energien wurde ein linearer Ansatz ($f = m \cdot x + n$) gewählt. Jeder Detektor wurde einzeln kalibriert. Es ergab sich beispielsweise für den dritten Kristall des dritten EXOGAM-Detektors die folgende Kalibriergerade (Abbildung 4.2.1):

$$\text{Energie/keV} = 1,13842(1) \cdot \text{Kanal} - 0,230(5) \quad . \quad (4.2.1)$$

²Daten aus ENSDF - <http://www.nndc.bnl.gov/ensdf/>

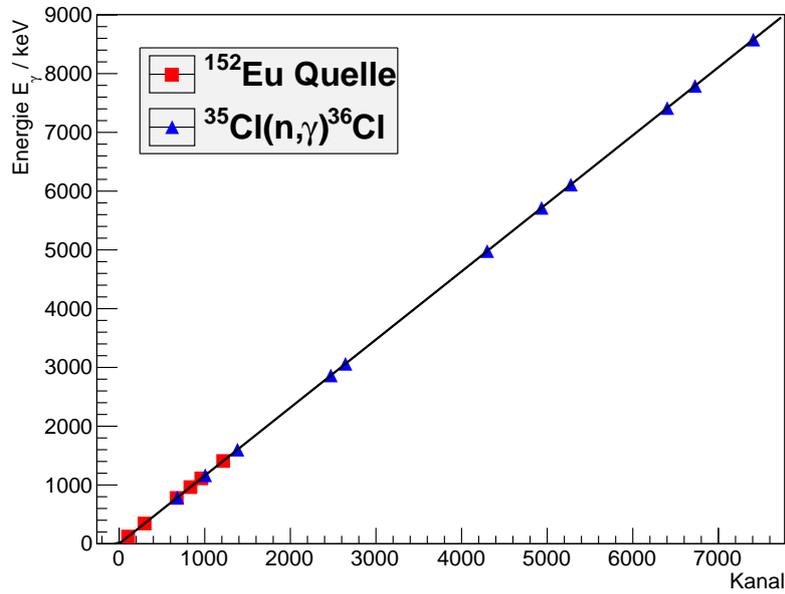


Abbildung 4.2.1: Kalibriergerade für den dritten Kristall des dritten EXOGAM-Detektors (Gleichung 4.2.1) mit Messpunkten aus der ^{152}Eu Quellmessung (Rot) für die niedere Energieregion und Messpunkten aus der $^{35}\text{Cl}(n,\gamma)^{36}\text{Cl}$ Messung (Blau) für Ereignisse mit höheren Energien.

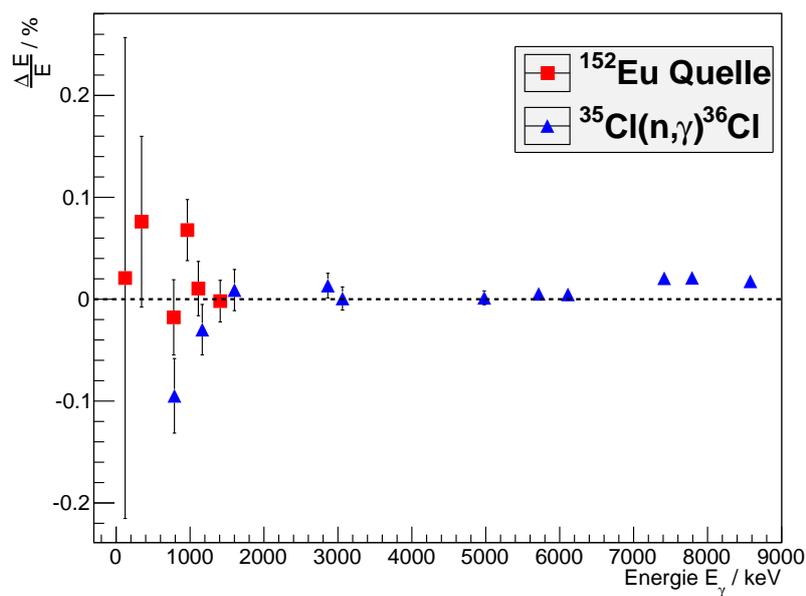


Abbildung 4.2.2: Abweichung der Messwerte von der Kalibriergerade des dritten Kristalls des dritten EXOGAM-Detektors (Residuum).

Die Abweichung der Kalibriergeraden von den Messpunkten liegt im Promillebereich (Abbildung 4.2.2). Somit ist die Wahl eines linearen Ansatzes gerechtfertigt. Die Kalibrierungsdaten der restlichen Detektoren sind in Tabelle A.1.1 im Abschnitt A.1 zusammengefasst. Der so gewonnene Kalibrierungsdatensatz wurde auf die gesamten Rohdaten angewendet, in einen neuen Root-Tree (datacalib) abgespeichert und für die weiteren Analysen als kalibrierter Ausgangspunkt verwendet.

4.3 Addback-Korrektur

Aufgrund der endlichen Größe der Germanium-Kristalle konnte es dazu kommen, dass Photonen aus dem Kristall herausgestreut wurden. Es kam nicht nur zur Streuung in die Veto-Detektoren, sondern auch in benachbarte Kristalle der Clover-Detektoren (Abbildung 4.3.1). Das erlaubte die Rekonstruktion dieser gestreuten Ereignisse mittels Addback³. Es konnten die Energieeinträge, die innerhalb eines bestimmten Zeitfensters (200 ns) in benachbarten Kristallen eines Clover-Detektors detektiert wurden, aufsummiert werden.

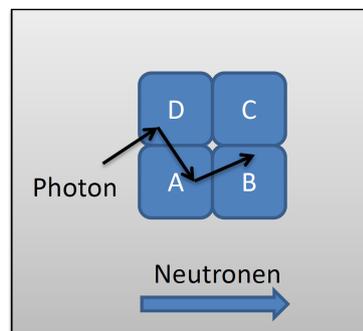


Abbildung 4.3.1: Schema eines innerhalb eines Clover (EXO und LO) gestreuten Photons. A, B, C und D stellen dabei die einzelnen Kristalle der Cloverdetektoren dar. Ein in Kristall D einfallendes Photon wird in die benachbarten Kristalle A und B gestreut. Für die Analyse dieser Ereignisse müssen die Energieeinträge der einzelnen Kristalle aufsummiert werden.

Dazu wurde der Root-Tree (datacalib) eingelesen und alle Ereignisse, bei denen in benachbarten Kristallen innerhalb von 200 ns Photonen registriert wurden, zusammengefasst und in einen neu angelegten Root-Tree (datacalib+addback) geschrieben. Dabei wurden alle Ereignisse, bei denen es zu keiner Streuung in einen Nachbarkristall kam, unverändert in den datacalib+addback-Tree übernommen. In Abbildung 4.3.2 ist ein Histogramm von ko-

³Addback - Aufsummation gestreuter Ereignisse zweier benachbarter Kristalle innerhalb eines Clover-Detektors

inzidenten Ereignissen in den Kristallen A und D (Abbildung 4.3.1) des dritten EXOGAM-Detektors zu sehen. Dabei fällt auf, dass ein großer Anteil an koinzidenten Ereignissen kleine Energien aufweist. Zudem ist anhand des 511 keV-Peaks (Abbildung 4.3.2 (a)) zu sehen, dass auch ein Teil der Annihilationsphotonen den einen Kristall verlässt und in einem benachbarten seine gesamte Energie deponiert. In der hochenergetischen Region (Abbildung 4.3.2 (b)) des Spektrums fallen zudem die Single-Escape-Peaks (SE) und Double-Escape-Peaks (DE) der bekannten Übergänge auf.

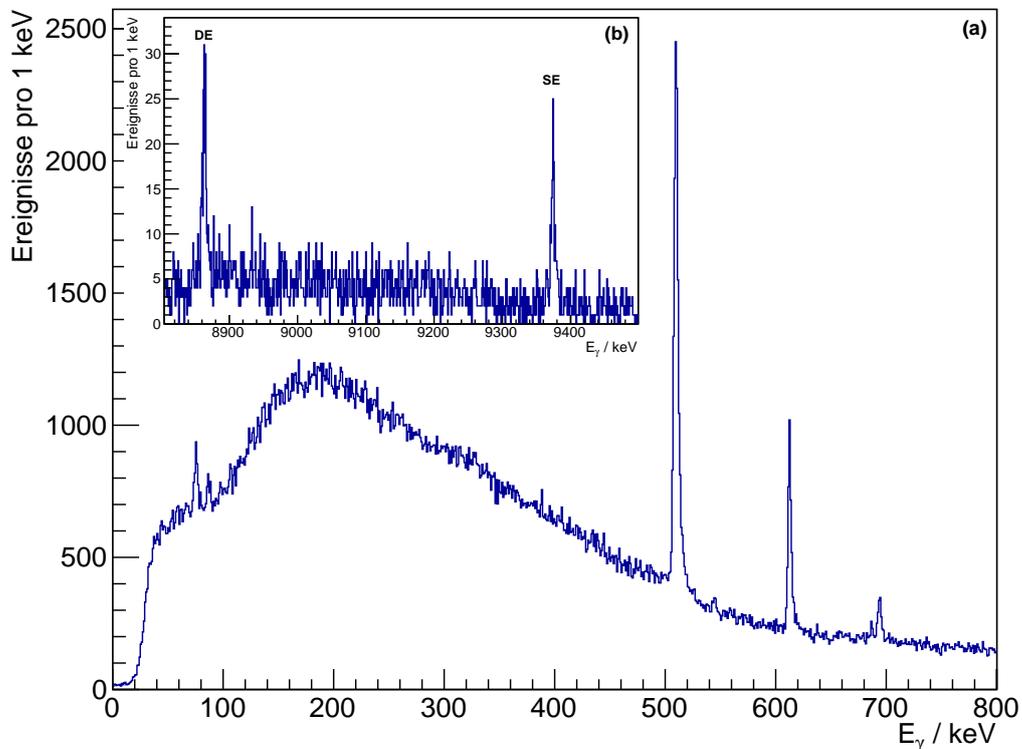


Abbildung 4.3.2: Histogramm von koinzidenten Ereignissen, welche in den Kristallen A und D des dritten EXOGAM-Detektors detektiert wurden. Speziell wurde der Niederenergiebereich (a) und der Hochenergiebereich (b) dargestellt.

Die Summe des 511 keV-Peaks und die des Single-Escape-Peaks (Abbildung 4.3.2 (b)), ergibt beispielsweise die Energie des Übergangs vom Einfangszustand (S_n) zum ersten angeregten 2^+ -Zustand (613 keV). Anhand des Übergangs vom ^{78}Se bei 613 keV kann die sehr hohe Rate an detektierten Ereignissen veranschaulicht werden, welche in diesem Fall von keinen in den Nachbarkristall gestreuten Ereignissen herrührt, sondern rein zufällige Koinzidenzen darstellen. Hier treffen zwei Photonen zufällig innerhalb des Zeitfensters auf zwei

benachbarte Germanium-Kristalle eines Clover-Detektors. Es wurden verschiedene Größen des Zeitfensters untersucht, um die zufälligen Koinzidenzen zu unterdrücken. Bei keinem Zeitfenster war es möglich diese zufälligen Koinzidenzen vollständig zu unterdrücken. Je kleiner das untersuchte Zeitfenster eingestellt wurde desto weniger zufällige Koinzidenzen wurden beobachtet, aber auch umso weniger Addback-Ereignisse konnten korrigiert werden. Daher wurde ein Zeitfenster von 200 ns als Kompromiss für die Addback-Korrektur verwendet.

4.4 BGO-Veto für gestreute Ereignisse

Eine weitere Korrektur musste für gestreute Photonen, die den Germanium-Kristall verlassen hatten und in einem BGO-Szintillationsdetektor detektiert wurden, vorgenommen werden. Dabei wurde untersucht, ob in den aufgenommenen Daten innerhalb eines Zeitfensters eine Koinzidenz zwischen einem Ereignis in einem HPGe-Detektor und dem ihn umgebenden BGO-Szintillationsdetektor (Veto-Detektor) existierte. Falls dies der Fall war, wurde dieses Ereignis verworfen und nicht für die weitere Analyse verwendet.

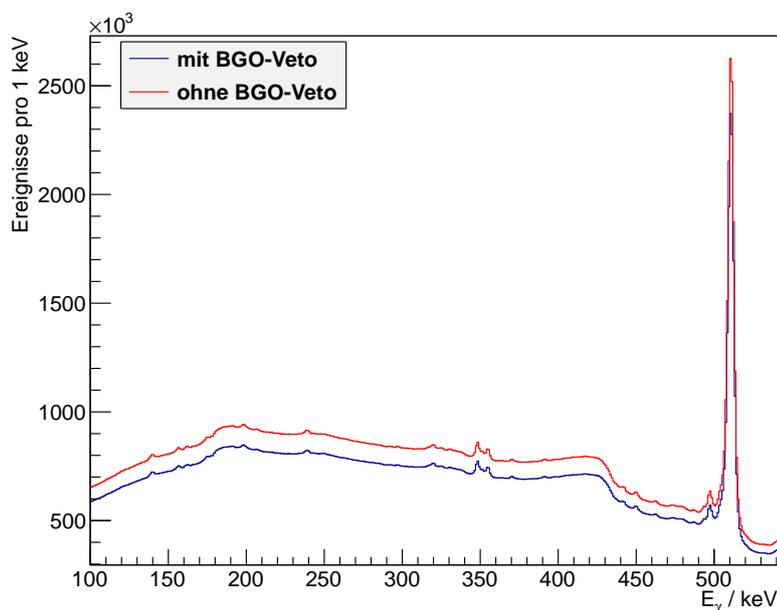


Abbildung 4.4.1: Spektrum der $^{35}\text{Cl}(n, \gamma)^{36}\text{Cl}$ Messung mit (blau) und ohne (rot) BGO-Veto. Das Histogramm zeigt, dass nur ein geringer Anteil an gestreuten Ereignissen für die Analyse unterdrückt werden konnte.

Abbildung 4.4.1 zeigt, dass nur ein geringer Anteil an gestreuten Ereignissen für die Analyse unterdrückt werden konnte. Dies wurde durch eine nicht konstante Zeitbeziehung zwi-

schen Veto- und Germanium-Detektoren hervorgerufen. Bei perfekt eingerichteten Veto-Detektoren sollte der Buckel im Niederenergiebereich um bis zu einer Größenordnung unterdrückt werden ([Duchene et al., 1999]). Da meistens Auswertalgorithmen mit Koinzidenzbeziehungen verwendet wurden, konnte der Anteil an analysierten herausgestreuten Ereignissen gering gehalten werden.

4.5 Effizienzkalibrierung

Für die Bestimmung der Effizienzen ε_{FE} wurden die gleichen Datensätze wie bei der Energiekalibrierung in Abschnitt 4.2 analysiert. Dabei wurden die Clover-Detektoren basierend auf der AddBack-Korrektur als ein Detektor betrachtet. Jedoch wurde diesmal, in der ^{152}Eu Quellmessung und der $^{35}\text{Cl}(n, \gamma)^{36}\text{Cl}$ Messung nicht die Peaklage, sondern die Peakfläche analysiert. Es wurden die Peakflächen bei den in Tabelle 4.2.1 angegebenen Energien E_γ bestimmt. Die Peakflächen entsprechen der Anzahl an registrierten Ereignissen N_R . Aufgrund der bekannten Quellaktivität A , der bekannten Messzeit t und der experimentell bestimmten Anzahl an registrierten Ereignissen N_R konnte für die ^{152}Eu Quellmessung nach Gleichung 2.4.1 die absolute Effizienz bestimmt werden. Für die $^{35}\text{Cl}(n, \gamma)^{36}\text{Cl}$ Messung konnte jedoch nur eine relative Effizienzbestimmung durchgeführt werden, da hier die Aktivität A unbekannt war. Anschließend wurde eine Normierung der $^{35}\text{Cl}(n, \gamma)^{36}\text{Cl}$ Messung auf die ^{152}Eu Quellmessung vorgenommen.

Für die mathematische Beschreibung des Verlaufes der Effizienz mit der Energie wurde folgender Ansatz (Potenzfunktion) gewählt:

$$\varepsilon_{FE} = a \cdot E^b \quad . \quad (4.5.1)$$

Gleichung 4.5.1 wurde genutzt, um die beiden einzelnen Messungen zu beschreiben. Die $^{35}\text{Cl}(n, \gamma)^{36}\text{Cl}$ Messung wurde genutzt um die Parameter a_{Cl} und b_{Cl} zu bestimmen. Anschließend wurde beim Fit der ^{152}Eu Messwerte $b_{Eu} = b_{Cl}$ konstant gehalten und der Parameter a_{Eu} bestimmt. Anschließend wurde der Parameter a_{Cl} der $^{35}\text{Cl}(n, \gamma)^{36}\text{Cl}$ Messung auf den der ^{152}Eu Quellmessung normiert. Werden diese normierten Messwerte zusammen aufgetragen und erneut gefittet, ergibt sich für jeden Detektor eine Effizienzverteilung. In Abbildung 4.5.1 ist für alle Kristalle des dritten EXOGAM-Detektors diese Effizienzverteilung mit den normierten Messpunkten, stellvertretend für alle anderen Detektoren, dargestellt. Die in rot dargestellten Messwerte wurden dabei der ^{152}Eu Quellmessung und blau dargestellte Messwerte der $^{35}\text{Cl}(n, \gamma)^{36}\text{Cl}$ Messung entnommen.

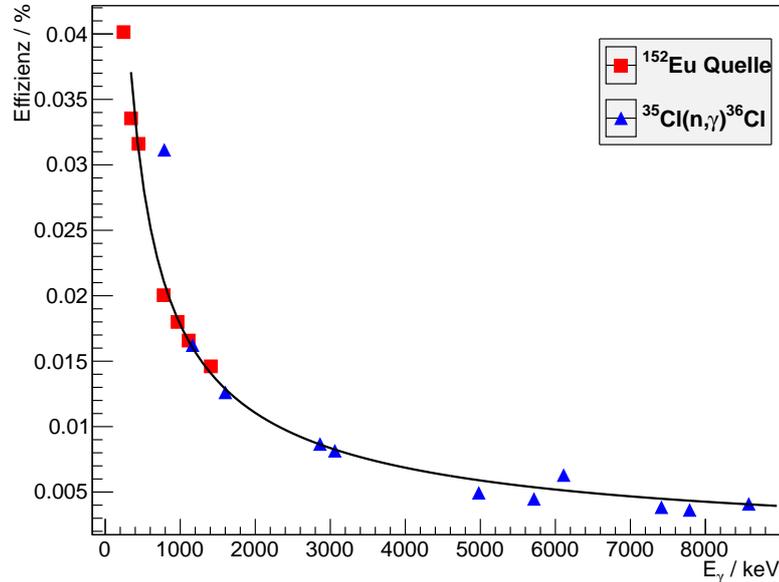


Abbildung 4.5.1: Vollenergie-Effizienz mit Messpunkten aus der ^{152}Eu Quellmessung (Rot) und Messpunkten aus der $^{35}\text{Cl}(n,\gamma)^{36}\text{Cl}$ Messung (Blau) für alle Kristalle des dritten EXOGAM-Detektors. Fehlerbalken entsprechen der Symbolgröße.

In der folgenden Auswertung wurden die Effizienzen zur Korrektur des Gammaspektrums verwendet, d.h. höherenergetische Photonen wurden stärker korrigiert als niederenergetische, da die Nachweiseffektivität zu höheren Energien sinkt (Abbildung 4.5.1).

Die Effizienzwichtung ermöglichte die Nutzung von absoluten Intensitäten zur Identifizierung und Differenzierung der verschiedenen Übergänge. Aufgrund der Fütterung durch höherenergetische Zustände sollte der intensivere Übergang immer dem energetisch niedrigeren Zustand zugeordnet werden. Somit wurde in der späteren Analyse eine Entscheidung über die Positionierung eines Übergangs vereinfacht.

4.6 Koinzidenzanalyse

Die Koinzidenzanalyse stellt einen essentiellen Teil dieser Arbeit dar. Sie wurde genutzt, um ein Schema der Abregungen des angeregten ^{78}Se aufzubauen.

Ziel der Analyse war es, bekannte Übergänge und Zustände zu überprüfen, sowie bisher unbekannte Zustände und Übergänge zu entdecken. In den folgenden Kapiteln wird beschrieben, wie ein 2D-Histogramm sortiert wurde und welche Bedingungen erfüllt werden mussten, um eine Analyse zu ermöglichen.

4.6.1 Zeitfenster

Ein wichtiger Parameter für die Koinzidenzanalyse ist das Zeitfenster. Seine Länge beschreibt die Zeit, die zwischen zwei registrierten Ereignissen vergehen darf, damit sie als koinzident gelten. In Abbildung 4.6.1 ist ein Histogramm dargestellt, bei dem die Zeitdifferenz zwischen zwei aufeinander folgenden detektierten Photonen in unterschiedlichen Detektoren in X-Richtung und die Energie des zweiten Photons in Y-Richtung aufgetragen wurde.

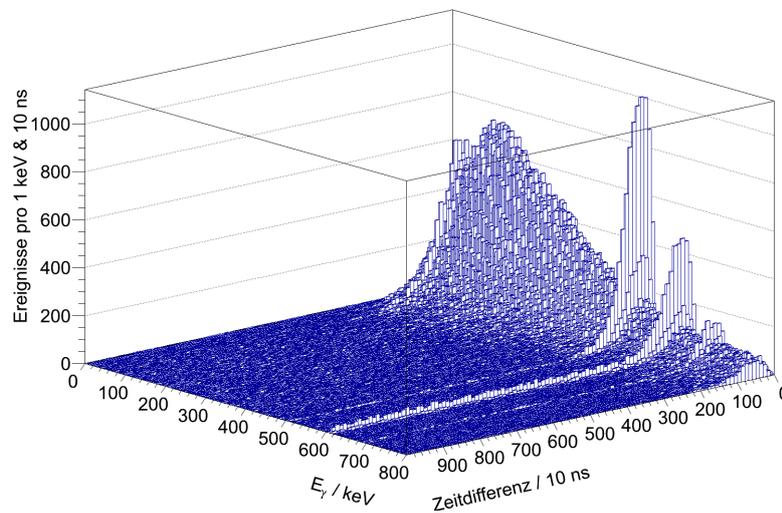


Abbildung 4.6.1: Histogramm der Zeitdifferenz zwischen zwei aufeinander folgenden Photonen in unterschiedlichen Detektoren und der Energie des zweiten Photons.

Es ist zu erkennen, dass die meisten Koinzidenzen innerhalb eines Zeitintervalls von mehreren hundert Nanosekunden statt finden. Bei genauerem Hinsehen setzt sich dieses Histogramm aus einer Großzahl an Ereignissen mit geringen Photonenenergien und einzelnen diskreten Übergängen zusammen. Es sind verschiedene Peaks zu erkennen: Der 511 keV-Peak (gestreute Photonen), der 613 keV-Peak (Übergang vom ersten angeregten Zustand zum Grundzustand), der 694 keV-Peak (Übergang vom zweiten angeregten Zustand zum ersten angeregten Zustand).

Ereignisse mit Koinzidenzzeiten kleiner als 200 ns bilden somit „wahre“ Koinzidenzen, bis auf die nicht sichtbaren zufälligen Ereignisse im Untergrund. Ereignisse mit größeren Koinzidenzzeiten, wie z.B. bei 613 keV, sind zufällige Koinzidenzen. Hier ist eine durch alle Zeiten gehende Erhöhung zu erkennen, welche den zufälligen Koinzidenzen zuzuschreiben ist. Es ist zu erkennen, dass der Übergang vom ersten angeregten Zustand zum Grundzustand am häufigsten auftritt und somit die höchste Rate aufweist.

Für die folgenden Koinzidenzanalysen wurde ein Zeitfenster von 200 ns angewendet.

4.6.2 Energiefenster

Neben dem Zeitfenster muss auch die Breite des Energiefensters bestimmt werden, da die Peaks eine endliche Breite besitzen. Als Maß wird die Standardabweichung σ , bzw. die Halbwertsbreite, auch Breite bei halber Höhe (FWHM) des Fits verwendet. Dabei besteht der folgende einfache Zusammenhang zwischen σ und der Halbwertsbreite:

$$\text{FWHM} = \sqrt{2 \ln 2} \sigma \approx 2,3548 \sigma \quad (4.6.1)$$

Es wurden unterschiedliche Größen des Energiefensters getestet. Für die Analyse wurde zum einen Wert darauf gelegt, dass genügend koinzidente Ereignisse vorhanden waren, zum anderen sollten auch nur Ereignisse analysiert werden, welche tatsächlich Vollenergieereignisse waren.

Als optimales Energiefenster für den Peak x_j ergab sich $x_j \pm 3\sigma$. Zudem wurde eine Korrektur vorgenommen, um Untergrundereignisse zu unterdrücken. Wie in Abbildung 4.6.2 zu sehen ist, wurden dazu links und rechts des Peaks (lila) in einiger Entfernung Untergrundereignisse (rot) markiert. Diese dienen dazu, zufällige Koinzidenzen innerhalb des Peaks abzuschätzen und diese von den ausgewählten koinzidenten Ereignissen (lila) abzuziehen. Es sollten somit nur Vollenergieereignisse für die Koinzidenzanalyse verwendet und zufällige Koinzidenzen unterdrückt werden.

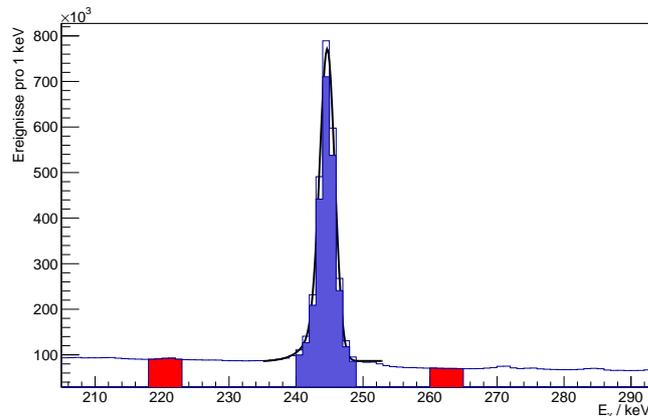


Abbildung 4.6.2: Auswahlverfahren für die Koinzidenzanalyse. Rot gekennzeichnete Bereiche markieren die Untergrundereignisse, welche eine Abschätzung der Untergrundereignisse ermöglichen. Der lila gekennzeichnete Bereich enthält die ausgewählten koinzidenten Ereignisse, zu denen eine Koinzidenzanalyse durchgeführt werden sollte.

4.6.3 Ergebnisse

Für die Koinzidenzanalyse wurde das TSpectrum-Paket [Morhac et al., 2000], ein automatischer Peaksuche-Algorithmus, von ROOT verwendet. An diesen Algorithmus wurden die zwei Parameter übergeben: Name des Histogramms, in dem die Peaksuche stattfinden soll und Prozentsatz t der Höhe, bei dem die Suche abgebrochen werden soll. Der Algorithmus suchte zunächst nach dem höchsten Peak mit der Höhe h_c . Im Anschluss wurden alle weiteren Peaks mit Höhen größer als $t \cdot h_c$ identifiziert und ihre ungefähre Position im Spektrum ausgegebenen. Diese ungefähren Peakpositionen wurden dann von einer weiteren Routine als Startparameter verwendet, um die Peaks mit Gleichung 4.1.1 anzunähern und die exakten Peakpositionen zu bestimmen.

Mit dieser Methode wurden insgesamt 1069 mögliche Übergänge identifiziert, von denen aber noch einige aufgrund von doppeltem Auftreten oder durch Identifizierung als Single-Escape- oder Double-Escape-Peak aussortiert werden mussten oder nicht zugeordnet werden konnten. Im Einzelspektrum konnten 484 Übergänge aufgelöst werden. In bisherigen Untersuchungen wurde das Niveauschema im Wesentlichen auf der Grundlage von Energiebilanzen aufgebaut. In einer vorangegangenen Messung von Gamma-Gamma-Koinzidenzen im Neutroneneinfang [Subber et al., 1987] konnte der niederenergetische Teil des Niveauschemas bis etwa 3,5 MeV etabliert werden.

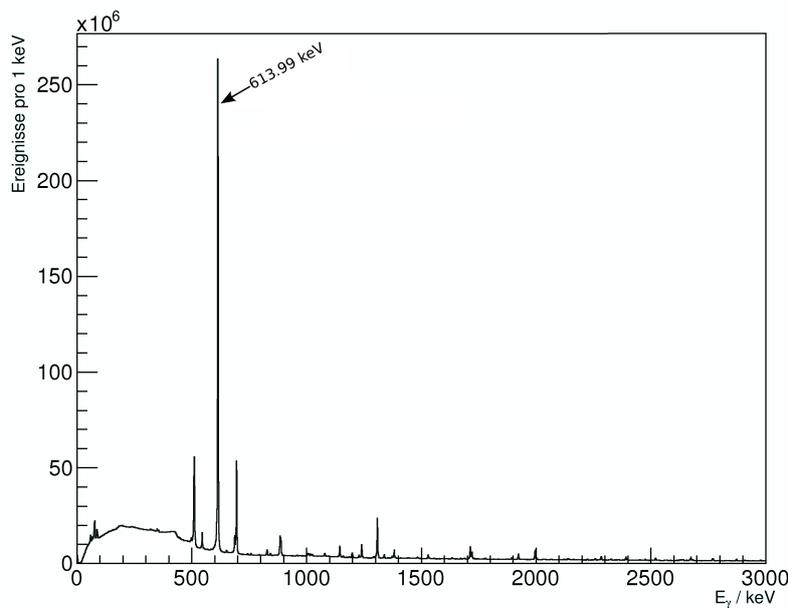


Abbildung 4.6.3: Spektrum von Einzelereignissen (Singles) aller Detektoren der $^{77}\text{Se}(n, \gamma)^{78}\text{Se}$ Messung.

Für die Konstruktion des Niveauschemas mussten die Koinzidenzbeziehungen zwischen mehreren Photonen untersucht werden. Zunächst wurde der Übergang mit der höchsten Intensität, in dem Einzelspektrum (Abbildung 4.6.3) der $^{77}\text{Se}(n, \gamma)^{78}\text{Se}$ Messung identifiziert. Er liegt bei $E_{\gamma_1} = 613,99 \text{ keV}$ und ist ein Grundzustandsübergang, der wie auch andere Zustände und Übergänge bereits bekannt ist. Somit ist auch die Energie des ersten angeregten Zustands bekannt.

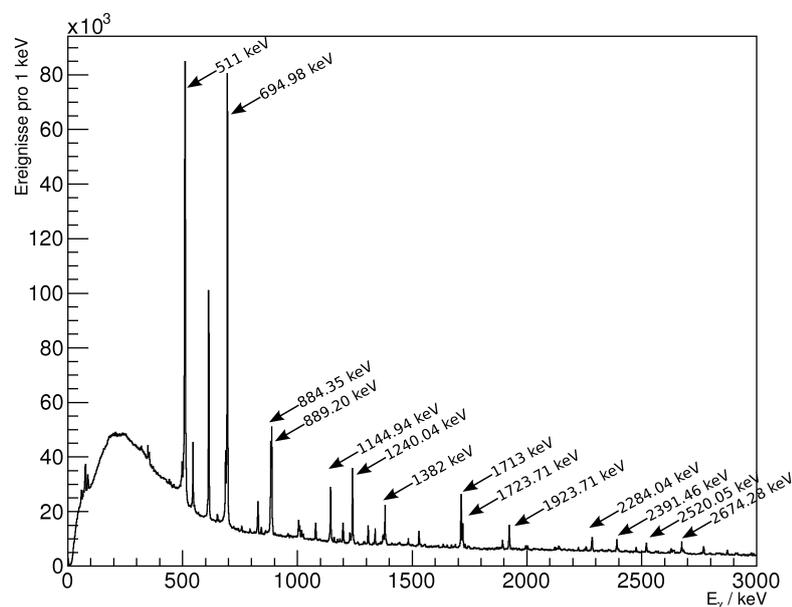


Abbildung 4.6.4: Spektrum in Koinzidenz mit dem Übergang vom ersten angeregten 2^+ Zustand bei $613,99 \text{ keV}$ zum Grundzustand. Für die Koinzidenz wurden alle Detektoren untersucht.

Im Folgenden wurden die zu E_{γ_1} koinzidenten Ereignisse untersucht. Dazu wurde zunächst eine Bedingung auf den Übergang vom ersten angeregten Zustand zum Grundzustand gesetzt und ein Spektrum (Abbildung 4.6.4) der koinzidenten Ereignisse erzeugt. Dieses Koinzidenzspektrum zeigt weitere Übergänge, welche mit der bereits beschriebenen Analyseverfahren bearbeitet wurden. Durch zusätzliche Bedingungen auf energetisch höher liegende Übergänge E_{γ_i} oder andere Grundzustandsübergänge wurde diese Methode auf das gesamte Spektrum erweitert.

Die ermittelten Koinzidenzbeziehungen wurden in einen Datensatz übernommen. In diesem sind die jeweiligen Koinzidenzbeziehungen aufeinander folgender Photonen eingetragen. Abgespeichert waren die folgenden Informationen: die bekannte Energie des Zustands E_x und die mit ihm koinzidenten Energien der Photonen E_{γ_i} . Mögliche neue Niveauenergien ergeben sich durch die Summation der beiden Energien E_{γ_i} und E_x . Zur Auswertung

dieses Datensatzes wurde die Bedingung eingeführt, dass ein möglicher Zustand nur dann ein echter Zustand ist, wenn mindestens zwei Übergänge existieren, die sich aus diesem Zustand auf einen bisher bekannten Zustand abregen. Es wurden alle potentiellen Zustände, die innerhalb eines Energiebereichs von $E_x \pm 1,5$ keV lagen, in einem Zustand zusammengefasst.

Somit konnten 116 bisher unbekannte Übergänge in den bisher bekannten Zuständen gefunden werden und 117 bisher noch unbekannte Übergänge konnten 53 noch nicht entdeckten Zuständen zugeordnet werden. Insgesamt konnten 409 Übergänge, 124 verschiedenen Zuständen zugeordnet werden. Diese sind in Tabelle 4.6.1 dargestellt. Grüne Zellen stellen dabei bisher unentdeckte Übergänge und rote Zellen bisher unentdeckte Zustände mit ihren bisher noch nicht zugeordneten Übergängen dar. Farblich nicht markierte Zellen konnten Einträge in der ENSDF-Datenbank⁴ bestätigen.

Tabelle 4.6.1: Zusammenfassung der experimentell ermittelten Zustände mit ihren zugeordneten Übergängen. Grüne Zellen stellen dabei bisher unentdeckte Übergänge und rote Zellen bisher unentdeckte Zustände mit ihren bisher unzugeordneten Übergängen dar.

E_X/keV	E_{γ_i}/keV					
613,99	613,99					
1308,88	694,89	1308,69				
1498,07	884,35					
1502,92	889,20					
1758,86	449,97	1144,87	1758,82			
1854,49	351,57	545,35				
1966,16	657,45	1964,94				
1996,21	237,45	493,03	497,37	687,29	1382,22	1995,93
2052,40	742,49	1438,41				
2191,12	688,20	881,87	1576,42			
2249,65	1635,01	2249,65				
2267,78	271,57	958,45	1652,81			
2285,15	976,04	2283,83				
2302,20	1688,21	2301,11				
2327,24	568,34	824,03	1018,28	1713,25	2326,94	
2334,91	1026,15	1720,92				
Fortsetzung auf folgender Seite						

⁴<http://www.nndc.bnl.gov/ensdf/>

Tabelle 4.6.1 – Fortsetzung von vorheriger Seite

E_X/keV	E_{γ_i}/keV					
2362,96	1054,20	1748,97	2362,91			
2508,12	179,71	1005,20	1198,95	1893,66	2507,71	
2537,68	1228,82	1923,69				
2550,61	215,75	554,39				
2556,75	798,07	1941,32				
2602,40	1098,30	2602,40				
2648,70	320,42	651,52	793,26	888,69	1145,31	1338,80
	2648,70					
2678,16	1175,24	2063,51				
2683,13	355,10	686,82	828,19	1373,33	2683,13	
2715,66	2101,67	2714,96				
2733,20	398,34	2732,06				
2736,25	881,76	2121,42				
2743,90	888,72	1239,65	2129,95			
2754,95	418,75	757,59	1256,61	1444,78	2139,68	
2777,53	1467,87	2163,54				
2838,91	156,80	503,79	842,57	1079,85	1339,80	1529,73
	2224,50	2837,55				
2865,00	1010,51	1361,56	1555,48	2250,12		
2889,78	49,96	1386,82	2889,78			
2898,25	2284,26	2897,92				
2949,77	442,11	1095,21	1446,84			
2958,61	2344,62	2957,27				
3005,80	2391,62	3005,80				
3013,81	2399,63	3013,81				
3040,44	1043,93	1185,12	1537,10	1730,48	2426,45	
3048,70	1545,44	2434,71	3048,01			
3089,41	2475,69					
3134,66	1138,45	1375,46	1635,68	1824,77	2520,04	
3144,47	462,36	636,30	1640,12	1835,41	2530,32	
3174,67	1670,87	2560,68				
3184,47	856,61	1187,94	1329,98	1875,09	3183,70	
Fortsetzung auf folgender Seite						

Tabelle 4.6.1 – Fortsetzung von vorheriger Seite

E_X/keV	E_{γ_i}/keV					
3187,80	348,45	538,95	1688,36	2572,86		
3200,33	2585,40	3200,33				
3243,31	594,46	734,38	1246,16	1483,39	1743,83	1933,47
	2628,11	3242,01				
3250,21	923,06	2636,27	3249,48			
3288,85	1292,46	1529,88	1785,22	2674,86	3288,03	
3295,97	758,02	968,30	1791,90	2681,98	3295,23	
3374,66	1871,46	2064,85	3374,66			
3384,34	1881,42	2769,57				
3412,02	904,15	1415,81	2797,21			
3440,44	756,92	902,91	2130,80	2825,14	3439,21	
3451,17	1947,39	2142,46	2835,97			
3456,14	1953,22	2147,21				
3468,35	1140,78	1613,86	2853,48			
3497,25	814,48	959,10	989,59	2187,19		
3506,23	500,43	2001,54	2891,32	3505,55		
3508,95	1181,50	2199,98				
3522,87	2908,77	3522,87				
3531,59	1535,38	2917,40	3530,57			
3560,56	554,76	2251,09	2944,95			
3580,48	2076,58	2270,68	2966,49			
3592,48	1054,95	1084,08	1264,57	2282,62	2977,57	3592,45
3603,48	1274,65	1748,13	2099,61	2988,06	3603,48	
3606,86	601,06	1098,09				
3624,63	975,78	1769,60	3010,27	3623,85		
3629,62	2319,79	3015,61	3629,62			
3636,17	954,06	2327,09				
3668,14	379,56	827,87	1813,09	2358,01	3666,90	
3687,69	1004,38	1352,01	2378,28	3073,27	3687,69	
3708,46	1199,35	2398,38				
3710,69	1383,20	3096,64	3710,69			
3734,87	1976,19	3120,87				
Fortsetzung auf folgender Seite						

Tabelle 4.6.1 – Fortsetzung von vorheriger Seite

E_X/keV	E_{γ_i}/keV					
3736,65	1054,54	1740,25				
3739,93	1232,27	3739,01				
3767,01	2458,04	3153,02				
3780,16	3166,17	3779,31				
3790,31	1282,28	3790,31				
3812,67	678,22	3811,76				
3839,93	2079,84	2530,58	3225,94	3839,87		
3856,45	1174,34	3855,14				
3881,47	1198,72	3881,47				
3893,39	1384,52	1896,32	2390,47			
3895,56	1898,58	2586,36	3895,56			
3940,27	2630,09	3326,28				
3960,04	3344,56	3960,04				
3974,54	885,13	2475,05	2664,99	3974,40		
3999,47	1160,59	1671,50	2002,69	3385,22		
4002,95	997,15	4001,51				
4029,35	2526,43	3414,30				
4037,78	1198,90	2040,56	2183,24	3422,66		
4048,38	1366,27					
4056,76	1049,37	1373,26	1407,91			
4059,59	2300,65	4059,59				
4108,53	421,50	1424,87				
4113,87	2353,88	4113,87				
4153,28	1615,75	2393,31	2654,06	2843,80		
4156,83	867,45	2653,91				
4182,07	1644,22	2873,36				
4247,20	558,91	2487,24	4247,20			
4253,93	517,47	1117,82	1571,16	2257,72	2399,11	2945,12
4366,83	3057,77	4366,83				
4387,88	1347,30	1849,49	2391,59	2533,39	3078,25	3772,75
4449,49	1584,91	1940,67	2120,91	2452,53		
4469,49	3385,25					
Fortsetzung auf folgender Seite						

Tabelle 4.6.1 – Fortsetzung von vorheriger Seite

E_X/keV	E_{γ_i}/keV					
4494,50	1205,92	3879,89				
4517,28	2519,89	4517,28				
4529,39	2674,66	3220,68				
4553,37	2045,71	3243,71	4552,36			
4684,05	1643,34	2356,36	2829,56	4069,78		
4690,24	2362,79	2693,75	3191,09	4689,62		
4718,90	1031,08	4718,90				
4722,36	1682,02	2039,88				
4731,70	4116,77	4731,70				
5180,02	3871,31	4565,29				
5333,53	4718,11	5333,53				
5874,86	4566,15	5874,13				
6602,92	5293,70	6602,92				
7114,14	5803,87	7114,14				
10498,65	4942,63	5107,78	5164,72	5241,53	5317,10	5574,21
	5775,64	5814,70	5825,47	5968,48	6028,67	6049,45
	6110,99	6130,47	6243,79	6315,73	6345,22	6461,27
	6499,84	6762,77	6810,23	6874,60	6906,23	7047,03
	7058,78	7114,74	7209,69	7256,01	7310,98	7493,36
	7599,77	7658,56	7745,00	7815,82	7960,50	8163,07
	8171,20	8501,19	8739,53	9000,10	9189,33	9884,05
	10498,10					

Mit Hilfe dieser Zusammenhänge konnte ein Niveauschema, in dem die einzelnen Übergänge und Zustände dargestellt sind, aufgebaut werden (Unterabschnitt A.2.1 und Unterabschnitt A.2.2). Es wurde mittels eines Zusatzpaketes von Mathematica [Caprio, 2005] erstellt und stellt in den Teilen I bis V alle gefundenen Übergänge in den bisher bekannten Zuständen dar. Dabei sind die bisher unbekanntes Übergänge rot gekennzeichnet. In den Teilen VI bis VIII sind bisher nicht zugeordnete oder unbekanntes Übergänge mit ihren ebenfalls bisher nicht gekanntes Zuständen zu sehen.

4.6.4 Multiplizitätsverteilung

Mit Hilfe des Niveauschemas aus Unterabschnitt A.2.1 und Unterabschnitt A.2.2 wurde eine Multiplizitätsverteilung erstellt. Die Multiplizität beschreibt dabei die Anzahl der emittierten Photonen, die notwendig ist, um vom Einfangszustand bei 10498 keV zum Grundzustand zu gelangen. Ein direkter Übergang vom Einfangszustand bei 10498 keV zum Grundzustand bei 0 keV besitzt die Multiplizität $M = 1$. Ein Kaskade, die sich über einen Zwischenzustand abregt, wie z.B. über die Zustände 10498 keV – 613 keV – 0 keV, besitzt eine Multiplizität von $M = 2$. Das Eintragen aller möglichen Wege der Abregungen in ein Histogramm ergibt Abbildung 4.6.5.

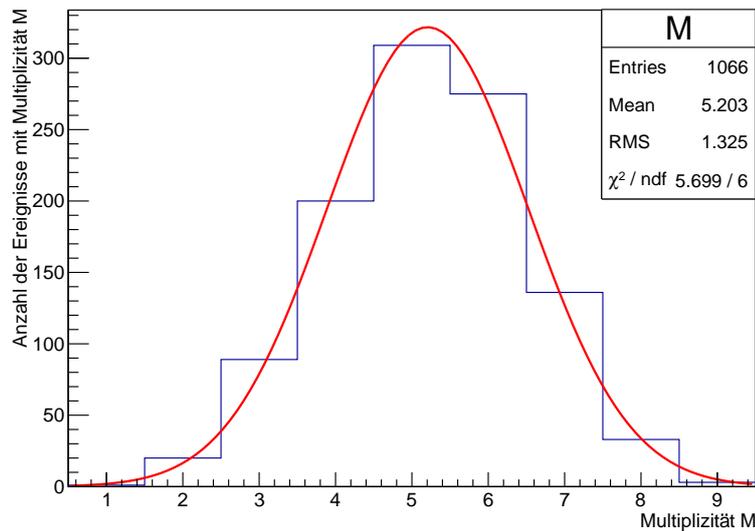


Abbildung 4.6.5: Multiplizitätsverteilung, die mit Hilfe des Niveauschemas in Unterabschnitt A.2.1 erstellt wurde.

Die Abregungen der Zustände über die verschiedenen Photonenenergien sind nicht gleich wahrscheinlich. Es existiert ein partieller Wirkungsquerschnitt σ_i , mit der die Abregung eines Zustandes über einen bestimmten Übergang mit der Energie E_{γ_i} erfolgt. Es muss somit eine Wichtung W_i eingeführt werden, für die gilt:

$$W_i = \frac{\sigma_i \cdot E_{\gamma_i}^2}{\sum_k \sigma_k \cdot E_{\gamma_k}^2} \quad (4.6.2)$$

Für das experimentell untersuchte Element existieren nicht alle partiellen Wirkungsquerschnitte σ_i der einzelnen Übergänge. Deshalb wurden nur die partiellen Wirkungsquerschnitte σ_i für die ersten Übergänge (Primaries) von dem Einfangszustand bei $E_X = S_n =$

10498 keV zu anderen Zuständen verwendet. In Tabelle 4.6.2 sind die partiellen Wirkungsquerschnitte für die verschiedenen Primaries dargestellt.

Tabelle 4.6.2: Zusammenfassung der partiellen Wirkungsquerschnitte σ_i für die verschiedenen Primaries mit den Energien E_{γ_i} .⁵

E_{γ_i}/keV	σ_i / b						
10498	0,0221	7745	0,0161	6874	0,0158	6028	0,0168
9884	0,2200	7658	0,0188	6810	0,0257	5968	0,0095
9189	0,1500	7599	0,0142	6762	0,0148	5825	0,0044
9000	0,0070	7493	0,0295	6499	0,0470	5814	0,0269
8739	0,0019	7310	0,0098	6461	0,0149	5775	0,0201
8501	0,0480	7256	0,0120	6345	0,0127	5574	0,0194
8171	0,0540	7209	0,0560	6315	0,0440	5317	0,0067
8163	0,0580	7114	0,0370	6243	0,0430	5241	0,0138
7991	0,0262	7058	0,0108	6130	0,0092	5164	0,0074
7960	0,0159	7047	0,0101	6110	0,0104	5107	0,0073
7815	0,0032	6906	0,0234	6049	0,0291	4942	0,0181

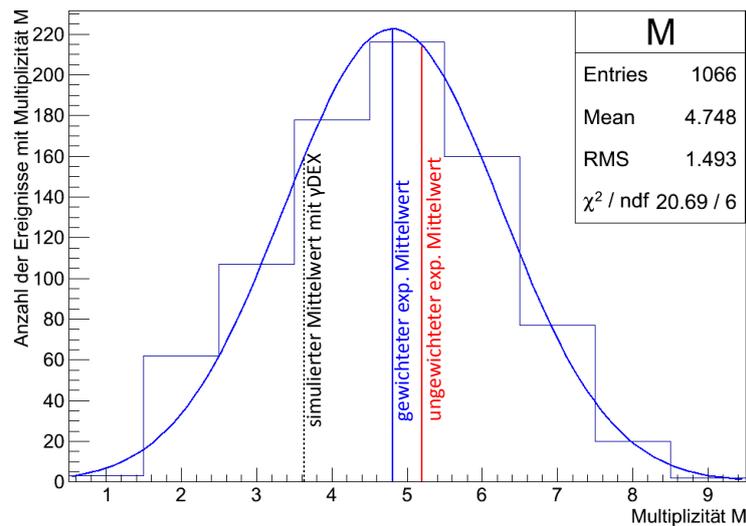


Abbildung 4.6.6: Gewichtete Multiplizitätsverteilung die mit Hilfe des Niveauschemas in Unterabschnitt A.2.1 und den Wichtungsparemtern aus Tabelle 4.6.2 erstellt wurde.

⁵Daten von <http://www-nds.iaea.org/pgaa/pgaa7/isol/Se-77.htm>

In Abbildung 4.6.6 wurde die bereits angesprochene Wichtung durchgeführt. Es ergibt sich eine mittlere Multiplizität von $M_{EXILL} = 4,748$. Des Weiteren ist zu erkennen, dass sich die gewichtete mittlere Multiplizität im Vergleich zu der ungewichteten mittleren Multiplizität verkleinert. Wenn alle Wichtungsparameter für alle Übergänge existieren würden und sich dieser Trend fortsetzt, könnte die mittlere experimentelle Multiplizität sich weiter verkleinern und dem zusätzlich eingetragenen Wert $M_{\gamma\text{DEX}}$ einer Simulation annähern. Dieser Wert stammt von der γDEX - Simulation, welche im Rahmen einer früheren Diplomarbeit [Schramm et al., 2012] entwickelt wurde. Während dieser Diplomarbeit wurde auch der Neutroneneinfang von ^{77}Se am Forschungsreaktor des IKI Budapest mit nur einem einzigen Detektor experimentell untersucht. Anschließend wurde eine passende Kaskadensimulation entwickelt, welche eine mittlere Multiplizität von $M_{\gamma\text{DEX}} = 3,63$ lieferte (Abbildung 4.6.7).

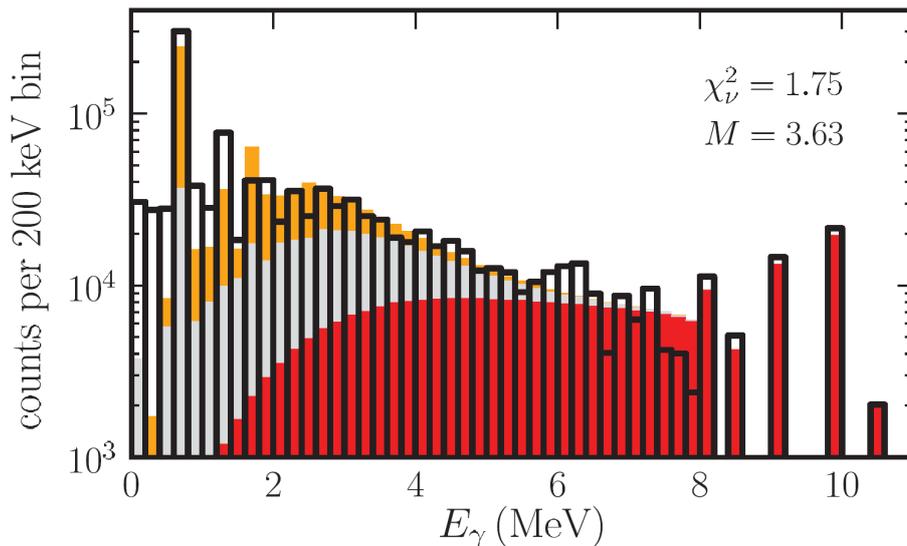


Abbildung 4.6.7: Spektrum der am Forschungsreaktor des IKI Budapest gemessenen Reaktion. Dabei stellen die schwarzen Balken die experimentellen Daten dar. Die roten, grauen und gelben Balken sind die aus der Simulation erhaltenen Einträge pro 200 keV erhaltenen Photonen erster Ordnung (Primaries), Photonen zweiter Ordnung (Secondaries) und Photonen höherer Ordnung.⁶

Die Abweichung der mittleren Multiplizität kann zudem auch damit erklärt werden, dass in der aktuellen Arbeit allein diskrete Übergänge ausgewertet werden konnten und die Simulation auch Übergänge im Quasikontinuum beachtet. Das Quasikontinuum ist dabei der Bereich im Spektrum, bei dem einzelne, zu nah beieinander liegende Übergänge nicht mehr aufgelöst werden können. Dabei legt die Auflösung des Detektors in diesem Energiebereich

⁶Abbildung aus [Schramm et al., 2012]

den minimalen Abstand zwischen zwei Peaks fest, in dem beide noch getrennt analysiert werden können. Um den Kontinuumsbereich analysieren zu können, muss jedoch zunächst die Detektorantwort [Leo, 1994] abgezogen werden, welche aus einer GEANT4-Simulation bestimmt werden kann. Diese Aufgabe ist Gegenstand einer weiteren Arbeit.

4.6.5 Winkelkorrelation

Für die Auswertung der Winkelkorrelation wurde Gleichung 2.5.4 aus Abschnitt 2.5 genutzt. Die q_k konnten nach Gleichung 2.5.3 berechnet werden. Da die Detektoren verschiedene Kristallgeometrien besaßen, wurde der mittlere Öffnungswinkel auf $\alpha = 18,5(5)^\circ$ abgeschätzt. Es ergaben sich die Abschwächungsparameter $q_2 = 0,92(23)$ und $q_4 = 0,76(21)$.

Neben den Korrekturen für den theoretischen Verlauf müssen auch die experimentell aufgenommenen Daten aufgearbeitet werden, um sie anschließend mit der theoretischen Funktion vergleichen zu können. Die experimentellen Daten wurden durch eine Koinzidenzanalyse bestimmt, indem erneut eine Bedingung auf den Übergang vom ersten angeregten Zustand zum Grundzustand ($E_\gamma = 613 \text{ keV}$) gesetzt wurde. Es wurden somit erneut zwei koinzidente Ereignisse in zwei verschiedenen Detektoren (die vier Kristalle eines Clovers wurden zusammengefasst) registriert und in ein der Detektorkombination zugeordnetem Histogramm eingeordnet. Es ergaben sich 78 Einzelhistogramme, welche anschließend den verschiedenen Winkeln (45° , 60° , 90° , 120° , 135° , 180°) zwischen den beiden koinzidenten Photonen zugeordnet werden konnten.

Im Anschluss konnte die Peakfläche des zu untersuchenden Übergangs durch einen Fit bestimmt werden. Aufgrund der verschiedenen Effizienzen der Detektoren (Abschnitt 4.5) mussten die bestimmten Flächen mit der Effizienz der beiden Übergänge gewichtet werden, um die Intensitäten zu erhalten. Für die unterschiedlichen Winkel existieren zudem unterschiedlich viele Detektorkombinationen. Somit mussten die Intensitäten auf die Häufigkeit des Auftretens einzelner Detektorkombinationen normiert (dividiert) werden. Diese Intensitäten können, auf den Wert bei 90° normiert, in einem Graphen dargestellt und mit dem theoretischen Verlauf verglichen werden. Zum Test der Genauigkeit der Auswertung wurden Kaskaden ohne Mischung von E2- und M1- Übergängen ($\delta = 0$), untersucht. Abbildung 4.6.8 zeigt eine solche Winkelkorrelation einer Kaskade zum Grundzustand mit den Übergangsenergien von $1145 \text{ keV} - 613 \text{ keV}$ und den Spins 0-2-0, welche eine reine Quadrupol-Quadrupol-Kaskade ist.

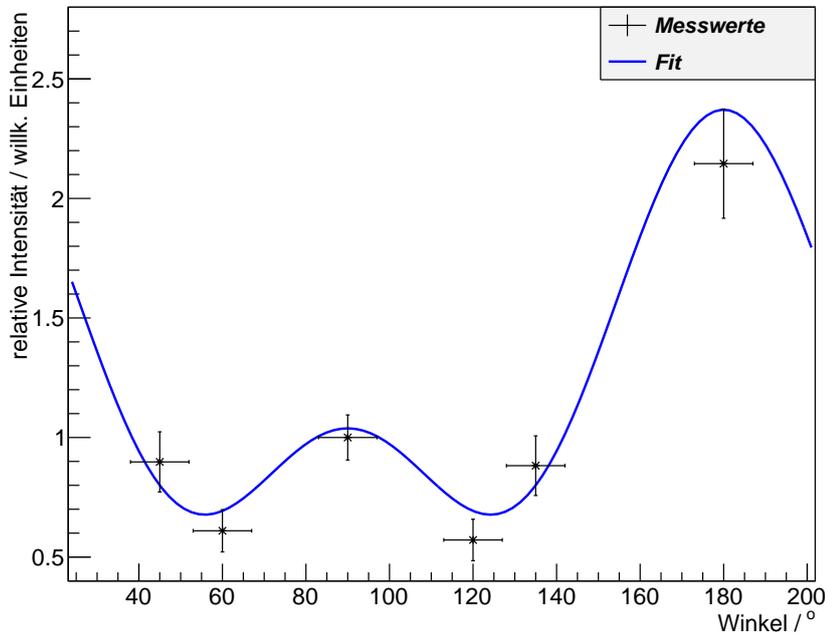


Abbildung 4.6.8: Winkelkorrelation einer Kaskade zum Grundzustand mit den Übergangsenergien von 1145 keV – 613 keV und den Spins 0-2-0.

Dennoch kann mit dieser Methode der Auswertung keine weitere Bestimmung der Spins von unbekannt Zuständen vorgenommen werden, da die Fehler zu groß werden und somit eine Bestimmung unbekannter Spins unmöglich erscheint.

Aus diesem Grund wurde eine alternative Methode zur Auswertung von Winkelkorrelationen, nach Urban et al. [Urban et al., 2013] angewendet. Dabei wurde auf eine Effizienzwichung verzichtet, d.h. für jede Winkelbeziehung (45° , 60° , 90° , 120° , 135° , 180°) wurde durch die Normierung eine Gruppeneffizienzkorrektur durchgeführt. Für jede der sechs Winkelbeziehungen zwischen den beiden koinzidenten Photonen wurde eine Koinzidenzmatrix erstellt. In dieser wurde wieder eine Bedingung auf den Übergang vom ersten angeregten Zustand zum Grundzustand ($E_\gamma = 613$ keV) gesetzt und die Peakflächen der einzelnen Übergänge konnten bestimmt werden. Anders als in der vorangegangenen Methode wurden die Daten also nur in 6 Pakete und nicht mehr in 78 unterteilt. Somit war die Statistik in den einzelnen Histogrammen wesentlich besser, d.h. es verringert sich die statistische Abweichung der einzelnen Messpunkte. Die Effizienzwichung wird dadurch ersetzt, dass für einen bekannten Übergang ohne Anisotropie die Peakflächen für die unterschiedlichen Koinzidenzwinkel bestimmt wurden und im Anschluss jeder einzelne Datenpunkt auf die theoretische Kurve normiert wurde. Die so gewonnen Parameter wurden für die weitere Analyse als Normierungsfaktoren beibehalten. In Abbildung 4.6.9 ist der Kalibrierungs-

übergang zu sehen, bei dem die theoretische Kurve direkt durch die Datenpunkte verläuft. Im Vergleich zu Abbildung 4.6.8 sind die statistischen Abweichungen in Abbildung 4.6.9 wesentlich geringer und erlauben eine genauere Zuordnung.

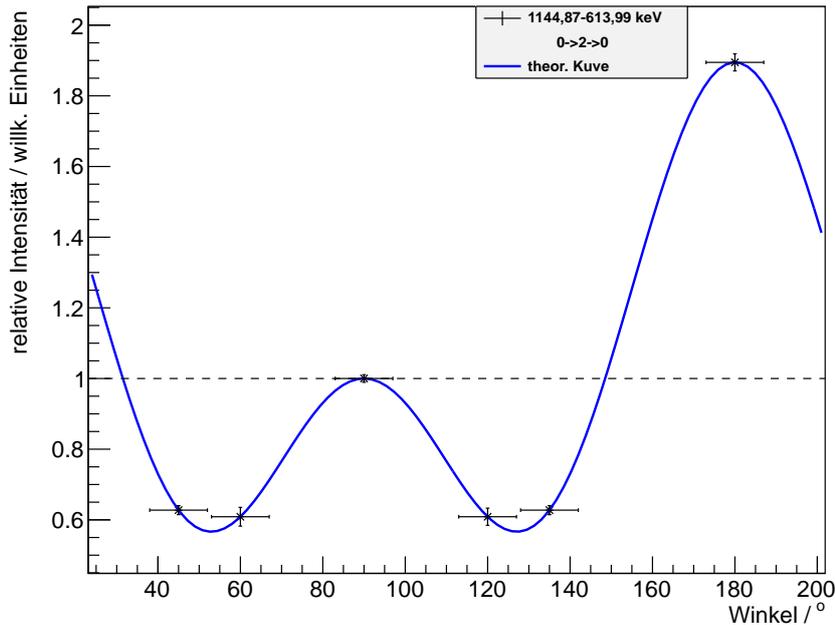


Abbildung 4.6.9: Winkelkorrelation einer Kaskade zum Grundzustand mit den Übergangsenergien von 1145 keV – 613 keV und den Spins 0-2-0, nach [Urban et al., 2013] ausgewertet.

Im Folgenden wurde an weiteren bekannten Übergängen die Winkelkorrelation überprüft (Abbildung 4.6.10). Dabei fällt auf, dass der Datenpunkt bei 180° eine große Abweichung vom theoretischen Verlauf zeigt. Bisher wurde keine Erklärung für diese Abweichung gefunden, es konnte lediglich eine Fehlerquelle ausgeschlossen werden. Die Peakflächenbestimmung wurde mehrfach überprüft, es konnte jedoch keine Unregelmäßigkeit festgestellt werden. Ein weiterer Grund für die Abweichung bei 180° könnte ein in [Subber et al., 1987] falsch zugeordneter Mischungsparameter δ sein. In [Subber et al., 1987] wurde der Kaskade 694 keV – 613 keV, der Mischungsparameter $\delta = 3,5$ zugeordnet. In Abbildung 4.6.10 wurde zusätzlich eine Winkelkorrelation mit dem Mischungsparameter $\delta = 0,45$ eingetragen, die keine so große Abweichung bei 180° vorweist.

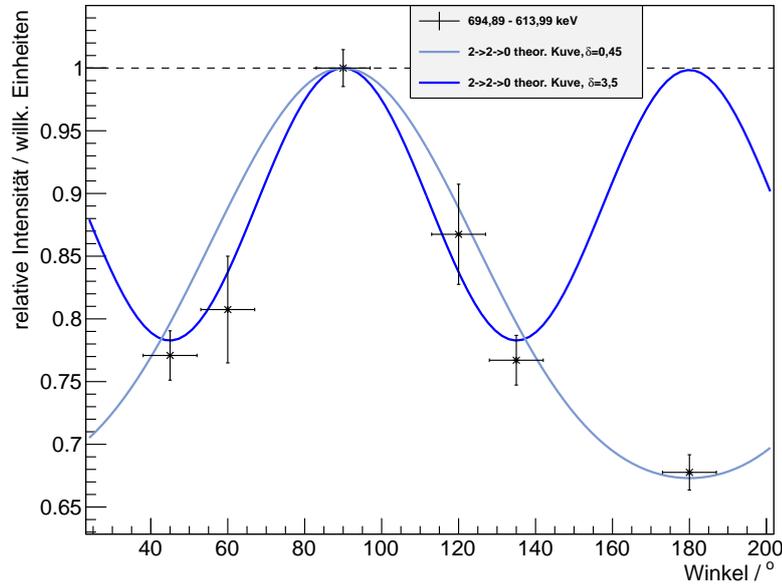


Abbildung 4.6.10: Winkelkorrelation einer Kaskade zum Grundzustand mit den Übergangsenergien von 694 keV – 613 keV und den Spins $2 \rightarrow 2 \rightarrow 0$ mit dem in [Subber et al., 1987] bestimmten Mischungsparameter $\delta = 3,5$. Zusätzlich wurde eine weitere Winkelkorrelation mit $\delta = 0,45$ eingezeichnet, die keine so große Abweichung bei 180° vorweist.

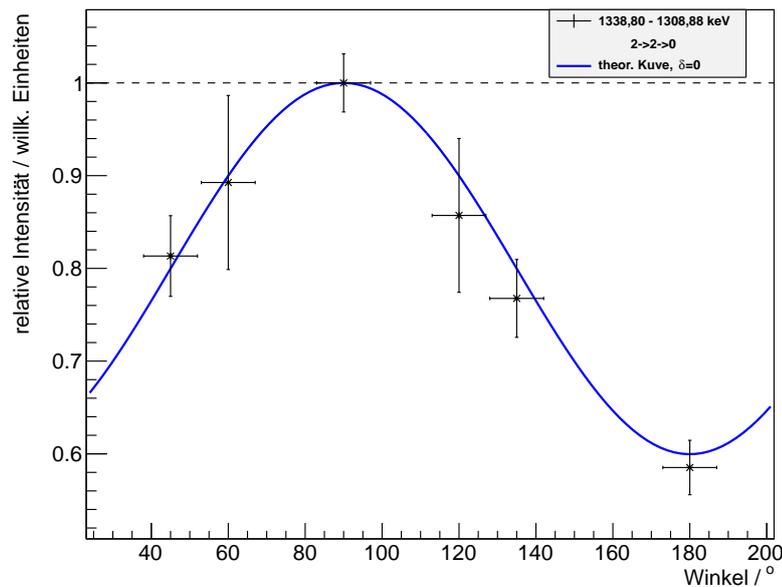


Abbildung 4.6.11: Winkelkorrelation einer Kaskade zum Grundzustand mit den Übergangsenergien von 1338 keV – 1308 keV und den Spins $2 \rightarrow 2 \rightarrow 0$ mit dem Mischungsparameter $\delta = 0$.

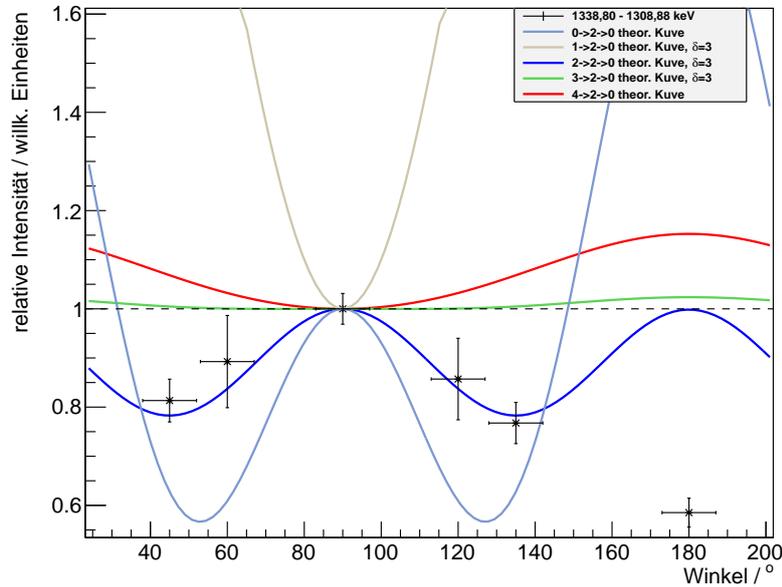


Abbildung 4.6.12: Vergleich der theoretischen Winkelkorrelation einer Kaskade zum Grundzustand mit den Übergangsenergien von 1338 keV – 1308 keV mit dem Mischungsparameter $\delta = 3$.

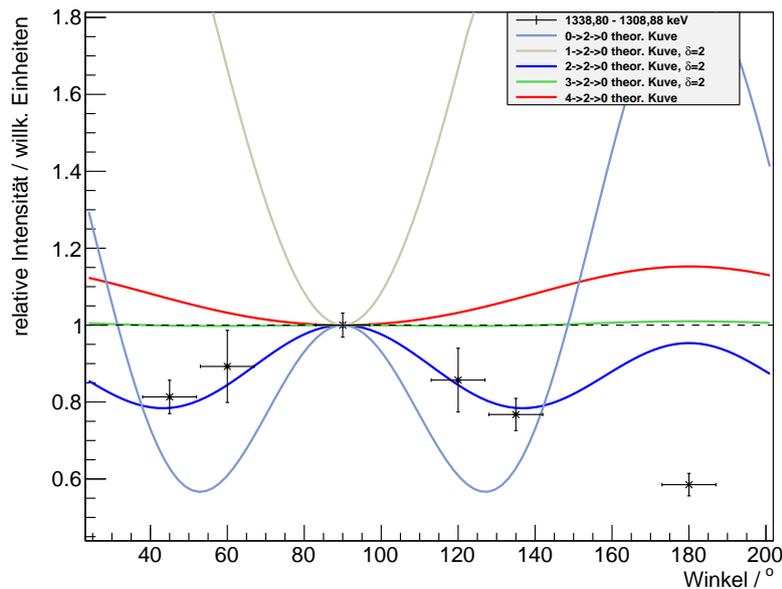


Abbildung 4.6.13: Vergleich der theoretischen Winkelkorrelation einer Kaskade zum Grundzustand mit den Übergangsenergien von 1338 keV – 1308 keV mit dem Mischungsparameter $\delta = 2$.

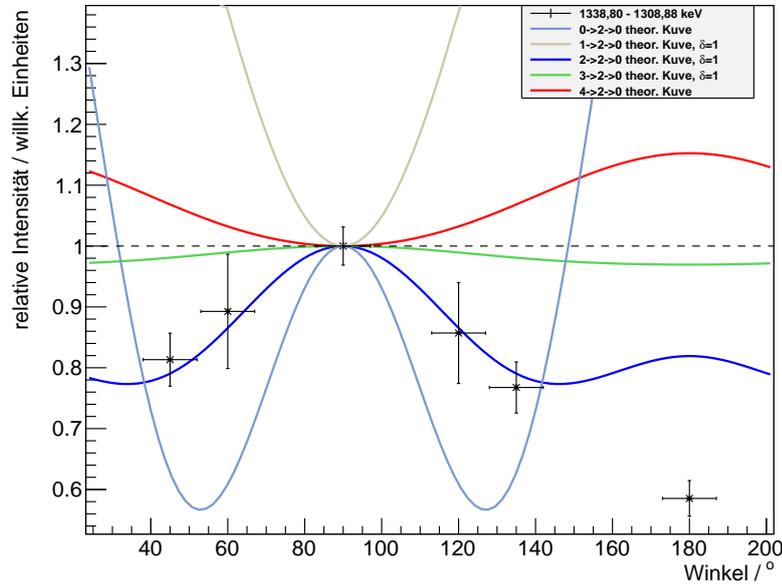


Abbildung 4.6.14: Vergleich der theoretischen Winkelkorrelation einer Kaskade zum Grundzustand mit den Übergangsenergien von 1338 keV – 1308 keV mit dem Mischungsparameter $\delta = 1$.

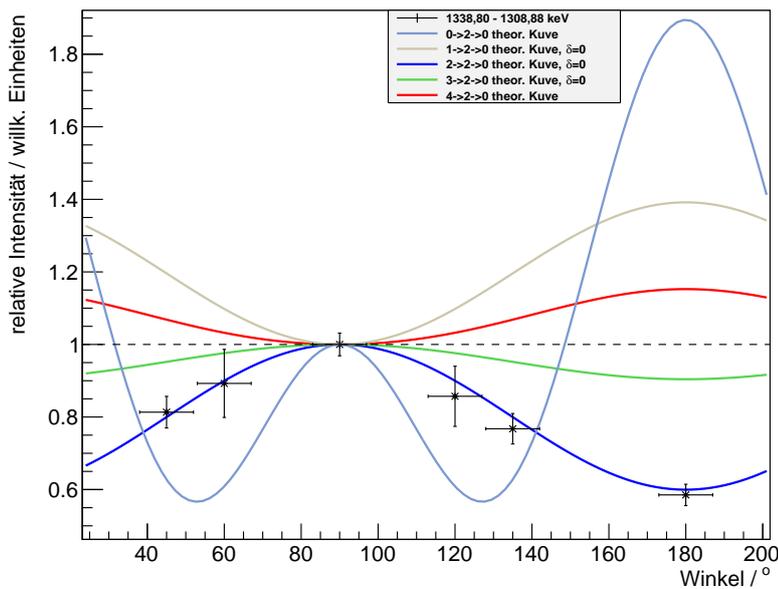


Abbildung 4.6.15: Vergleich der theoretischen Winkelkorrelation einer Kaskade zum Grundzustand mit den Übergangsenergien von 1338 keV – 1308 keV mit dem Mischungsparameter $\delta = 0$. Eine Zuordnung der Spins $2 \rightarrow 2 \rightarrow 0$ erscheint gerechtfertigt.

Durch weitere Analysen konnten zwei Zuständen mit bisher unbekanntem Spins anhand ihrer Winkelkorrelation Spins zugeordnet werden. Dabei zeigt Abbildung 4.6.11 die Winkelkorrelation für eine $2 \rightarrow 2 \rightarrow 0$ Kaskade. In den Abbildungen 4.6.12 bis 4.6.15 sind die Winkelkorrelationsfunktionen für verschiedene Spinkaskaden und Mischungsparameter $\delta = 0, 1, 2, 3$ dargestellt. Hier soll vor allem die gute Unterscheidbarkeit der unterschiedlichen Spins im Vordergrund stehen. Dabei ist zu sehen, dass die Spinfolge der Kaskade mit großer Sicherheit bestimmbar und auch gut von anderen Spinfolgen unterscheidbar ist. In Tabelle 4.6.3 werden die experimentellen Daten des Kalibrierungsübergangs mit den theoretischen Datensätzen verglichen. Zudem sind die Parameter zweier bisher unbekannter Spinfolgen dargestellt.

Tabelle 4.6.3: Zusammenfassung der experimentellen Daten des Kalibrierungsübergangs, sowie der zwei neu zugeordneten Spinfolgen und Vergleich mit den theoretischen Vorhersagen für eine Mischung von E2- und M1- Übergängen mit $\delta = 0$.

$E_{\gamma_1} - E_{\gamma_2} / \text{keV}$	J_1, J_2, J_3	$\delta^{\text{Th.}}$	$a_2^{\text{Th.}}$	$a_4^{\text{Th.}}$	$a_2^{\text{Exp.}}$	$a_4^{\text{Exp.}}$
1145,87 - 613,99	$0 \rightarrow 2 \rightarrow 0$	-	0,357	1,142	0,35(2)	1,14(1)
1338,80 - 1308,88	$2 \rightarrow 2 \rightarrow 0$	0	-0,333	0	-0,35(3)	0,01(6)
1529,73 - 1308,88	$2 \rightarrow 2 \rightarrow 0$	0	-0,333	0	-0,42(4)	0,03(7)

4.7 Stärkefunktionen

In diesem Abschnitt wurden die Stärkefunktionen $f_i(E_{\gamma i})$ für die verschiedenen primären Übergänge bestimmt. Dabei wurden in einem effizienzgewichteten Histogramm die Intensitäten einzelner Übergänge bestimmt. Im Anschluss konnten mit Hilfe von Gleichung 4.7.1 aus [Winter und Lieb, 1989] die Stärkefunktionen berechnet werden. Winter und Lieb haben dabei die Definition der Stärkefunktion aus [Bartholomew et al., 1973] entnommen.

$$f_i(E_{\gamma i}) = \frac{\Gamma_{\gamma i}}{E_{\gamma i}^3 \cdot D_\lambda} \quad (4.7.1)$$

Mit Gleichung 4.7.2 können die experimentell bestimmten Intensitäten $I_{\gamma i}$, des Übergangs i , in die partiellen Breiten $\Gamma_{\gamma i}$ des Einfangzustands für den Übergang i umgerechnet werden.

$$\Gamma_{\gamma i} = \frac{I_{\gamma i} \cdot \Gamma_\gamma}{100} \quad (4.7.2)$$

Γ_γ stellt dabei die totale Breite des Einfangzustands dar und kann zusammen mit dem Abstand der Niveaus D_λ an der Neutronenschwelle S_n , zu $\Gamma_\gamma = 390$ meV und $D_\lambda = 121$ eV, aus [Mughabghab, 2006] entnommen werden. Werden die beiden Gleichungen zusammengefasst, ergibt sich Gleichung 4.7.3. Mit dieser konnten die in Tabelle 4.7.1 angegebenen Daten bestimmt werden.

$$f_i(E_{\gamma i}) = \frac{I_{\gamma i} \cdot \Gamma_\gamma}{100 \cdot E_{\gamma i}^3 \cdot D_\lambda} \quad (4.7.3)$$

Tabelle 4.7.1: Zusammenfassung der experimentell bestimmten Intensitäten der primären Übergänge mit den Energien $E_{\gamma i}$, Intensitäten $I_{\gamma i}$ und der berechneten Stärkefunktionen f_i .

Multipol	J^π	E_f / keV	$E_{\gamma i}$ / keV	$I_{\gamma i}$ / %	$\Delta I_{\gamma i}$ / %	f_i / MeV ⁻³	Δf_i / MeV ⁻³
E1	0 ⁺	0,00	10498,20	2,03	0,02	5,66E-08	5,91E-10
E1	2 ⁺	613,61	9884,59	20,62	0,12	6,88E-07	4,00E-09
E1	2 ⁺	1308,59	9189,61	16,29	0,10	6,77E-07	4,20E-09
E1	0 ⁺	1498,63	8999,57	1,16	0,03	5,14E-08	1,42E-09
E1	0 ⁺	1758,23	8739,97	0,11	0,00	5,55E-09	1,80E-10
E1	2 ⁺	1995,98	8502,22	3,65	0,04	1,91E-07	1,99E-09
E1	2 ⁺	2537,02	7961,18	0,95	0,01	6,10E-08	6,97E-10
		2682,29	7815,91	0,51	0,02	3,42E-08	1,57E-09
E1	2 ⁺	2753,66	7744,54	1,44	0,01	9,98E-08	6,04E-10

Fortsetzung auf folgender Seite

Tabelle 4.7.1 – Fortsetzung von vorheriger Seite

Multipol	J^π	E_f / keV	$E_{\gamma i}$ / keV	$I_{\gamma i}$ / %	$\Delta I_{\gamma i}$ / %	f_i / MeV ⁻³	Δf_i / MeV ⁻³
		2898,30	7599,90	1,67	0,04	1,23E-07	3,13E-09
		3005,25	7492,95	3,03	0,02	2,32E-07	1,59E-09
E1	2 ⁺	3186,29	7311,91	0,39	0,01	3,26E-08	9,00E-10
E1	2 ⁺	3241,69	7256,51	1,23	0,01	1,04E-07	9,48E-10
M1	1 ⁻	3288,46	7209,74	7,93	0,07	6,82E-07	6,32E-09
		3383,43	7114,77	2,89	0,03	2,58E-07	2,98E-09
		3439,67	7058,53	1,28	0,05	1,18E-07	4,37E-09
E1	0 ⁺	3451,12	7047,08	0,44	0,01	4,09E-08	1,28E-09
		3623,77	6874,43	1,41	0,05	1,40E-07	5,41E-09
E2	3 ⁻	3687,05	6811,15	4,26	0,03	4,34E-07	3,02E-09
		3735,53	6762,67	1,45	0,01	1,51E-07	9,35E-10
M1	1 ⁻	3999,43	6498,77	7,18	0,09	8,44E-07	1,02E-08
		4036,95	6461,25	0,55	0,01	6,54E-08	1,53E-09
		4153,03	6345,17	0,56	0,02	7,04E-08	2,32E-09
E1	0 ⁺	4182,40	6315,80	2,88	0,06	3,69E-07	7,83E-09
		4254,44	6243,76	5,91	0,06	7,82E-07	7,55E-09
		4368,22	6129,98	1,59	0,01	2,22E-07	1,86E-09
		4387,10	6111,10	0,34	0,00	4,80E-08	3,67E-10
		4448,56	6049,64	1,03	0,03	1,50E-07	3,77E-09
		4469,40	6028,80	0,99	0,02	1,46E-07	2,80E-09
		4529,47	5968,73	0,60	0,01	9,08E-08	1,13E-09
		4722,53	5775,67	1,29	0,04	2,16E-07	7,13E-09
		5180,64	5317,56	1,82	0,04	3,90E-07	9,50E-09
		5256,84	5241,36	1,88	0,02	4,22E-07	5,28E-09
		5389,93	5108,27	0,61	0,02	1,48E-07	5,07E-09

Da die Stärkefunktionen statistische Größen sind, wurden die Daten aus Tabelle 4.7.1 für die grafische Darstellung in Abbildung 4.7.1 in Energiebereichen (Bins) von 200 keV Breite zusammengefasst. Dabei werden die hier ermittelten Stärken mit Daten aus einem ⁷⁸Se(γ, γ')-Experiment, welches am ELBE-Beschleuniger am Helmholtz-Zentrum-Dresden-Rossendorf durchgeführt wurde [Schramm et al., 2012], verglichen.

Die beiden Experimente unterscheiden sich fundamental, da bei der Photonenstreuung an ⁷⁸Se mit einem breiten Bereich an Photonenenergien mehrere Zustände angeregt werden.

Bei dem Neutroneneinfangsexperiment an ^{77}Se wurde jedoch monoenergetisch nur ein diskreter Zustand angeregt. Somit ist eine aussagekräftige statistische Mittlung in einigen Energiebereichen unmöglich.

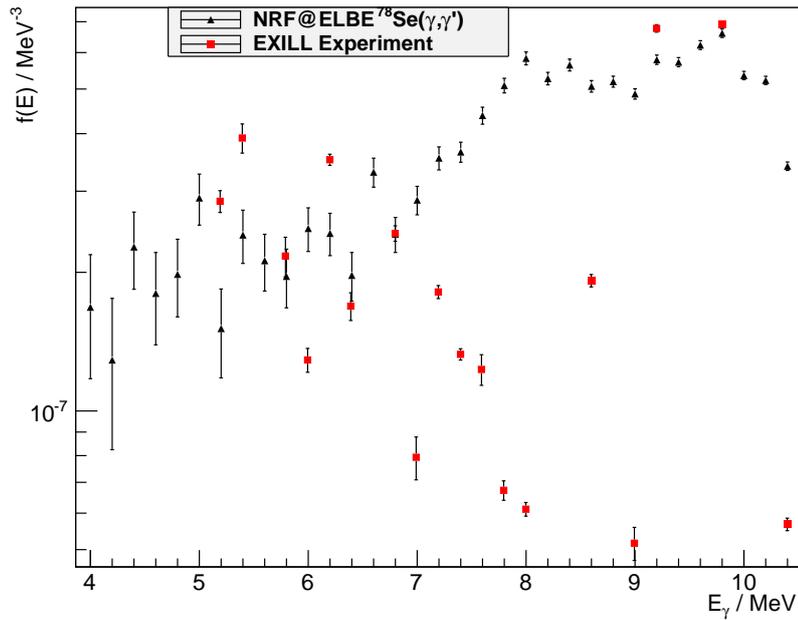


Abbildung 4.7.1: Vergleich der experimentell ermittelten Stärken mit Stärken aus der Photonenstreuung an ELBE [Schramm et al., 2012]. Die Daten aus Tabelle 4.7.1 wurden in 200 keV-Bins zusammengefasst. Die statistischen Abweichungen der EXILL-Daten wurden für eine bessere Sichtbarkeit mit 3 multipliziert.

In der Photonenstreuung wird somit genau genommen nicht wie bei dem Neutroneneinfang die „Abwärts“-Stärke, sondern die „Aufwärts“-Stärke bestimmt. Nach der Hypothese von Brink und Axel ([Axel, 1962]) sind diese beiden Stärken jedoch äquivalent und unabhängig von der Anregungsenergie. In Abbildung 4.7.2 fällt auf, dass im Bereich von 4,5 – 6,5 MeV die Daten aus der Photonenstreuung und dem Neutroneneinfang gut übereinstimmen. Zu höheren Energien wird die Abweichung größer. Dies könnte an dem nicht erfüllten statistischen Ansatz liegen, dass im (n, γ) -Experiment über nicht genügend Abregungen gemittelt wurde. In der Photonenstreuung wurde zudem das Quasikontinuum analysiert, sodass in diesem Bereich über mehr Übergänge gemittelt werden konnte.

In Abbildung 4.7.2 wurden die Bereich in dem die Daten zusammengefasst wurden auf 1 MeV vergrößert. Jedoch ist auch hier zu erkennen, dass in den höherenergetischen Bereichen die Abweichung zu dem Photonenstreuungsexperiment groß ist.

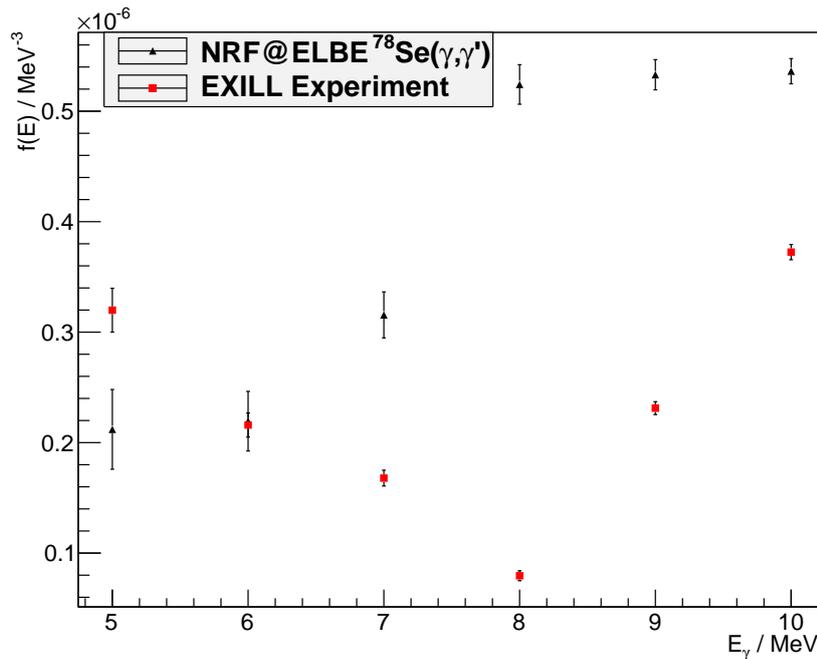


Abbildung 4.7.2: Vergleich der experimentell ermittelten Stärken mit Stärken aus der Photonenstreuung an ELBE [Schramm et al., 2012]. Die Daten aus Tabelle 4.7.1 wurden in 1 MeV-Bins zusammengefasst. Die statistischen Abweichungen der EXILL-Daten wurden für eine bessere Sichtbarkeit mit 3 multipliziert.

Wenn bei der Photonenstreuung die Anregungsenergie ähnlich genau eingestellt werden könnte wie bei dem Neutroneneinfangsexperiment, wäre ein besserer Vergleich möglich. Für eine genügend große Anzahl an Übergängen über die gemittelt werden kann, muss der Bereich des Quasikontinuums näher untersucht werden. Hierbei sind jedoch wie bei der Multiplizitätsanalyse die Simulationen der Detektorantwort notwendig.

5 Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurde ein spektroskopisches Experiment mit einem Multidetektoraufbau, bestehend aus 42 einzelnen hochreinen Germaniumkristallen, bei Aktivierung von 6 mg ^{77}Se mit Neutronen am Hochflussreaktor des Institut Laue-Langevin's in Grenoble durchgeführt. Dieses Experiment ist das erste Neutroneneinfangsexperiment bei dem Koinzidenzbeziehungen untersucht wurden sind.

Im Anschluss an die dreitägige Selen-Messung wurden zwei kurze Kalibrierungsmessungen mit einer Europiumquelle, sowie ein Neutroneneinfangsexperiment an ^{35}Cl durchgeführt. Mit Hilfe dieser Daten konnten die Datensätze kalibriert und effizienzgewichtet werden.

Der Multidetektoraufbau erwies sich als optimaler Aufbau für die Koinzidenzanalyse. Mit Hilfe einer 2D-Matrix konnten Zweifachkoinzidenzen untersucht werden und mit Hilfe eines Algorithmus' wurden Koinzidenzbeziehungen hergestellt. Drei- und mehrfachkoinzidenzen konnten zudem durch Koinzidenzen mit höher liegenden Zuständen untersucht werden. Die so ermittelten Daten wurden in ein Niveauschema eingetragen. Es konnten 116 bisher unbekannte Übergänge den bisher bekannten Zuständen zugeordnet werden und es wurden 117 bisher noch unbekannte Übergänge und 53 noch nicht entdeckte Zustände registriert. Insgesamt wurden 409 Übergänge 124 verschiedenen Zuständen zugeordnet. Zudem konnten zwei bisher bekannten Zuständen Spins zugeordnet werden. Zudem konnten die Übergänge aus [Subber et al., 1987] bestätigt und erweitert werden.

Weiterhin konnte mit Hilfe des Niveauschemas eine Multiplizitätsverteilung, durch ein Auszählen aller möglichen Wege, abgeleitet werden. Die mittlere Multiplizität beträgt $M_{EXILL} = 4,748$ und ist im Vergleich zu der aus der Kaskadensimulation bestimmten mittleren Multiplizität $M_{\gamma\text{DEX}} = 3,63$ leicht erhöht. Die Abweichung der mittleren Multiplizität kann damit erklärt werden, dass in der aktuellen Arbeit allein diskrete Übergänge ausgewertet werden konnten und die Simulation auch Übergänge im Kontinuum beachtet. Für eine Analyse im Kontinuumsbereich muss jedoch zunächst die Detektorantwort mit einer GEANT4-Simulation untersucht und von den Spektren abgezogen werden.

Aufgrund der Komplexität des Aufbaus ist diese Simulation Gegenstand einer folgenden Masterarbeit.

Im letzten Teil der Analyse wurden die Stärkefunktionen der primären Übergänge, welche sich direkt vom Einfangszustand abregten, bestimmt und mit einem vorangegangenen Experiment der Photonenstreuung verglichen. Im Bereich von $4,5 - 6,5$ MeV stimmen die Daten aus der Photonenstreuung und dem Neutroneneinfang gut überein. Bei höheren Energien unterscheiden sich die Ergebnisse deutlich. Dies kann an dem nicht erfüllten statistischen Ansatz liegen.

Wie bereits angesprochen, wird zur Zeit an den Simulationen für den Detektoraufbau gearbeitet. Nach Abschluss dieser Arbeiten wird eine genauere Analyse der Stärkefunktionen im Kontinuumsbereich ($4,5 - 6,5$ MeV) möglich sein.

Diese Arbeit liefert einen Beitrag zur detaillierteren Beschreibung und damit zum tieferen Verständnis der komplexen Neutroneneinfangsreaktion.

A Anhang

A.1 Energiekalibrierung

Die Detektoren 26 und 42 wurden aufgrund einer nicht stabilen Energiekalibrierung (Verschiebung der Energiekalibrierung mit der Messzeit) nicht für die Analyse verwendet. Der LO1-Detektor (36-39) wurde wegen eines Defektes ausgebaut und konnte keine Daten aufnehmen.

Tabelle A.1.1: Kalibrierungsparameter für alle Detektoren, bestimmt aus der ^{152}Eu und der $^{35}\text{Cl}(n, \gamma)^{36}\text{Cl}$ Messung.

Detektornummer	m	Δm	n	Δn
0	1,04108	0,00001	-0,081	0,005
1	0,99264	0,00001	-0,169	0,002
2	1,07815	0,00001	-0,804	0,003
3	1,12216	0,00001	-0,809	0,002
4	1,11297	0,00001	-0,284	0,006
5	1,10555	0,00001	0,015	0,004
6	1,08035	0,00001	-0,132	0,006
7	1,12631	0,00001	-0,074	0,005
8	1,09620	0,00001	-0,261	0,005
9	1,12273	0,00001	-0,273	0,005
10	1,15835	0,00001	-0,287	0,004
11	1,13842	0,00001	-0,230	0,005
12	1,14375	0,00001	-0,445	0,004
13	1,11980	0,00001	-0,380	0,003
14	1,11498	0,00001	-0,521	0,003
15	1,11932	0,00001	-0,617	0,003
16	1,42690	0,00001	-0,675	0,003
17	1,30406	0,00001	-0,599	0,003
Fortsetzung auf folgender Seite				

Tabelle A.1.1 – Fortsetzung von vorheriger Seite

Detektornummer	m	Δm	n	Δn
18	1,24657	0,00001	-0,596	0,003
19	1,30129	0,00001	-0,597	0,003
20	1,06882	0,00001	0,077	0,010
21	1,22277	0,00001	-0,188	0,003
22	1,10553	0,00001	-0,203	0,004
23	1,06920	0,00001	-0,002	0,003
24	1,06064	0,00001	-0,182	0,005
25	1,11449	0,00001	-0,016	0,017
26	-	-	-	-
27	1,08840	0,00001	-0,374	0,007
28	1,08702	0,00001	-0,321	0,004
29	1,11854	0,00001	-0,305	0,003
30	1,11425	0,00001	-0,223	0,003
31	1,09583	0,00001	-0,252	0,005
32	0,28861	0,00001	0,012	0,004
33	0,28663	0,00001	-0,099	0,008
34	0,29169	0,00001	-0,001	0,002
35	0,28162	0,00001	-0,078	0,007
36	-	-	-	-
37	-	-	-	-
38	-	-	-	-
39	-	-	-	-
40	0,37694	0,00001	0,006	0,001
41	0,40780	0,00001	-0,007	0,001
42	-	-	-	-
43	0,37950	0,00001	-0,097	0,001
44	0,35594	0,00001	0,090	0,002
45	0,35983	0,00001	-0,132	0,001

A.2 Niveauschema

Im Folgenden sind die Übergänge aus Tabelle 4.2.1 in einem Niveauschema dargestellt. Schwarze Zustände sind dabei bereits bekannt und rote bisher unentdeckt. Bei den Übergängen verhält es sich ebenso: schwarze Pfeile kennzeichnen die bisher bekannten Übergänge und rote bisher unentdeckte. Blaue Pfeile markieren die Übergänge, welche nicht direkt im Spektrum erkennbar waren, sondern lediglich in einem Koinzidenzspektrum sichtbar wurden. Das Niveauschema ist grundsätzlich in zwei Teile eingeteilt:

- Übergänge aus bekannten Zuständen (Unterabschnitt A.2.1)
- Übergänge aus unbekanntem Zuständen (Unterabschnitt A.2.2)

Dass im ersten Teil dennoch bisher unbekannte Zustände dargestellt sind, liegt daran, dass aus zwei nahe liegenden Zuständen Übergänge entspringen, welche in vorherigen Experimenten einem Zustand zugeordnet wurden.

A.2.1 Übergänge aus bekannten Zuständen

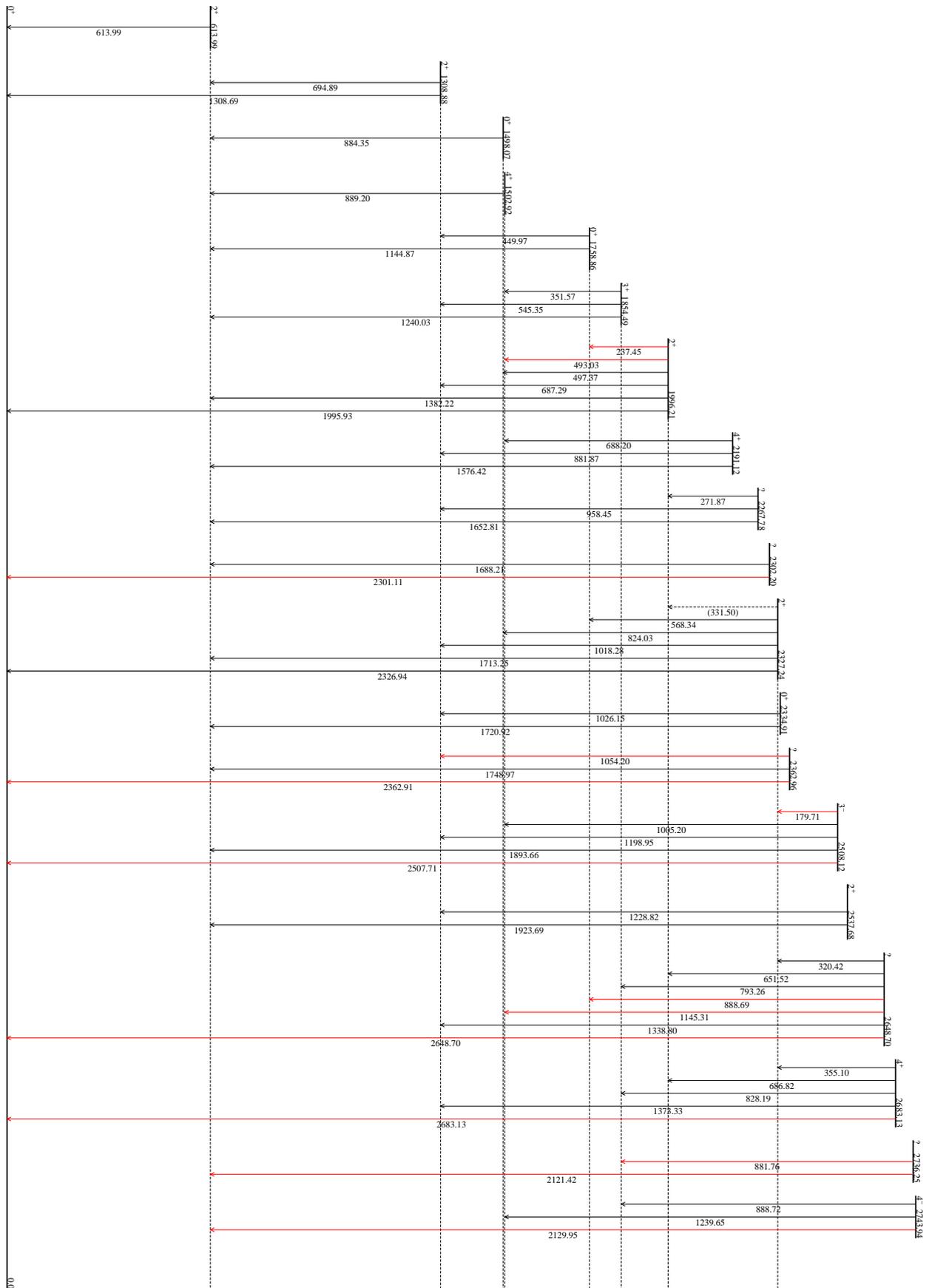


Abbildung A.2.1: Teil I des Niveauschemas.

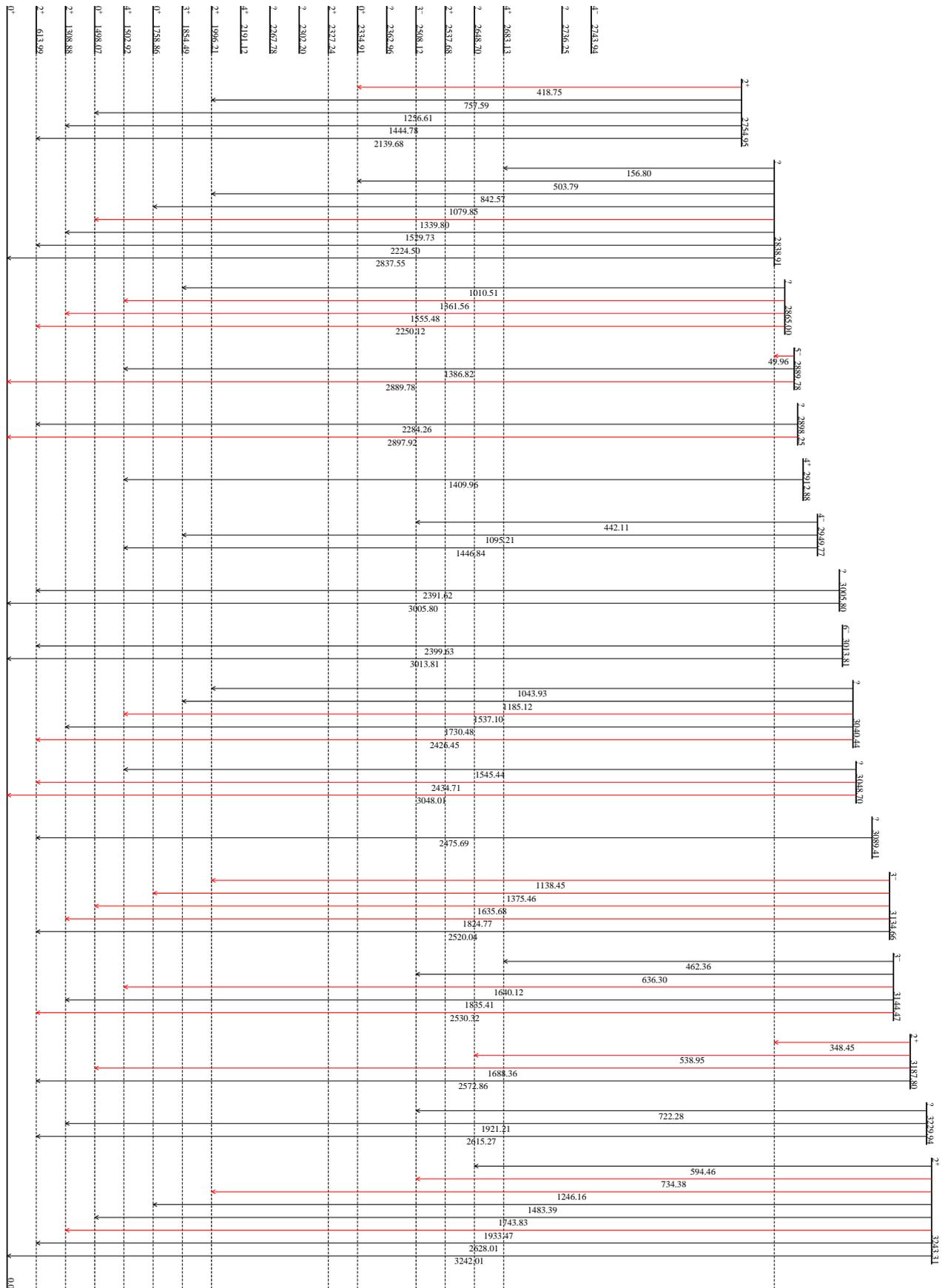


Abbildung A.2.2: Teil II des Niveauschemas.

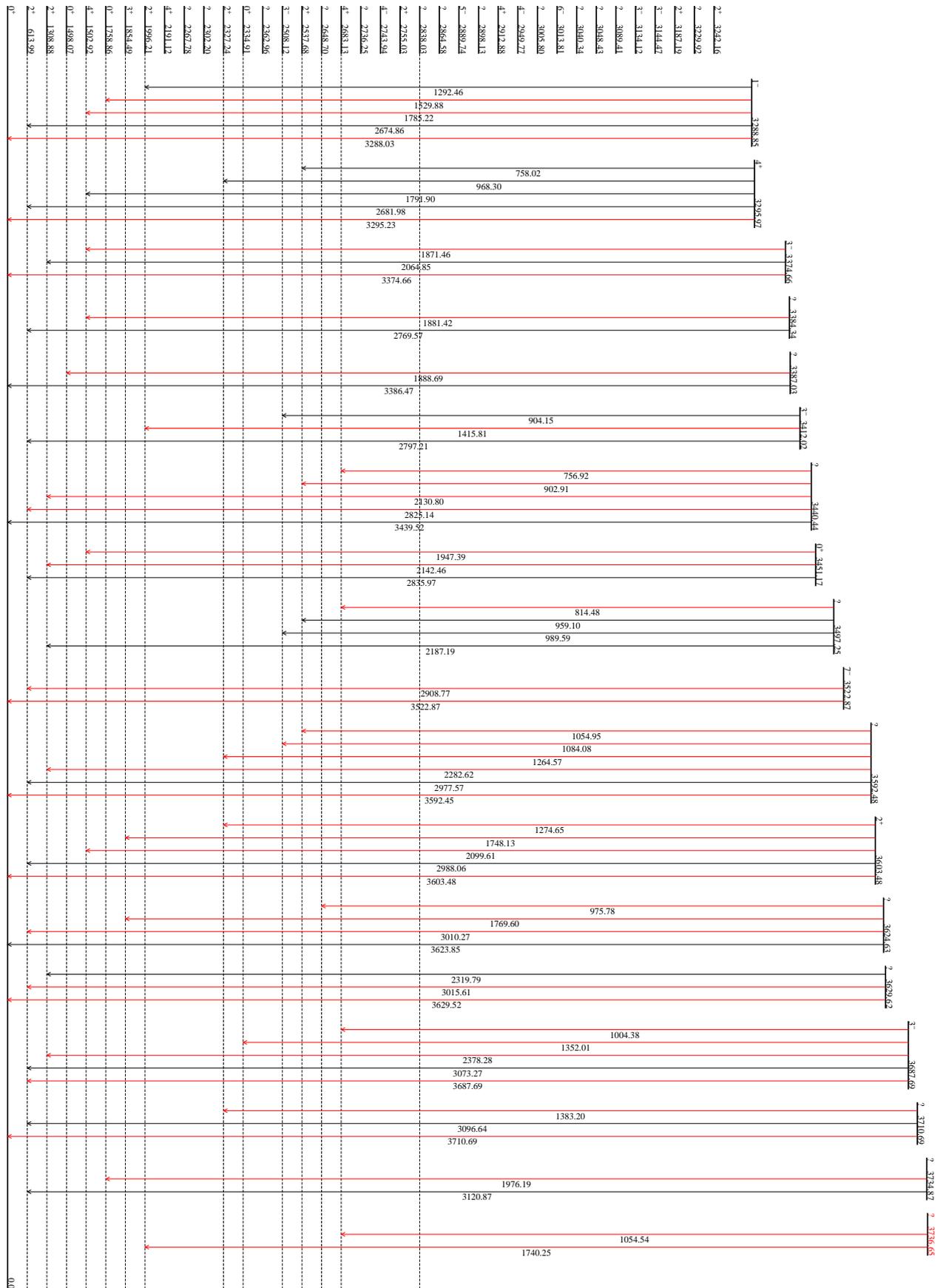


Abbildung A.2.3: Teil III des Niveauschemas.

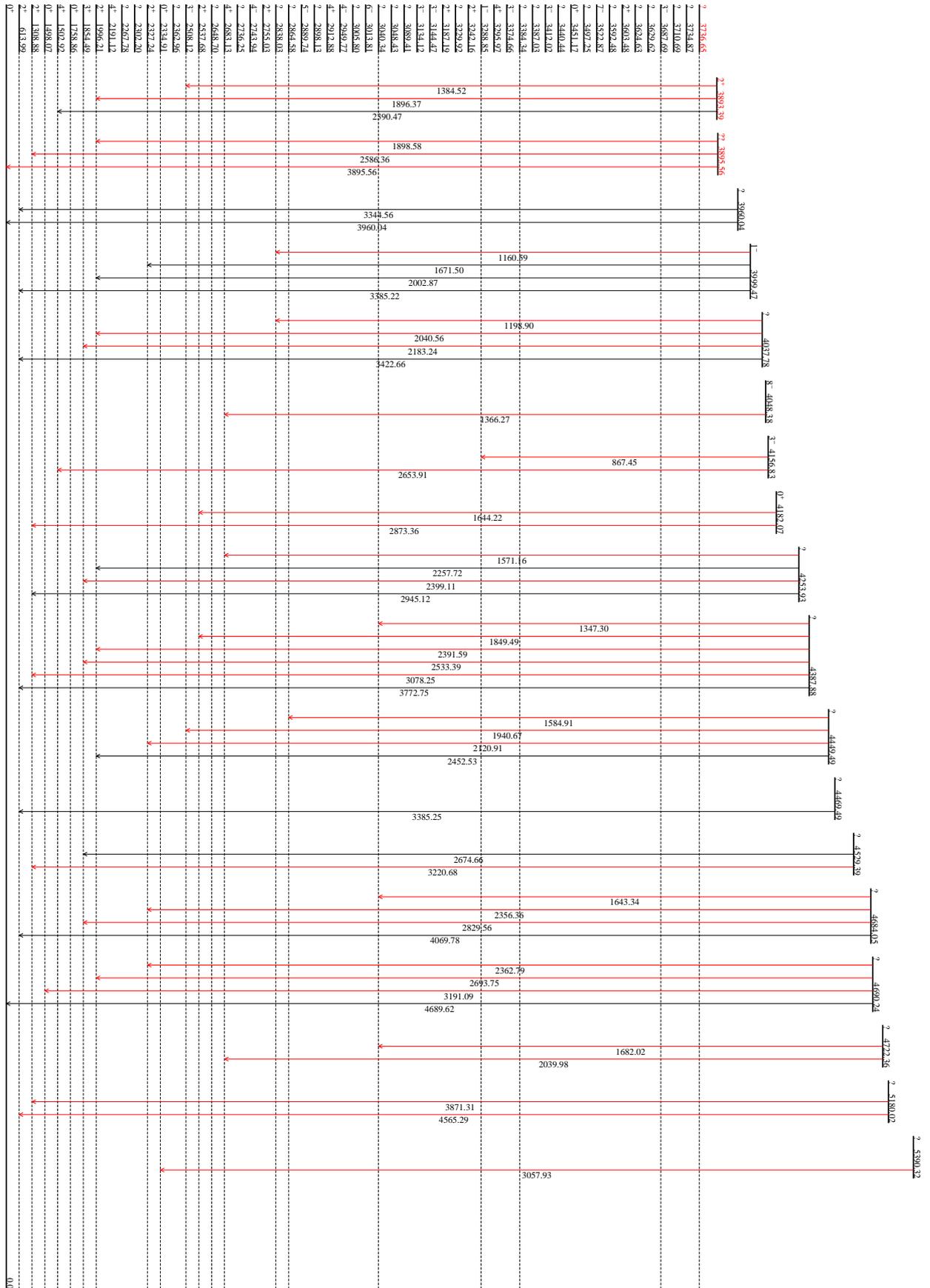


Abbildung A.2.4: Teil IV des Niveauschemas.

A.2.2 Übergänge aus unbekanntem Zuständen

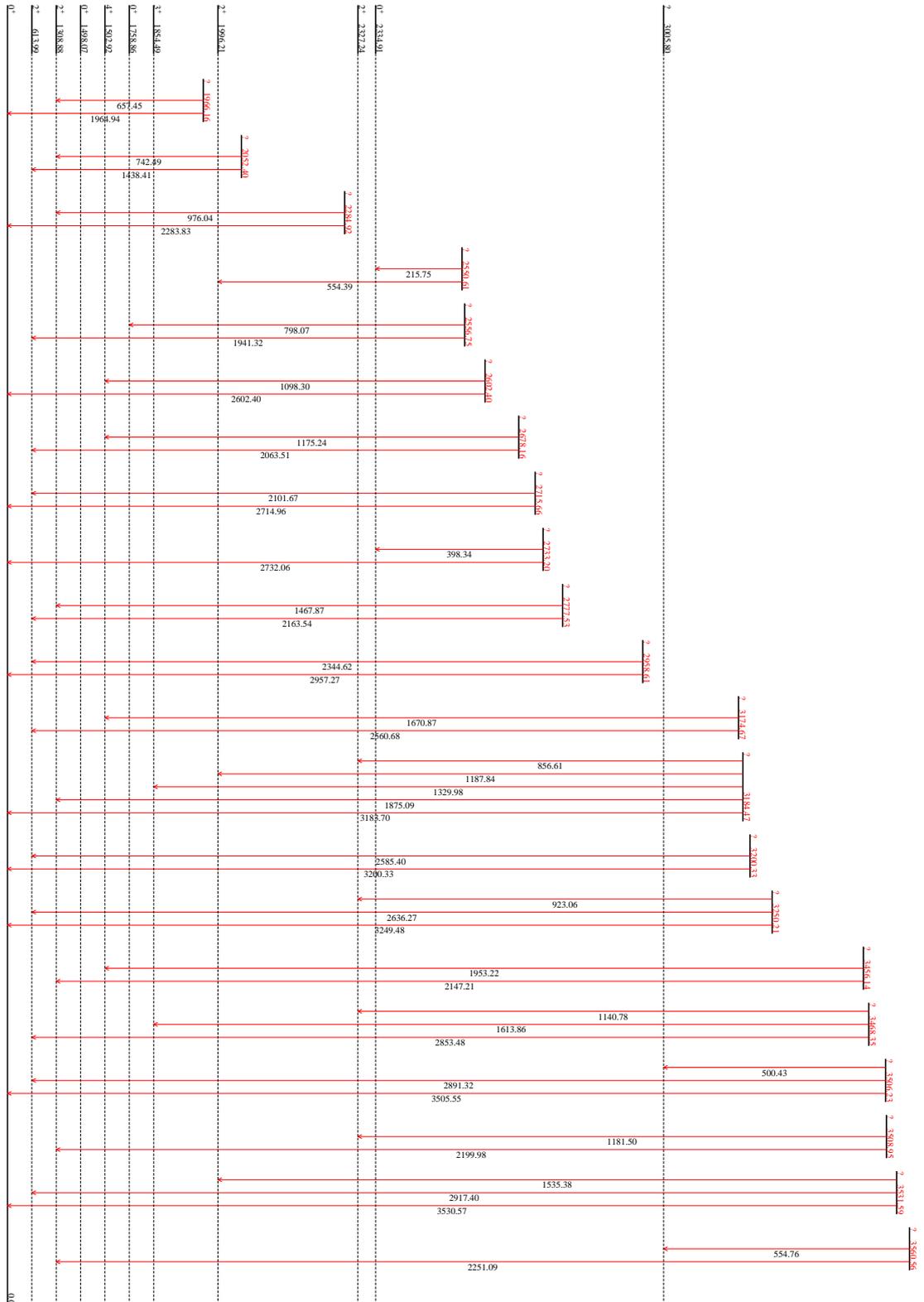


Abbildung A.2.6: Teil VI des Niveauschemas.

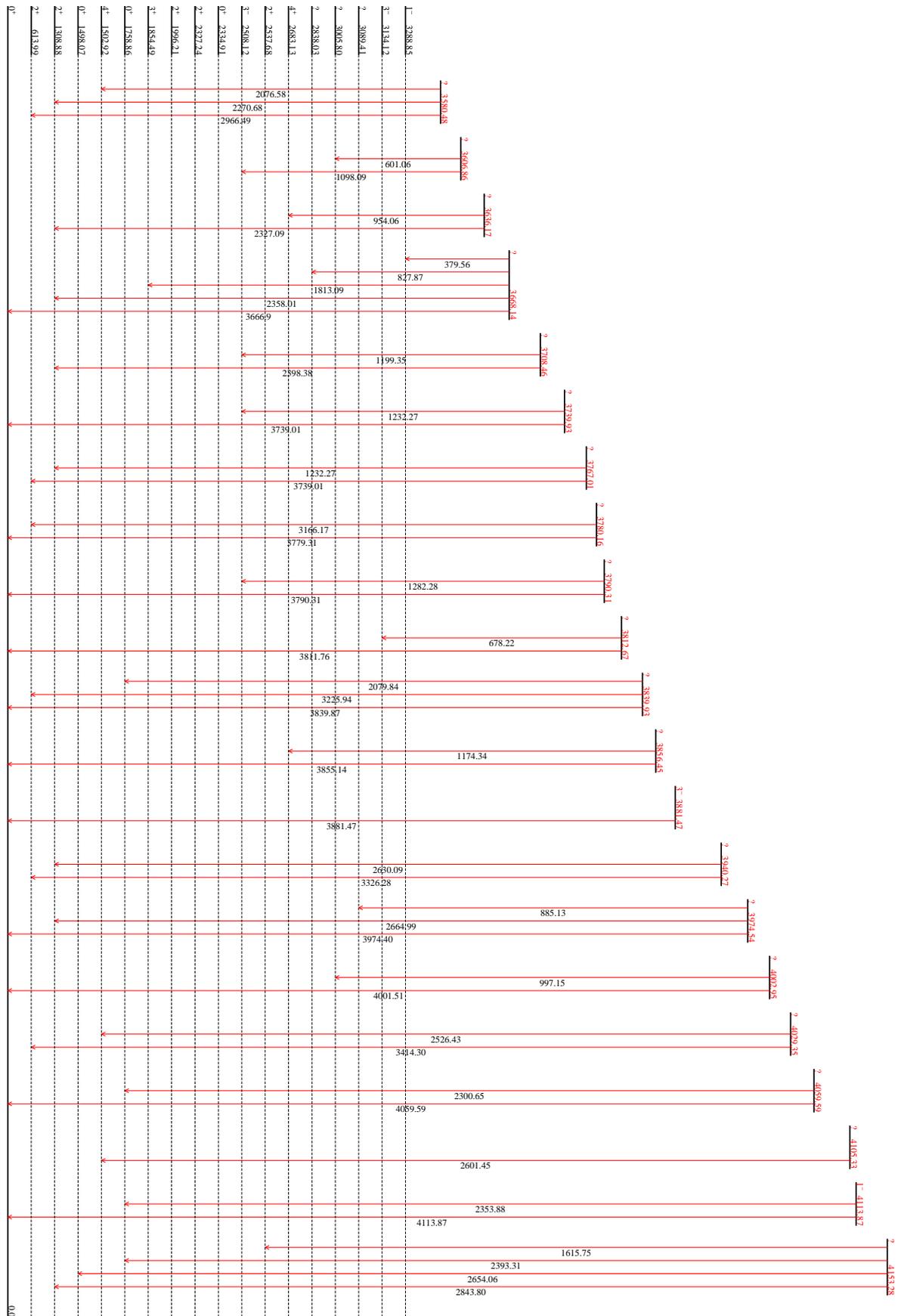


Abbildung A.2.7: Teil VII des Niveauschemas.

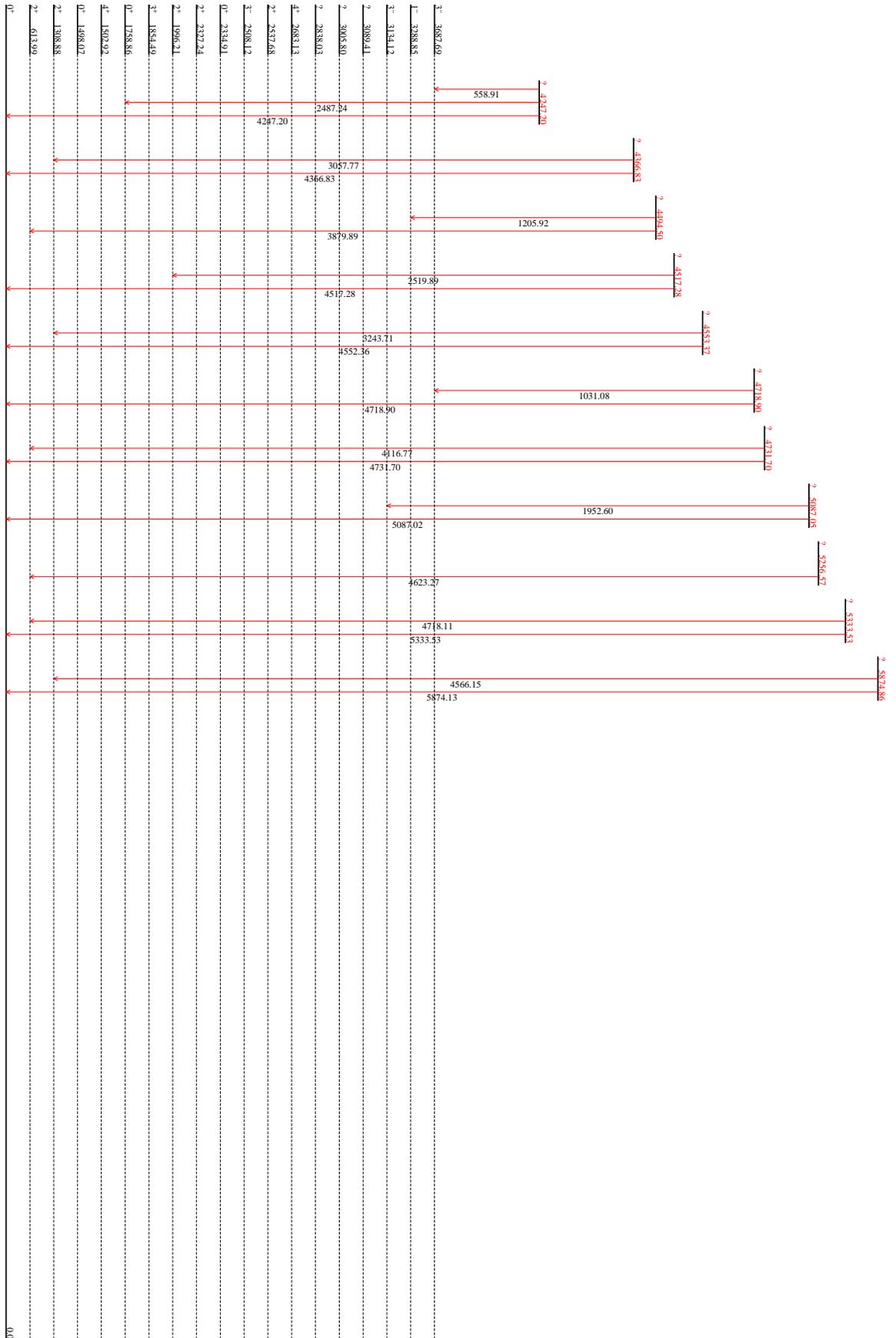


Abbildung A.2.8: Teil VIII des Niveauschemas.

Literaturverzeichnis

- [Abele et al., 2006] Abele, H., Dubbers, D., Haese, H., Klein, M., Knoepfler, A., Kreuz, M., Lauer, T., Maerkisch, B., Mund, D., Nesvizhevsky, V., Petoukhov, A., Schmidt, C., Schumann, M., und Soldner, T. (2006). Characterization of a ballistic supermirror neutron guide. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 562(1):407–417.
- [Axel, 1962] Axel, P. (1962). Electric dipole ground-state transition width strength function and 7-mev photon interactions. *Physical Review*, 126(2):671–683.
- [Bartholomew et al., 1973] Bartholomew, G. A., Earle, E. D., Ferguson, A. J., Knowles, J. W., und Lone, M. A. (1973). Gamma-ray strength functions. In Bartholomew, G. A., editor, *Advances in Nuclear Physics*, Seiten 229–324. Springer US, Boston, MA.
- [Brady und Deutsch, 1950] Brady, E. und Deutsch, M. (1950). Angular correlation of successive gamma-rays. *Physical Review*, 78(5):558–566.
- [Brun und Rademakers, 1997] Brun, R. und Rademakers, F. (1997). ROOT an object oriented data analysis framework. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 389(1-2):81–86.
- [Burbidge et al., 1957] Burbidge, E., Burbidge, G., Fowler, W., und Hoyle, F. (1957). Synthesis of the elements in stars. *Reviews of Modern Physics*, 29(4):547–650.
- [Caprio, 2005] Caprio, M. (2005). LevelScheme: a level scheme drawing and scientific figure preparation system for mathematica. *Computer Physics Communications*, 171(2):107–118.
- [Duchene et al., 1999] Duchene, G., Beck, F., Twin, P., de France, G., Curien, D., Han, L., Beusang, C., Bentley, M., Nolan, P., und Simpson, J. (1999). The clover: a new generation of composite ge detectors. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 432(1):90–110.

- [Ewan und Tavendale, 1964] Ewan, G. und Tavendale, A. (1964). Application of high resolution lithium-drift germanium gamma-ray spectrometers to high energy gamma-rays. *Nuclear Instruments and Methods*, 26:183–186.
- [Hamilton, 1975] Hamilton, W. D. (1975). *The ELECTROMAGNETIC interaction in nuclear spectroscopy*. North-Holland Publ. Comp.
- [Krane et al., 1973] Krane, K., Steffen, R., und Wheeler, R. (1973). Directional correlations of gamma radiations emitted from nuclear states oriented by nuclear reactions or cryogenic methods. *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, 11(5):351–406.
- [Leo, 1994] Leo, W. R. (1994). *Techniques for nuclear and particle physics experiments: a how-to approach*. Springer, Berlin ; New York, 2nd rev. ed Auflage.
- [Magill et al., 2012] Magill, J., Pfennig, G., Dreher, R., und Soti, Z. (2012). *Karlsruher Nuklidkarte*. Haberbeck, Lage.
- [Molnar et al., 2004] Molnar, G., Revay, Z., und Belgya, T. (2004). Accurate absolute intensities for the $^{35}\text{Cl}(n,\gamma)$ reaction gamma-ray standard. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, 213:32–35.
- [Morhac et al., 2000] Morhac, M., Kliman, J., Matousek, V., Veselsky, M., und Turzo, I. (2000). Identification of peaks in multidimensional coincidence gamma-ray spectra. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 443(1):108–125.
- [Mughabghab, 2006] Mughabghab, S. F. (2006). *Atlas of neutron resonances resonance parameters and thermal cross sections Z=1-100*. Elsevier, Amsterdam.
- [P. Mutti et al., 2011] P. Mutti, F. Cecillon, Y. Le Goc, J. Locatelli, H. Ortiz, und J. Ratel (2011). NOMAD more than a simple sequencer. *14th International Conference on Accelerator & Large Experimental Physics Control Systems*, 13th.
- [Pollard et al., 1996] Pollard, A. M., Heron, C., und Royal Society of Chemistry (Great Britain) (1996). *Archaeological chemistry*. Royal Society of Chemistry, Cambridge.
- [Schramm et al., 2012] Schramm, G., Massarczyk, R., Junghans, A. R., Belgya, T., Beyer, R., Birgersson, E., Grosse, E., Kempe, M., Kis, Z., Kosev, K., Krticka, M., Matic, A., Schilling, K. D., Schwengner, R., Szentmiklosi, L., Wagner, A., und Weil, J. L. (2012).

Dipole strength in ^{78}Se below the neutron separation energy from a combined analysis of $^{77}(\text{n},\gamma)$ and $^{78}(\gamma,\gamma)$ experiments. *Physical Review C*, 85(1).

[Schwengner et al., 2005] Schwengner, R., Beyer, R., DÄ¶nau, F., Grosse, E., Hartmann, A., Junghans, A., Mallion, S., Rusev, G., Schilling, K., Schulze, W., und Wagner, A. (2005). The photon-scattering facility at the superconducting electron accelerator ELBE. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 555(1-2):211–219.

[Subber et al., 1987] Subber, A. R. H., Robinson, S. J., Hungerford, P., Hamilton, W. D., Isacker, P. V., Kumar, K., Park, P., Schreckenbach, K., und Colvin, G. (1987). The level structure of ^{76}Se and ^{78}Se and the systematics of selenium isotopes within the framework of the DDM. *Journal of Physics G: Nuclear Physics*, 13(6):807–837.

[Tavendale und Ewan, 1963] Tavendale, A. und Ewan, G. (1963). A high resolution lithium-drift germanium gamma-ray spectrometer. *Nuclear Instruments and Methods*, 25:185–187.

[Urban et al., 2013] Urban, W., Jentschel, M., Maerkisch, B., Materna, T., Bernards, C., Drescher, C., Fransen, C., Jolie, J., Koester, U., Mutti, P., Rzaca-Urban, T., und Simpson, G. S. (2013). New instrumentation for precise (n,γ) measurements at ILL grenoble. *Journal of Instrumentation*, 8(03):P03014–P03014.

[Winter und Lieb, 1989] Winter, C. und Lieb, K. P. (1989). Strength functions of primary transitions following thermal neutron capture in strontium. *Zeitschrift für Physik A Atomic Nuclei*, 332(4):397–405.

Erklärung

Hiermit versichere ich, dass ich die vorliegende Arbeit ohne unzulässige Hilfe Dritter und ohne Benutzung anderer als der angegebenen Hilfsmittel angefertigt habe. Die aus fremden Quellen direkt oder indirekt übernommenen Gedanken sind als solche kenntlich gemacht. Die Arbeit wurde bisher weder im Inland noch im Ausland in gleicher oder ähnlicher Form einer anderen Prüfungsbehörde vorgelegt.

Robert John

Dresden, 04. November 2013