

Bestimmung der elektromagnetischen
Dipolstärkeverteilung
in mittelschweren Atomkernen
mittels Kernresonanzfluoreszenz

Diplomarbeit
zur Erlangung des akademischen Grades
Diplom-Physiker

vorgelegt von

Ralph Jens Massarczyk

geboren am 26.12.1985 in Zwickau

Institut für Strahlenphysik
Helmholtz-Zentrum Dresden-Rossendorf

Institut für Kern- und Teilchenphysik
Fachrichtung Physik
Fakultät Mathematik und Naturwissenschaften
der Technischen Universität Dresden

2010

1. Gutachter: Prof. Dr. Thomas Cowan

2. Gutachter: Prof. Dr. Kai Zuber

Datum des Einreichens der Arbeit: 17. Januar 2011

Kurzfassung

Zur Beschreibung von Atomkernen wurden im Laufe der Zeit verschiedene Modelle entwickelt, welche Vorhersagen über ihren inneren Aufbau treffen und sich mit verschiedensten experimentellen Ergebnissen messen müssen. Ein grundlegendes Experiment stellt die Anregung des aus Protonen und Neutronen zusammengesetzten Kerns durch Photonen dar. Aus einem angeregten Zustand fällt der Kern unter Aussendung eines Photons in niedere energetische Zustände bzw. den Grundzustand zurück. Am Forschungszentrum Dresden-Rossendorf existiert mit dem Bremsstrahlungsmessplatz am Linearbeschleuniger ELBE eine geeignete Versuchsanordnung, um derartige Kernresonanzfluoreszenzexperimente durchzuführen.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden Experimente aus den Jahren 2008/09 für die Kerne ^{86}Kr und ^{136}Ba analysiert. Zur Auswertung mussten neben Photonenfluss- und Effizienzbestimmung auch Simulationen durchgeführt werden, welche die experimentellen Bedingungen widerspiegeln. Nicht resonant gestreute Ereignisse und Detektorantwortfunktionen wurden mit Hilfe des Programmpaketes GEANT4 simuliert, um in den gemessenen Daten berücksichtigt zu werden. Daraus zeigt sich, dass neben diskreten Energiezuständen auch ein beachtlicher Teil des ermittelten Anregungsquerschnitts in einer Art Quasikontinuum aus unauflösbaren Peaks liegt. Die ermittelten Wirkungsquerschnitte werden mit Hilfe eines statistischen Ansatzes auf Verzweigung in mögliche Zerfallskanäle und auf Fütterung durch Zustände höherer Energie korrigiert.

Abstract

During the last hundred years several models were developed to describe the configuration of nuclei. These models have to make predictions, which should be comparable with experiments. As a standard type of experiment the nuclear resonance fluorescence was established. A nucleus is excited by irradiation with photons. By emitting one or more photons the nucleus decays back to the ground state. With this method it is possible to measure energy levels and to determine the strength of their excitation. A continuum of unresolved peaks gives additional strength. The existing setup at the linear electron accelerator ELBE of the Forschungszentrum Dresden-Rossendorf uses bremsstrahlung, produced as a secondary beam in a thin Niobium foil.

During the years 2008/09 experiments on the nuclei of ^{86}Kr and ^{136}Ba took place there. In this work they will be analyzed. Photon flux and efficiency determination have been done as well as simulations on detector response and non-nuclear scattered background events. For this purpose the GEANT4 package was used. Finally the resulting cross sections were corrected for branching and feeding.

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.

Dresden, 17. Januar 2011

Ralph Massarczyk

Ich danke meiner Familie, für ihre Unterstützung während meines Studiums, welches nun in der Diplomarbeit seinen Abschluss findet.

Ich danke Andreas Wagner und Ronald Schwengner, dass sie mir die Möglichkeit gegeben haben, am Forschungszentrum Dresden-Rossendorf meine Arbeit anzufertigen und mir in Rat und Tat jederzeit zur Seite standen. Ich möchte mich bedanken bei Evert Birgersson, Friedrich Dönau, Eckhart Grosse, Arnd R. Junghans und Georg Schramm für die angeregten fachlichen Diskussionen, sowie bei der gesamten Abteilung Kernphysik. Sie eröffneten mir tiefgehende Einblicke in die weite Welt der Kernphysik und waren mir, was nicht weniger wichtig ist, zu jeder Zeit nette Kollegen.

Besonderer Dank gilt außerdem Gencho Rusev, der mir durch Tipps und Anregungen weiterhin, sowie Andreas Hartmann für die vielen Erklärungen unzähliger technischer Details. Klaus-Dieter Schilling und Wolfgang Seidel danke ich für ihre stets erheiternden philosophischen Einblicke.

Meinem Kommilitonen Mathias Kempe möchte ich danken, dass er mir zu meiner ersten Bewerbung in Rossendorf riet und in mir damit meine Vorliebe für Kernphysik geweckt hat. Dafür jedoch, dass er mir über all die Jahre auch außerhalb der Physik ein guter Freund war und hoffentlich auch noch lange bleiben wird, kann ich ihm nicht genug Dank aussprechen.

Zu guter Letzt danke ich meiner WG und meiner Freundin Christine, die mir immer ein Ausgleich und zugleich Motivation waren.

"Bei aller Strenge des Urteils darf man nicht vergessen, dass unter hundert jungen Leuten, die geprüft werden, neunundneunzig mehr Kenntnisse besitzen, als sie durch ihre Antworten in den Prüfungen darlegen."

- Friedrich Wilhelm Leopold Pfeil, Kritische Blätter

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Wechselwirkungen von Photonen	7
2.1	Atomare Wechselwirkung	7
2.2	Nukleare Wechselwirkung	8
2.2.1	Bestimmung des Wirkungsquerschnitts	9
2.2.2	Winkelverteilung	12
2.2.3	Übergangswahrscheinlichkeiten	13
3	Versuchsaufbau	17
3.1	Experimente am Elektronenbeschleuniger ELBE	17
3.2	Kernresonanzfluoreszenzmessplatz	18
3.3	Datenaufnahme	20
3.4	Untersuchte Isotope	22
3.5	Simulationen mit GEANT4	24
4	Auswertung	27
4.1	Bestimmung der Übergangsenergien	27
4.2	Energiekalibrierung des Detektoraufbaus	28
4.3	Effizienzbestimmung	29
4.4	Multipolordnung eines Übergangs	31
4.5	Photonenfluss	32
4.6	Simulation der Detektorantwort	35
4.7	Simulation nicht-nuklearer Ereignisse	38
4.8	Korrektur auf Fütterung und Verzweigungsverhältnisse	40
5	Ergebnisse	45
5.1	^{86}Kr	45
5.1.1	Leermessung der Stahlkugel	47
5.1.2	Angeregte Zustände	48
5.1.3	Ermittelte Wirkungsquerschnitte und Anschluss an andere Datensätze	53
5.1.4	Vergleich mit anderen Messergebnissen der Isotonenkette $N = 50$. .	54
5.2	^{136}Ba	57
5.2.1	Angeregte Zustände	58
5.2.2	Ermittelte Wirkungsquerschnitte und Anschluss an andere Datensätze	65
6	Diskussion und Ausblick	67
	Anhang	69
A	Eichquellen	69

B	γ-Übergänge in ^{11}B	69
C	γ-Übergänge in ^{16}O	69
D	γ-Übergänge in ^{12}C	70
E	Absorptionsquerschnitt für ^{86}Kr	70
F	Absorptionsquerschnitt für ^{136}Ba	71
	Literatur	72

1 Einleitung

Am 20.12.1910, also vor knapp einhundert Jahren, gelingt Ernest Rutherford der experimentelle Beweis, dass die Atome nicht - wie bisher angenommen - aus einer gleichmäßig verteilten positiven Ladungs- und Massenverteilung bestehen, in der die Elektronen umherschwirren. Mit der Streuung von Heliumatomen an einer Goldfolie konnte er nachweisen, dass die positive Ladung in einem Kern konzentriert ist. Bereits 1913 zeigte J.J. Thomson, dass die Elemente aus verschiedenen Isotopen bestehen, die Kerne also nicht innerhalb eines Elements gleich sind. Heutzutage sind 118 chemische Elemente bekannt, die mit unterschiedlichen Neutronenzahlen über 3100 Isotope bilden. Dieses Netzwerk ist in Abbildung 1 zu sehen, wobei jedes Kästchen ein einzelnes Isotop darstellt.

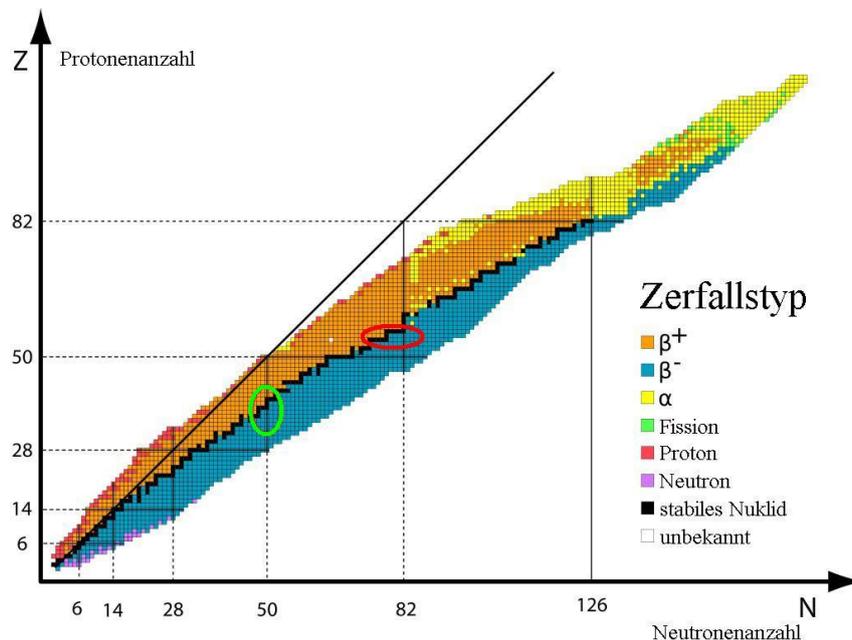


Abbildung 1 – Nuklidkarte⁰ und Position der untersuchten Nuklide. ^{86}Kr am unteren Ende der stabilen Nuklide der Spalte mit Neutronenzahl $N = 50$ (grün) und ^{136}Ba als mittelschwerer stabiler Kern (rot). Die gestrichelten Linien kennzeichnen Protonen- und Neutronenzahlen, welche nach dem Schalenmodell eine abgeschlossene Schale und damit eine besonders stabile Konfiguration besitzen.

Ein Großteil dieser Nuklide spielt im Alltag eher eine untergeordnete Rolle, doch insbesondere die Astrophysik und die Energieerzeugung mit Hilfe der Kernkraft haben in den letzten Jahren einen großen Bedarf an Datensätzen zu verschiedenen physikalischen Prozessen in Kernen erzeugt.

⁰Abbildung von <http://de.wikipedia.org/wiki/Nuklidkarte>, 16.10.2010

Wie später in Kapitel 2.2 näher erläutert hat die Stärkefunktion dabei einen charakteristischen Verlauf für jedes Isotop, vgl. Abbildung 3. Mit steigender Photonenenergie wächst sie zur sogenannten Dipolriesenresonanz hin an [Gold 48], welche im Wesentlichen durch eine Lorentzverteilung folgt [Dove 72]. Bei neutronenreichen Kernen kann zusätzlich aber eine extra Stärke auftauchen [Lane 71].

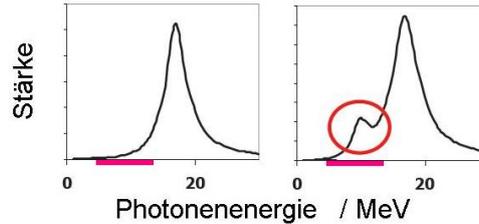


Abbildung 3 – schematischer Verlauf der Stärkefunktion in Abhängigkeit von der Anregungsenergie. Das linke Bild zeigt dabei einen glatten Verlauf der Stärke hin zur Dipolriesenresonanz. Das rechte Bild entspräche einem Kern, welcher eine Extrastärke besäße. Der rosa Bereich der x-Achse zeigt dabei den durch die Photonenstreuexperimente abdeckbaren Bereich.

Wie man zeigen kann [Gori 98], beeinflusst diese Extrastärke die Häufigkeit der gebildeten Elemente. Schwerere Elemente werden häufiger erzeugt, leichtere trifft man stattdessen seltener an. Auf der Erde ist es zum Beispiel möglich, anhand von Meteoriten Isotopenverhältnisse zu bestimmen [Gall 93] und mit den in Modellen errechneten Werten zu vergleichen. Das Bild 4 spiegelt diesen Sachverhalt wieder.

Es ist also möglich, neben direkten Neutroneneinfangmessungen [Koeh 96, Voss 94] mit Hilfe der Photonenstreuung Erkenntnisse über die Bildung schwerer Kerne zu erlangen. Nicht nur für den Einfang von Neutronen, auch für die Abspaltung von Teilchen kann eine extra Stärke unterhalb der Resonanz eine Rolle spielen. Um die Dissoziation von Neutronen (γ, n), Protonen (γ, p), α -Teilchen (γ, α) oder auch anderer Teilchen nach Photonenanregung zu ermöglichen ist es nötig die Kerne in Zustände oberhalb einer bestimmten Schwellenergie anzuregen [Both 37]. Der Wirkungsquerschnitt einer Anregung lässt sich dabei mit Hilfe der Stärkefunktion berechnen.

$$f(E) = \frac{\langle \sigma_{\gamma,abs} \rangle}{E_{\gamma}} \cdot \frac{1}{3\pi\hbar c^2} \quad (1)$$

In Umgebungen mit hohen Photonenflüssen befinden sich aber nicht mehr alle Kerne im Grundzustand, wie auch in Bild 5 zu sehen ist. Diese Bedingungen sind bei Supernovae gegeben, in denen typischerweise Temperaturen von etwa 2-3 GK ($k_B \cdot T \approx 200 - 300$ keV) auftreten. Das resultierende Planckspektrum der Photonenenergieverteilung erstreckt sich dabei bis zu Separationsschwelle und darüber hinaus, so dass nukleare Transmutation durch Photodisintegration möglich ist. Aus den angeregten Zuständen heraus ist nun nicht mehr die volle Energie bis zur Separationsschwelle nötig um ein Teilchen aus dem Kern zu

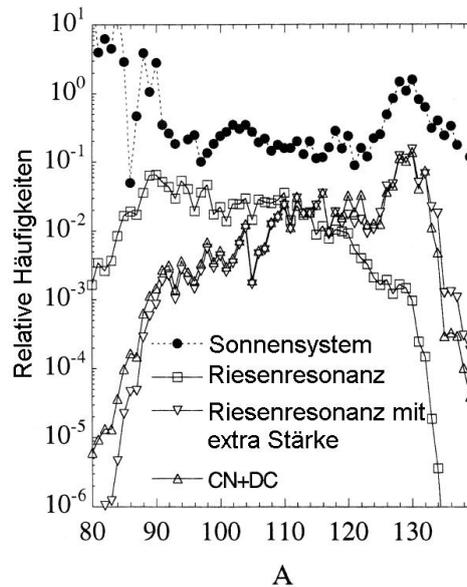


Abbildung 4 – Vergleich der im Sonnensystem angetroffenen Häufigkeiten mit Modellrechnungen [Gori 98]. Die schwarzgefüllten Punkte stehen für gemessene Werte, die offenen für verschiedene Modelle. Die als Riesenresonanz beschrifteten Punkte entsprechen einem im Bild 3 links gezeigten Verlauf, die mit Riesenresonanz mit extra Stärke benannten Dreiecke beachten die im Bild 3 rechts gezeigte veränderte Stärke. Die mit CN+DC bezeichneten Punkte beschreiben ein weiteres Modell, auf welches nicht näher eingegangen werden soll.

lösen. Der Wirkungsquerschnitt erhöht sich [Mohr 02], und ist damit auch sensitiv auf den Verlauf der Stärkefunktion unterhalb der Schwelle.

Ähnlicher Daten bedarf es auch in den Kalkulationen für die neue Generation von Reaktortypen, die sogenannten Generation-IV-Reaktoren. Hier ist es insbesondere mit Blick auf den Strahlenschutz und die Transmutation radioaktiver Abfälle notwendig, möglichst genaue Reaktionsquerschnitte für Reaktionen mit schnellen Neutronen zu kennen. Bei der Spaltung von Uran ergibt sich eine Verteilung der Spaltprodukte mit zwei Schwerpunkten um die Massenzahlen $A = 90$ und $A = 140$, vgl. Abbildung 6. Sowohl Krypton als auch Barium sind als typische Spaltprodukte also von besonderem Interesse für den Strahlenschutz. Für Simulationen und Berechnungen ist es daher notwendig, möglichst genaue Streu- und Absorptionsquerschnitte zu kennen, sowohl von Photonen wie auch von Neutronen [Salv 08]. Mit Hilfe der Dipolstärkeverteilung an ^{86}Kr lässt sich einerseits die Photonenstreuung und -absorption an ^{86}Kr beschreiben. Andererseits ist die Stärkefunktion ebenso wichtig für den Neutroneneinfang für ^{85}Kr , wie oben bereits unter astrophysikalischen Gesichtspunkten diskutiert.

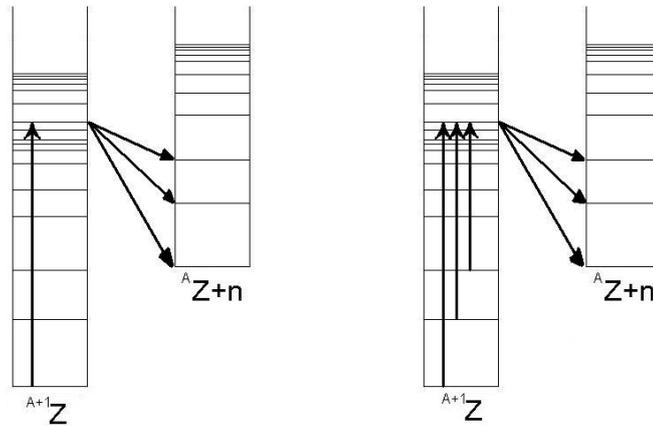


Abbildung 5 – Anregungs- und Zerfallsschemata. Das linke Bild zeigt die Anregung vom Grundzustand in ein Niveau oberhalb der Separationsschwelle sowie den anschließenden Zerfall des Kerns unter Aussendung eines Neutrons. Das rechte Bild zeigt wiederum die Neutronendissoziation, allerdings in einer Umgebung mit hohen Photonenflüssen, so dass das angeregte Niveau nicht mehr nur vom Grundzustand aus erreicht wird.

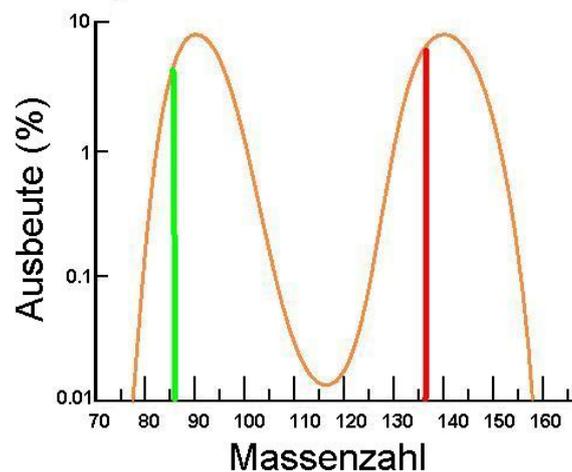


Abbildung 6 – Verteilung der Spaltprodukte für Spaltung von ^{235}U mit thermischen Neutronen[Nich 08] mit den Positionen von ^{86}Kr (grün) und ^{136}Ba (rot)

Da es nicht möglich ist, alle Nuklide zu vermessen, um Wirkungsquerschnitte der interessanten Reaktionen zu erhalten, greift man auf Parametrisierungen zurück. Der Wirkungsquerschnitt der elektromagnetischen Interaktion zwischen Photonen und Atomkernen kann mit Hilfe der Stärkefunktion, welche von der Form des Kernes abhängt, beschrieben werden. Dabei wird unterschieden zwischen Funktionen für Dipol-, Quadrupol- und Übergängen höherer Multipolordnung.

In der vorliegenden Arbeit wurden die Dipolstärkeverteilungen der Kerne ^{86}Kr und ^{136}Ba untersucht. Die dazu durchgeführten Experimente stehen im Zusammenhang mit der Frage, in wie weit sich Dipolstärke mit zunehmender Deformation des Kernes ändert.

Der Kern ^{86}Kr steht dabei am Ende der Isotonenkette $N = 50$, die durch die Abteilung Kernphysik am Institut für Strahlenphysik des HZDR vermessen wurde. Bei konstanter Neutronenzahl wurden zu verschiedenen Protonenzahlen Experimente durchgeführt [Beno 09, Ruse 06, Schw 07, Schw 08]. Mit ^{136}Ba wurde ein weiterer Kern untersucht, welcher sich aber bereits im Übergangsbereich zu schweren Isotopen befindet. Er befindet sich nahe der geschlossenen Neutronenschale $N = 80$, aus welcher bereits mit ^{139}La ein ähnlicher Kern vermessen wurde [Maki 10].

Als Methode wurde die Kernresonanzfluoreszenz verwendet, welche in Kapitel 2 beschrieben wird. Sie ist eine wohletablierte Methode und wird bereits seit den 50er Jahren verwendet [Metz 58]. Die zu untersuchenden Kerne werden dabei mit Photonen bestrahlt und angeregt. Bei der Abregung werden Photonen emittiert, die mit Germaniumdetektoren gemessen werden, welche im Gegensatz zu den frühen Messungen Ergebnisse mit hoher Energieauflösung ermöglichen. Die gemessenen Daten enthalten aber nicht nur die im Kern entstandenen Photonen, sondern auch einen großen Anteil an Ereignissen von atomar gestreuten Photonen. Zur Korrektur der gemessenen Daten wurden die Intensitäten der nicht nuklear gestreuten Photonen mit dem Simulationspaket GEANT4 [Agos 03] bestimmt. Dadurch ist es möglich im Gegensatz zu früheren Experimenten auch das unterhalb der Auflösungsschwelle des Detektors liegende Quasikontinuum bei der Berechnung der Stärkefunktion zu beachten. Die Software wird zusammen mit dem Aufbau des Setups in Kapitel 3 vorgestellt. Die Bearbeitung der Daten zur Ermittlung des Wirkungsquerschnitts ist in Kapitel 4 gezeigt, die Ergebnisse werden im Kapitel 5 zusammengefasst und mit anderen Daten verglichen. Zum Schluss soll im letzten Kapitel ein kurzer Ausblick aufgezeigt werden.

2 Wechselwirkungen von Photonen

In diesem Kapitel soll auf die Interaktionen von Photonen mit der Materie eingegangen werden. Es werden kurz die bekannten wichtigen Wechselwirkungen mit dem Atom als Ganzem gezeigt, um ein Verständnis für die begleitenden Untergrundereignisse zu ermöglichen. Schwerpunkt des Kapitels soll aber ein Überblick der Wechselwirkung mit dem Atomkern selber sein.

2.1 Atomare Wechselwirkung

Die Wechselwirkungen der Photonen, oder auch γ -Quanten genannt, mit den Atomen, speziell den Hüllenelektronen, ist im Experiment in zweierlei Hinsicht bedeutend. Zum einen wird die Strahlung am Target selbst gestreut, ohne dass es dabei zu nuklearen Wechselwirkungen kommt, zum anderen erklären diese Prozesse auch die Form der vom Detektor gemessenen Spektren. Im Wesentlichen unterscheidet man drei wichtige Effekte:

- Der Photoeffekt:

Dieser Effekt dominiert den Wirkungsquerschnitt bei niedrigen Energien bis zu einigen hundert keV. Das ankommende γ -Quant überträgt seine Energie vollständig auf ein Elektron des Atoms. Dieser Prozess ist besonders wichtig, da er die Funktionsweise des Germaniumdetektors dominiert. Ein Photon, welches in den Detektor einfällt, kann ein Elektron mit hoher Energie freisetzen, was allerdings auch durch andere Prozesse möglich ist.

Dieses schnelle Elektron wird auf seinem Weg durch den Germaniumkristall mit vielen anderen Elektronen aus dem Valenzband wechselwirken, bis seine kinetische Energie verbraucht ist. Bei ausreichendem Energieübertrag werden die gestoßenen Elektronen in das Leitungsband des Halbleiters gehoben, wo sie durch die anliegende Spannung abgesaugt werden. Da die Ionisationsenergie für Germanium im Mittel nur 2,95 eV beträgt, wird dadurch eine Vielzahl von Elektron-Lochpaaren erzeugt. Durch die damit erreichte hohe Statistik lässt sich auch die gute Energieauflösung erklären.

- Der Compton-Effekt:

Höherenergetische Strahlung wechselwirkt vorrangig über Comptonstreuung mit Materie. Dabei wird das einfallende Photon an den Elektronen der Atome gestreut und verliert einen Teil seiner Energie. Dieser Prozess erzeugt die charakteristische Form der Spektren, da es möglich ist, dass das einfallende Photon nur einen Teil seiner Energie im Detektor deponiert und sich im Spektrum neben einer einzelnen deutlich sichtbaren Linie, dem sogenannten Vollenergiepeak, auch ein Kontinuum bei niedrigerer Energie bildet.

- Die Paarbildung:

Ab einer Schwellenergie, die zweimal der Ruhemasse des Elektrons plus einer Rückstoßenergie auf den Kern entspricht, kann das Photon im Feld der Atome ein Elektron-

Positron-Paar erzeugen. Das Positron annihiliert mit einem Elektron und erzeugt dabei zwei Gammaquanten von jeweils 511 keV. Geschieht dieser Prozess im Detektor, so ist es möglich, dass beide Annihilationsphotonen im Detektor registriert werden, nur eines detektiert wird oder beide entkommen. Die Entkommwahrscheinlichkeit hängt von der Größe des Detektors und vom verwendeten Detektormaterial ab. Im Spektrum zeigt sich die Annihilation zum einen durch Single- (ein Annihilationsphoton wird nicht registriert) und Double-Escapepeaks (beide Annihilationsphotonen werden nicht registriert), welche 511 bzw. 1022 keV unterhalb des Vollenergiepeaks zu sehen sind. Zusätzlich dazu kann es zu Paarbildung in der Umgebung des Detektors kommen. Die dabei entstehenden Positronen annihilieren ebenfalls und im Detektor wird eine Vielzahl von Photonen mit der Energie 511 keV registriert.

2.2 Nukleare Wechselwirkung

Die Photonen wechselwirken mit dem Kern durch die elektromagnetische Wechselwirkung. Die durch den Elektronenbeschleuniger ELBE zur Verfügung gestellte Bremsstrahlung, vgl. Kapitel 3.1, ist in der Lage, einzelne Kernniveaus anzuregen. Der angeregte Kern wird über einen oder mehrere Schritte, jeder unter Emission eines Photons, in den Grundzustand zurückfallen. In Analogie zur Optik und der Anregung atomarer Niveaus spricht man von einer Fluoreszenz, in diesem Falle von Kernresonanzfluoreszenz. Mit der Übersetzung ins Englische, nuclear resonance fluorescence, ist auch die gängige Abkürzung NRF einfach erschließbar.

Durch die Anregung mit Bremsstrahlungsphotonen finden überwiegend Dipolübergänge statt. Ein Dipolübergang kennzeichnet einen Übergang, bei dem sich der Spin J des Kerns maximal um 1 erhöht oder erniedrigt. Ändert sich die Parität π beim Übergang, spricht man von elektrischen Dipolübergängen ($E1$), bleibt sie erhalten, so spricht man von magnetischen Dipolübergängen ($M1$). Für die untersuchten Kerne, die beide zu den gg-Kernen zählen (gerade Protonen- und Neutronenzahl) ergibt sich ein Grundzustand $J^\pi = 0^+$. In Abbildung 7 erkennt man die durch die Art des Übergangs erreichten angeregten Niveaus bzw. "Levels", ausgehend vom Grundzustand.

Durch das kontinuierliche Bremsstrahlungsspektrum, das Energien bis zur Neutronenseparationsenergie (9.107 MeV (^{136}Ba) bzw. 9.855 MeV (^{86}Kr)) abdecken kann, werden innerhalb dieses Energiebereiches Niveaus mit einem kleinem Spin angeregt. Dominierend sind dabei $E1$ -Übergänge.

Nach der Anregung befindet sich der Kern in einem Compound-Kern-Zustand. Je nach Anregungsenergie existieren verschiedene Zerfallsmöglichkeiten. Bei hohen Energien öffnen sich die Reaktionskanäle, in denen sich der Kern unter Dissoziation eines Neutrons oder Protons abregt. In Abbildung 8 erkennt man deutlich, wie sich neben der Photonenstreuung (rot) zunächst der Kanal der Protonendissoziation öffnet (grün), welcher wiederum bei etwas höherer Energie durch den (γ, n) -Kanal (schwarz) überdeckt wird. Klar erkennbar ist der Anstieg des Wirkungsquerschnitts zur $E1$ -Riesenresonanz hin. Die als Giant Di-

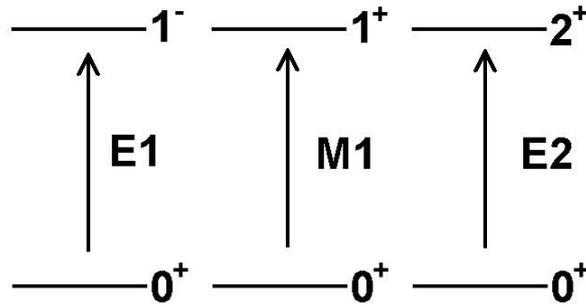


Abbildung 7 – Schematische Darstellung verschiedener möglicher elektromagnetischer Übergänge vom Grundzustand eines gg-Kerns aus.

pole Resonance (GDR) bekannte Struktur tritt bei allen Kernen auf. Sie ist erklärbar als Schwingung aller Protonen im Kern gegen alle Neutronen. Von besonderem Interesse sind die in den letzten Jahren gefundenen Pygmyresonanzen [Lane 71] am niedereenergetischen Ende der Riesenresonanzkurve, welche in verschiedenen Experimenten, beispielsweise am S-Dalinac in Darmstadt [Zilg 02], am ELBE-Beschleuniger des HZDR [Maki 10] oder am Osloer Zyklotron [Nyhu 10] beobachtet wurden. Zur Beschreibung der GDR-Kurve existieren verschiedene mathematische Ansätze. Der meist genutzte orientiert sich an der Datenbank RIPL-3 [Capo 09] der IAEA¹ und beschreibt die Riesenresonanz mit ein oder zwei Lorentzverteilungen. Alternative Beschreibungen sind zum Beispiel die Parametrisierung der Kurve mit drei Lorentzfunktionen [Jung 08], welche triaxiale Deformationen der Kerne besser berücksichtigt.

Im Falle der Kernresonanzfluoreszenz ergibt sich folgendes Reaktionsschema:



Wie in Abbildung 9 zu sehen, ist es auch möglich, dass ein angeregtes Niveau über einen oder mehrere Zwischenschritte zerfällt. Dabei wird jedes Mal ein Photon emittiert. Man spricht in diesem Falle von inelastischer Photonenstreuung.

2.2.1 Bestimmung des Wirkungsquerschnitts

Der Absorptionsquerschnitt einer einzelnen Resonanz kann folgendermaßen dargestellt werden [Skor 75]:

$$\sigma_{abs}(E) = \frac{\pi \hbar^2 c^2}{E^2} \cdot \frac{1}{2} \cdot \frac{2J_x + 1}{2J_0 + 1} \cdot \frac{\Gamma_0 \Gamma}{(E - E_x)^2 + \frac{1}{4} \Gamma^2}. \quad (2)$$

Dabei ist E die Energie des einfallenden Photons, E_x die Resonanzenergie des Niveaus. J_x ist der Drehimpuls des angeregten Zustands und J_0 der des Grundzustandes. Γ_0 ist die Übergangsbreite zum Grundzustand und Γ die gesamte Zerfallsbreite. Dabei setzt sich

¹International Atomic Energy Agency

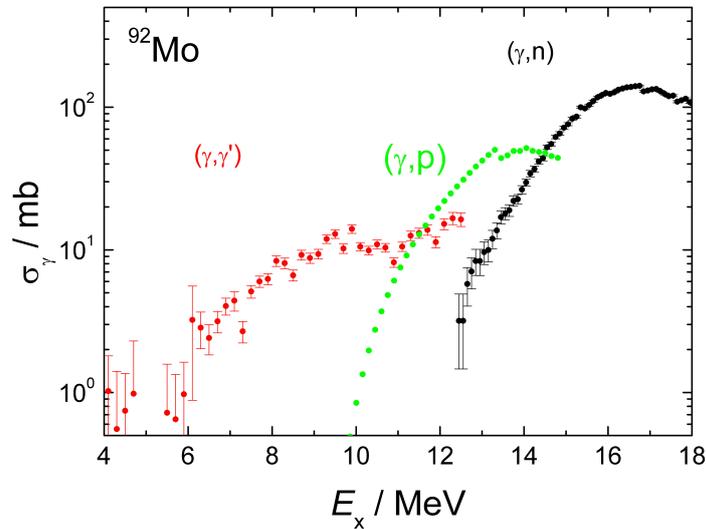


Abbildung 8 – Wirkungsquerschnitt einzelner Reaktionskanäle in Abhängigkeit von der Anregungsenergie in ^{92}Mo [Ruse 07]

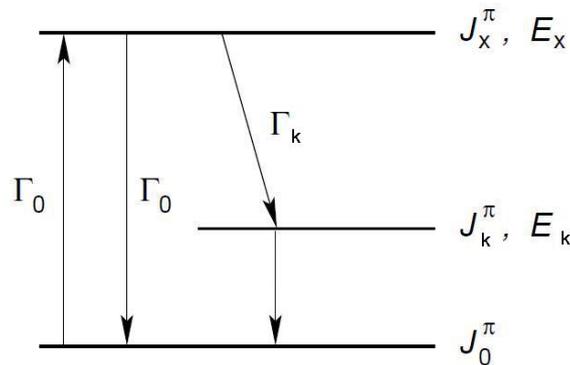


Abbildung 9 – Anregung eines bestimmten Niveaus und Zerfall direkt in den Grundzustand (links) oder mit Hilfe eines Zwischenschritt (rechts) über das Niveau mit der Anregungsenergie E_k .

diese Breite aus den einzelnen Breiten für den elastischen Übergang Γ_0 , die inelastischen Übergänge Γ_k (vgl. Abb.9) und den Breiten bei Übergängen mit Teilchenemission Γ_t zusammen. Die letzte Breite entfällt, falls die Anregungsenergie unterhalb der Schwelle für Teilchenemission liegt.

$$\Gamma = \Gamma_0 + \sum_k \Gamma_k + \Gamma_t \quad (3)$$

Die in Gleichung 2 dargestellte Form der Resonanz entspricht einer Breit-Wigner-Verteilung. Sie gilt allgemein für die Absorption und muss für die Streuung angepasst werden [Malm 66],

sobald es mehr als eine Möglichkeit der Abregung gibt.

$$\sigma_{\gamma\gamma}(E) = \sigma_{abs}(E) \cdot \frac{\Gamma_k}{\Gamma} \quad (4)$$

Damit ergibt sich die modifizierte Gleichung 2:

$$\sigma_{abs}(E) = \frac{\pi}{2} \cdot \frac{\hbar^2 c^2}{E^2} \cdot \frac{2J_x + 1}{2J_0 + 1} \cdot \frac{\Gamma_0 \Gamma_k}{(E - E_x)^2 + \frac{1}{4}\Gamma^2}. \quad (5)$$

Man kann im Maximum der Kurve ($E = E_x$) einen Wirkungsquerschnitt als Amplitude definieren, der nur noch von der Energie im Maximum abhängt:

$$\sigma_{max} = \sigma_{abs}(E_x) = 2\pi \cdot \frac{\hbar^2 c^2}{E_x^2} \cdot \frac{2J_x + 1}{2J_0 + 1} \cdot \frac{\Gamma_0}{\Gamma} \cdot \frac{\Gamma_k}{\Gamma} \quad (6)$$

Durch die thermische Bewegung der Kerne innerhalb der Probe verbreitert sich diese Kurve, einem klassischem Dopplereffekt entsprechend. Diese Verbreiterung entspricht einer Maxwellverteilung, welche auf den im Maximum bestimmten Wirkungsquerschnitt angewendet wird.

$$\sigma_D = \sigma_{max} \cdot \psi(x, t) \frac{\Gamma_k}{\Gamma} \quad (7)$$

$$x = \frac{2 \cdot (E - E_x)}{\Gamma} \quad \text{und} \quad t = \frac{\Delta^2}{\Gamma^2}$$

Dabei entspricht $\Delta = E \cdot \sqrt{\frac{2k_B T_{eff}}{Mc^2}}$ einer klassischen Dopplerverbreiterung eines Kerns mit der effektiven Kerntemperatur T_{eff} und der Masse M . k_B ist die Boltzmannkonstante und c die Lichtgeschwindigkeit. Die Funktion $\psi(x, t)$ ist definiert als

$$\psi(x, t) = \frac{1}{2\sqrt{\pi t}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-\frac{(x-y)^2}{4t}}}{1+y^2} dy \quad (8)$$

Da im Regelfalle die Dopplerverbreiterung sehr viel größer ist als die Linienbreite ($\Delta \gg \Gamma$), kann man den Ausdruck 7 mit Hilfe des gelösten Integrals aus Gleichung 8 in folgende Form bringen:

$$\sigma_D = \pi^{\frac{3}{2}} \cdot \frac{\hbar^2 c^2}{E^2} \cdot \frac{2J_x + 1}{2J_0 + 1} \cdot \frac{\Gamma_0}{\Delta} \cdot \frac{\Gamma_k}{\Gamma} \cdot e^{-\left(\frac{E-E_x}{\Delta}\right)^2} \quad (9)$$

Die endliche Auflösung der im Experiment eingesetzten Germaniumdetektoren von einigen keV, ist sowohl größer als die Dopplerverbreiterung (im Regelfall einige eV) als auch die Linienbreite (im Bereich meV bis maximal eV). In Bild 30 ist dies deutlich für die im Experiment verwendeten Kerne nachzuvollziehen. Daher ist es sinnvoll, einen energieintegrierten Streuquerschnitt einzuführen. Die folgende Gleichung beschreibt den Wirkungsquerschnitt für eine Streuung von Photonen mit der Energie E_x für einen im Grundzustand befindlichen Kern, der sich in das angeregte Niveau k abregt.

$$I_S = \int \sigma_D dE = \pi^2 \cdot \frac{\hbar^2 c^2}{E^2} \cdot \frac{2J_x + 1}{2J_0 + 1} \cdot \Gamma_0 \frac{\Gamma_k}{\Gamma} \quad (10)$$

Für das Streuexperiment gilt nun, dass man nach der Messzeit t , A gemessene Ereignisse detektiert hat. Das Target besteht aus N Kernen, welche von Photonen mit dem Fluss N_γ bestrahlt werden. Der Detektor hat eine Ansprechwahrscheinlichkeit ε und deckt den Raumwinkel Ω ab. Zusätzlich benötigt man einen Ausdruck W für die Winkelverteilung der emittierten Photonen, welcher im nächsten Kapitel näher erläutert wird.

$$A = \int_T \int_\Omega \int_{E-\Delta}^{E+\Delta} N \cdot N_\gamma(E) \cdot \varepsilon(E) \cdot \frac{d\sigma}{d\Omega} \cdot \frac{W}{4\pi} dE d\Omega dt \quad (11a)$$

$$A = N \cdot \Phi(E) \cdot \varepsilon(E) \cdot \frac{W^m}{4\pi} \cdot \Delta \cdot \Omega \cdot \int_{E-\Delta}^{E+\Delta} \sigma_D dE \quad (11b)$$

$$A = N \cdot \Phi(E) \cdot \varepsilon(E) \cdot \frac{W^m}{4\pi} \cdot \Delta \cdot \Omega \cdot I \quad (11c)$$

Gleichung 11c gilt unter folgenden Annahmen:

- Der Fluss über die Zeit integriert ergibt die Fluenz, welcher innerhalb des Energieintervalls Δ keine großen Änderungen zeigt.
- Die Effizienz der Detektoren ändert sich über das Energieintervall Δ nicht und ist zeitlich konstant.
- Der Winkelverteilungskoeffizient geht aus einer Integration über den Raumwinkel hervor, den der Detektor abdeckt. Daraus ergibt für W sich der integrierte Wert W^m .
- Es handelt sich um ausreichend dünne Targets. Sonst müssten im Integral des Wirkungsquerschnitts Selbstabsorptionseffekte berücksichtigt werden.

Die Bestimmung des Photonenfluenz erfolgt durch gleichzeitiges Messen eines zweiten Materials, für die hier präsentierten Experimente ^{11}B . Durch die einfache Struktur seiner Zustände innerhalb des Energiebereiches unter 15 MeV - siehe Anhang B - sowie die gut vermessenen Streuwirkungsquerschnitte eignet es sich als Kalibrierstandard.

Damit wird der energieintegrierte Querschnitt des Targetmaterials relativ zu einem Übergang in Bor nach folgender Gleichung bestimmt:

$$I_{S\ Probe}(E) = \frac{N_{B11}}{N_{Probe}} \cdot \frac{\Phi(E_{B11})}{\Phi_{Probe}(E)} \cdot \frac{\varepsilon(E_{B11})}{\varepsilon_{Probe}(E)} \cdot \frac{W_{B11}}{W_{Probe}} \cdot \frac{A_{Probe}}{A_{B11}} \cdot I_{S\ B11} \quad (12)$$

2.2.2 Winkelverteilung

Der in Gleichung 11 verwendete Faktor W trägt der Tatsache Rechnung, dass es bei einer Kaskadenabregung eines angeregten Kernzustands eine Korrelation zwischen den beiden

emittierten Photonen gibt. Wie in der Referenz [Frau 66] gezeigt, lässt sich der Faktor W durch Legendrepolynome ausdrücken:

$$W(\theta) = \sum_{k \text{ gerade}} A_k(\gamma) A_k(\gamma') P_k(\cos \theta) \quad (13)$$

Diese Relation gilt für zwei korrelierte Übergänge [Hami 40], also auch für die Anregung und die anschließende Abregung eines Zustands in Kernresonanzfluoreszenzexperimenten. θ stellt dabei den Winkel zwischen einfallendem und abgestrahltem Photon dar. Die beiden Terme A_k beinhalten die Koeffizienten, die die Übergänge zwischen den Zuständen beschreiben. Sie hängen von den Drehimpulsen der Zustände ab sowie von der Art des Überganges. Nach Hamilton [Hami 40] gilt für Dipol- und Quadrupolübergänge folgende Relation:

Dipolübergang $0 \mapsto 1 \mapsto 0$

$$W = \frac{3}{4}[1 + \cos^2(\theta)] \quad (14)$$

Quadrupolübergang $0 \mapsto 2 \mapsto 0$

$$W = \frac{5}{4}[1 - 3 \cos^2(\theta) + 4 \cos^4(\theta)] \quad (15)$$

Die räumlichen Verteilungen für einen Kern mit Grundzustandsdrehimpuls und -parität $J^\pi = 0^+$ sind in Abbildung 10 zu erkennen. Wie man sieht, besitzen die Winkelverteilungen mehrere Maxima, unter anderem unter 53° , unter 90° und unter 127° . Da aber bei Vorwärtswinkeln auch der Untergrund aus atomar gestreuten Photonen höher ist als unter Rückwärtswinkeln, entfällt diese Position aus experimentellen Gründen. Für Dipolstrahlung nimmt der Quotient $\frac{W(90^\circ)}{W(127^\circ)}$ einen minimalen Wert von 0.74 an. Für Quadrupolstrahlung erreicht man einen maximalen Wert von 2.28. Eine Detektoranordnung, die unter 127° und 90° relativ zum einfallenden Strahl steht, ist also in der Lage mit den besten Untergrundbedingungen zwischen Dipol- und Quadrupolübergängen zu unterscheiden. Die experimentellen Daten, Kapitel 4.4, bestätigen die Tatsache, dass es hauptsächlich zu Dipolan- und -abregungen kommt.

2.2.3 Übergangswahrscheinlichkeiten

Ist die in Gleichung 2 eingeführte Übergangsbreite Γ_0 bekannt, kann man daraus die sogenannte reduzierte Übergangsstärke $B(\Pi, L) \downarrow$ zum Grundzustand definieren. Sie hängt von der Art des Übergangs Π (E oder M) und der Multipolordnung L ab [Skor 66].

$$\Gamma_0 = 8\pi \sum_{\Pi L} \frac{L+1}{L[(2L+1)!!]^2} \left(\frac{E_\gamma}{\hbar c}\right)^{2L+1} B(\Pi, L) \downarrow \quad (16)$$

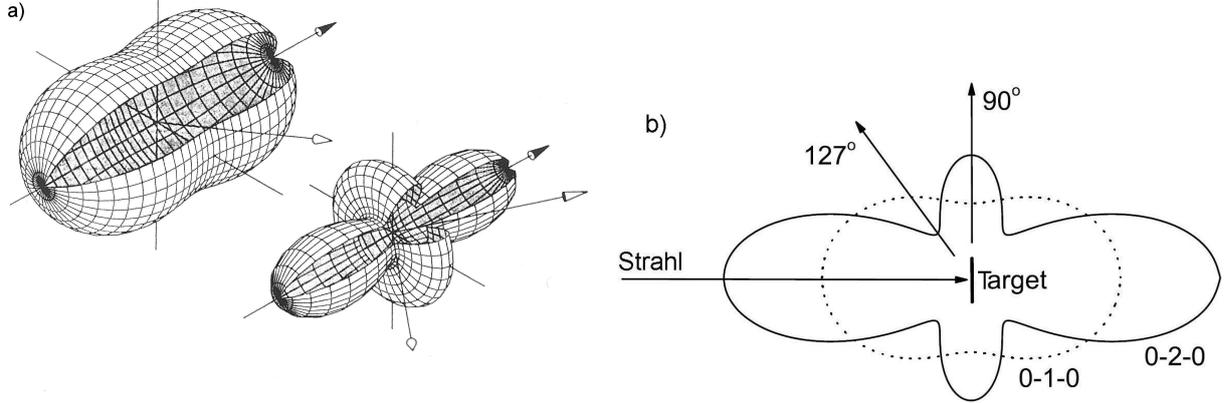


Abbildung 10 – Intensitätsverteilungen für Dipolstrahlung (linkes Bild [Zieg 90] oben, rechtes Bild gestrichelte Kurve) und Quadrupolstrahlung (linkes Bild unten, rechtes Bild durchgezogene Linie)

Man unterscheidet hierbei zwischen Anregung und Abregung. Die Übergangsstärken dafür sind folgendermaßen verknüpft:

$$B(\Pi, L) \uparrow = \frac{2J_x + 1}{2J_0 + 1} B(\Pi, L) \downarrow \quad (17)$$

Damit ergibt sich für die im Experiment angeregten Übergänge:

$$B(E1) \uparrow = 0.00287 \frac{\Gamma_0}{E_\gamma^3} \cdot \frac{\text{MeV}^3}{\text{meV}} \cdot e^2 \text{ fm}^2 \quad (18a)$$

$$B(M1) \uparrow = 0.2606 \frac{\Gamma_0}{E_\gamma^3} \cdot \frac{\text{MeV}^3}{\text{meV}} \cdot \mu_N^2 \quad (18b)$$

$$B(E2) \uparrow = 6200 \frac{\Gamma_0}{E_\gamma^5} \cdot \frac{\text{MeV}^5}{\text{meV}} \cdot e^2 \text{ fm}^4 \quad (18c)$$

$$(18d)$$

Dabei wurden die kernphysikalisch üblichen Einheiten für elektrische und magnetische Größen verwendet:

$$1 e^2 \text{ fm}^2 = 1.44 \text{ MeV} \cdot \text{fm}^3 \quad \text{und} \quad 1 \mu_N^2 = 0.011 e^2 \text{ fm}^2 \quad (19)$$

Diese Übergangsstärken sind direkt mit den reduzierten Matrixelementen verknüpft, welche in theoretischen Rechnungen zur Photonenstreuung auftauchen [Bohr 80, Nath 66]. Sie kennzeichnen die Übergangswahrscheinlichkeit, mit der ein Zustand $\langle J_n^\pi |$ mit Spin J und Parität π aus dem Grundzustand $|0\rangle$ angeregt wird.

$$B(\Pi, L) \uparrow = \frac{1}{2J_0} |\langle J_n^\pi | \mathcal{M}(\Pi, L) | 0 \rangle|^2 \quad (20)$$

Die Übergangstärken können auch dazu benutzt werden um mit Hilfe der sogenannten Weisskopfheiten ein Maß für die Kollektivität der Übergänge zu bestimmen. Die Weisskopfheiten sind dabei folgendermaßen definiert [Bohr 80]:

$$B_w(EL) = \frac{1.2^{2L}}{4\pi} \cdot \left(\frac{3}{L+3}\right)^2 \cdot A^{\frac{2L}{3}} \cdot e^2 \text{ fm}^{2L} \quad (21a)$$

$$B_w(ML) = \frac{10}{\pi} \cdot (1.2)^{2L-2} \cdot \left(\frac{3}{L+3}\right)^2 \cdot A^{\frac{2L-2}{3}} \cdot e^2 \text{ fm}^{2L-2} \quad (21b)$$

Für die im Experiment betrachteten Kerne ergeben sich für elektrische Dipolübergänge mit den Nukleonenzahlen $A = 86$ bzw. 136 die folgenden Weisskopfheiten (W.U.):

^{86}Kr :

$$1 \text{ W.U. }_{E1} = 1.256 \text{ e}^2 \text{ fm}^2 \quad (22)$$

^{136}Ba :

$$1 \text{ W.U. }_{E1} = 1.705 \text{ e}^2 \text{ fm}^2 \quad (23)$$

Wie in anderen Arbeiten [Endt 79] gezeigt, erwartet man für Ein-Teilchen-Übergänge Übergangstärken im Bereich von 10^{-6} bis 10^{-5} Weisskopfheiten. Diese Übergänge kennzeichnen sich durch die Anregung eines einzelnen Teilchens, welches gegenüber dem Kern schwingt. Übergänge mit höheren Stärken sind Schwingungen an denen viele Nukleonen beteiligt sind.

3 Versuchsaufbau

3.1 Experimente am Elektronenbeschleuniger ELBE

Das Helmholtz-Zentrum Dresden-Rossendorf betreibt mit dem supraleitenden Elektronenbeschleuniger ELBE ein Großgerät, welches verschiedensten Nutzern Möglichkeiten bietet, Versuche durchzuführen. Der Elektronen-Linearbeschleuniger mit hoher Brillianz und niedriger Emittanz liefert dabei Elektronenstrahlen mit Energien von bis zu 40 MeV bei einem maximalen mittleren Strahlstrom von 1 mA [Gabr 00]. Die Beschleunigung erfolgt in zwei supraleitenden Niobiumbeschleunigermodulen, welche die kinetische Energie der Elektronen jeweils um etwa 20 MeV erhöhen. Dies ermöglicht folgende zur Zeit durchgeführte Experimente [HZDR] :

- Betrieb eines Freie-Elektronen-Lasers mit Experimentiermöglichkeit in optischen Laboren und am naheliegenden Hochfeldmagnetlabor,
- Nutzung von Elektronen mit bis zu 40 MeV zur Untersuchung von Strahlenschäden in zellbiologischen Proben,
- Detektortests mit einem Elektronenstrahl, der pro Strahlpaket nur noch ein einzelnes Elektron enthält,
- Neutronenexperimente. An der weltweit einzigen Photoneutronenquelle an einem supraleitenden Elektronenbeschleuniger werden Neutronen durch Bremsstrahlung in einem Flüssigbleitarget erzeugt. Die exzellente Zeitstruktur des Primärstrahls erlaubt den Betrieb einer der kürzesten Neutronenflugzeitstrecken der Welt mit 6 m Flugstrecke,
- Positronen-Annihilations-Spektroskopie zur Materialforschung,
- Experimente mit Bremsstrahlung am Kernresonanzfluoreszenzmessplatz.

Der Strahlpfad zur Erzeugung von Bremsstrahlung für Kernresonanzexperimente [Schw 05] zweigt nach der ersten Beschleunigereinheit ab, wie in den Abbildung 11 und 12 zu sehen. Der Elektronenstrahl mit maximal 18 MeV Energie wird auf einen Radiator aus 7 μm dicker Niobiumfolie gelenkt. Durch die Wechselwirkung der Elektronen mit den Atomen des Radiators wird Bremsstrahlung erzeugt [Wagn 99, Schi 03a], die in Vorwärtsrichtung ihre maximale Intensität hat. Der verbleibende Elektronenstrahl wird abgelenkt und in einem Strahlfänger gestoppt [Schi 03b], wobei die dort entstehende Strahlung auch für Aktivierungsexperimente genutzt werden kann [Erha 06, Nair 10]. Nicht in Bild 12 zu erkennen ist der Strahlhärter, der im Experiment aus Aluminium bestand. Dieser absorbiert vorwiegend niederenergetische Strahlung und reduziert den Photonenfluss für höhere Energien in geringem Maße [Schi 02b]. Danach durchläuft der Photonenstrahl den in der Wand eingelassenen Aluminiumkollimator [Schi 02a]. Durch das Strahlrohr passiert er eine Folie aus deuteriertem Polyethylen zur Bestimmung der maximalen Photonenenergie und trifft auf

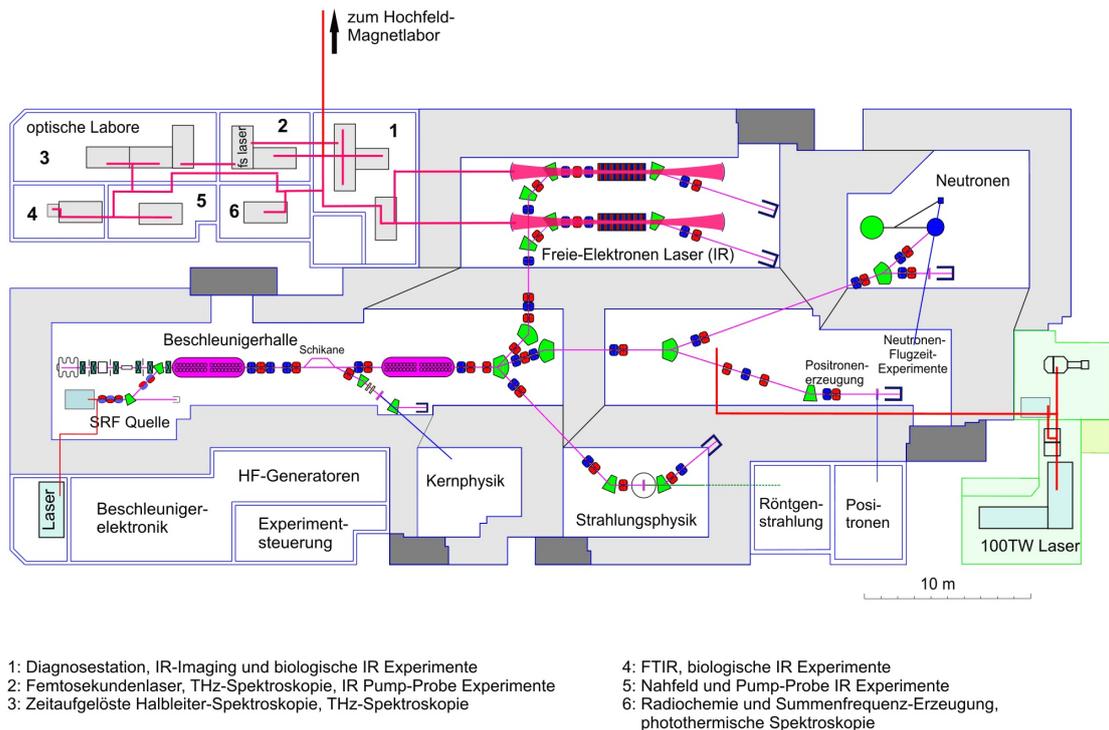


Abbildung 11 – ELBE Grundriss mit verschiedenen Experimentierplätzen

die zu untersuchende Materialprobe, auch Target genannt. An der Targetposition hat der Strahl einen Durchmesser von etwa 2 cm [Ruse 07] und wird bei Wechselwirkung gestreut. Die gestreuten Teilchen können mit dem bestehenden Aufbau, welcher im folgenden Abschnitt erläutert werden soll, detektiert werden. Am Ende des Photonstrahlpfads befindet sich ein weiter Strahlfänger [Wagn 01] in dem der verbleibende Strahl absorbiert wird. Die Möglichkeit, am Messplatz auch mit polarisierten Photonen zu messen, wurde für die in dieser Arbeit verwendeten Kerne nicht genutzt.

3.2 Kernresonanzfluoreszenzmessplatz

Die gestreuten Photonen werden mit vier hochreinen Germaniumdetektoren (high-purity germanium - HPGe) gemessen. Diese haben eine Effektivität von $\approx 100\%$ relativ zu einem $3'' \times 3''$ NaI-Szintillationsdetektor. Eine Übersicht über die verwendeten Detektoren gibt Tabelle 3.2 wieder. In Abbildung 17 erkennt man den Aufbau im Experiment. Zwei Detektoren sind unter 90° und zwei sind unter 127° relativ zum Strahl aufgestellt. Aus der Winkelverteilung der Ereignisse lassen sich, wie in Kapitel 2.2 beschrieben, die Multipolordnungen der Übergänge bestimmen.

Jeder Detektor ist mit einem Szintillator aus Bismuthgermanat (BGO) umgeben. Durch eine koinzidente Messung von HPGe- und BGO-Signalen ist es möglich, Ereignisse zu un-

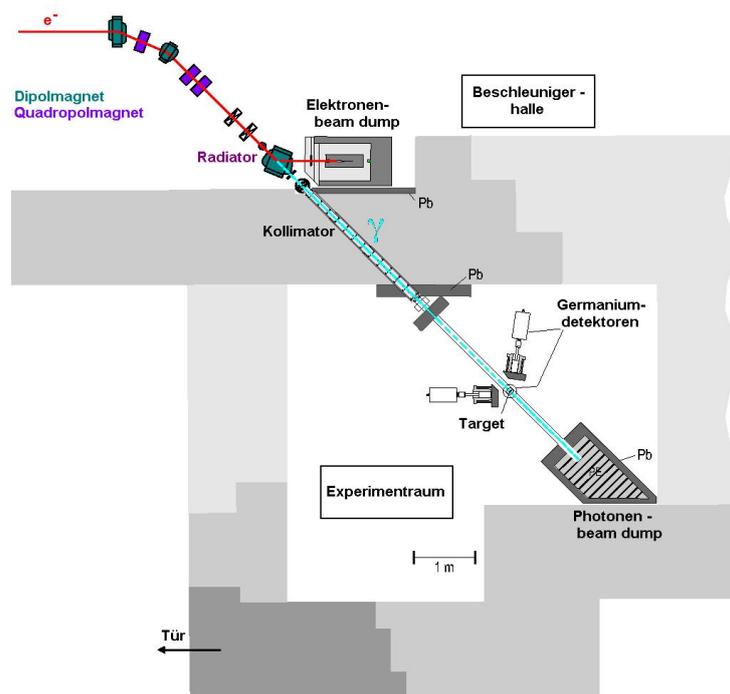


Abbildung 12 – Schematische Darstellung der Bremsstrahlungserzeugung [Schw 05]. Der Elektronenstrahl (rot) kommt von oben links und trifft auf den Radiator. Die erzeugten Photonen fliegen durch den Kollimator in den benachbarten Experimentierraum und treffen dort auf die Probe.

terdrücken, die nicht ihre volle Energie im Germaniumdetektor platzieren, sondern durch Streuung den Detektor wieder verlassen. In Bild 13 ist der Unterschied deutlich am Beispiel einer Messung mit Eichpräparaten zu erkennen.

Zur Unterdrückung von außen kommender Ereignisse sind die Detektoren mit einer Bleimantelung umgeben, die zur Probe hin mit einem Kollimator geöffnet ist. Beides ist optimiert auf Vollenergie-zu-Untergrund-Verhältnis und Zählrate [Ruse 07].

Da im niederenergetischen Bereich die Zählrate sehr hoch ist, ist es notwendig, vor die Kollimatoröffnungen Absorberscheiben in verschiedenen Dicken aus Kupfer und Blei zu platzieren, welche einen Teil der niederenergetischen γ -Strahlung absorbieren. Blei absorbiert dabei einen Teil der Strahlung mit kleiner Energie. Die nach dem Photoeffekt entstehenden Röntgenstrahlen des Bleis werden durch das Kupfer aufgefangen, so dass man durch diese Kombination eine Verringerung der Zählrate von Ereignissen mit niedriger Energie erreicht.

Detektor	Kristall- durch- messer in mm		Kristall- länge in mm	Versorgungs- spannung in V	Winkel zum Strahl	Abstand zur Probe in mm	Absorber Pb Cu in mm		abgedeckter Raum- winkel in mrad
#1 Ortec 41-N31587A	79.1	90		-4500	127°	320	8	3	8.9
#2 Eurisys 73615	76.5	86.9		+4500	90°	280	13	3	7.8
#3 Ortec 41-N31569A	78.1	93.1		-4800	127°	320	8	3	8.9
#4 Eurisys 73633	76.7	86.9		+5000	90°	280	13	3	7.8

Tabelle 1 – Detektoreigenschaften und -positionen für die vorgestellten Experimente

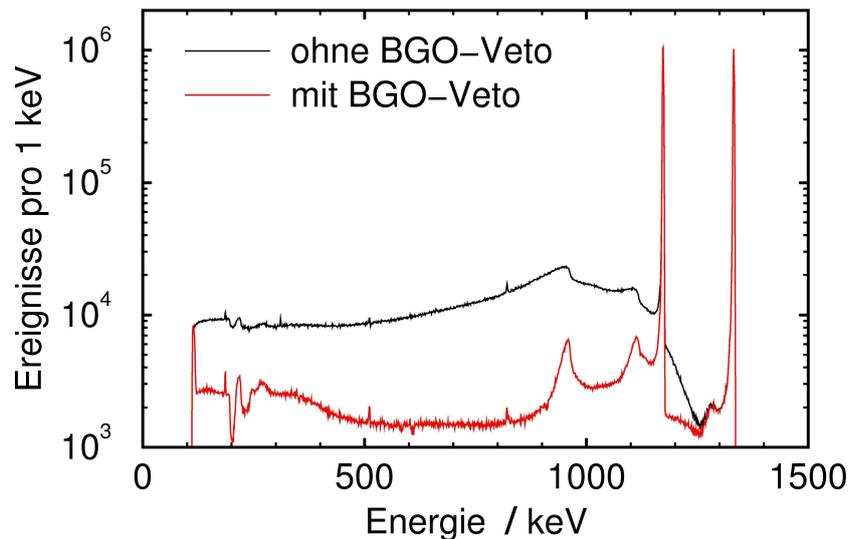


Abbildung 13 – Gemessenes Spektrum eines ^{60}Co Eichpräparates mit und ohne BGO-Unterdrückung. Zu sehen ist die Anzahl der Ereignisse pro 1 keV, aufgetragen über der gemessenen Photonenenergie.

3.3 Datenaufnahme

Ein Schema, welches die Datenaufnahme zeigt, ist in Abbildung 14 zu sehen. Die Signale aus den Germaniumdetektoren werden direkt auf einen Vorverstärker am Detektor geleitet. Die Signale werden über Koaxialkabel² aus dem Experimentierraum über 40 m in den Elektronikraum übertragen. Mit Hilfe einer Kombination aus Hauptverstärkern³ (MA) und

²RG223

³Ortec 671

14 bit Analog-zu-Digital-Konvertern⁴ (ADC) werden die analogen Detektorsignale zunächst verstärkt und anschließend digitalisiert. Durch die Verwendung des 14bit-ADC steht ein ausreichender dynamischer Bereich (Energien bis zu 16 MeV) mit hoher digitaler Auflösung zur Verfügung. Die Verwendung des spektroskopischen Hauptverstärkers erlaubt die Einstellung der Dauer für die Pulsformung. Eine längere Pulsformung bedeutet ein besseres Signal-zu-Rausch-Verhältnis, aber auch eine längere Zeit, in der der Verstärker keine Signale verarbeiten kann. Diese Zeit und die weitere Elektronik sind bereits für frühere Experimente optimiert worden. Mit Hilfe eines 50 Hz Pulsers, welcher an die Datenaufnahme während des Experiments gekoppelt war, lässt sich das Verhältnis $\frac{t_{live}}{t_{total}}$ bestimmen. Es betrug während der Messung typischerweise $\approx 93\%$ bei Zählraten von etwa 10 kHz. Die Zeitsignale der Germaniumdetektoren gelangen über einen schnellen Verstärker⁵ (Timing Filter Amplifier - TFA) auf einen Constant-Fraction Diskriminator⁶ (CFD), welcher sie in logische Signale umwandelt. Alle logischen Pulse laufen in einer Logikeinheit⁷ zusammen, welche ein Routing-Bit für die Memory Buffer generiert, falls ein BGO-Signal anliegt. Mit Hilfe dieses Bits ist es möglich, die Daten in verschiedenen Histogrammen zu sortieren. Jeder BGO-Schild der Detektoren besteht aus 8 Kristallen, welche individuell mit Photomultipliern und Vorverstärkern ausgestattet sind. Die Signale werden summiert und im Elektronikraum mit Hilfe eines Leading-Edge-Diskriminator⁸ in Logiksignale umgewandelt, welche zur oben genannten Logikeinheit laufen.

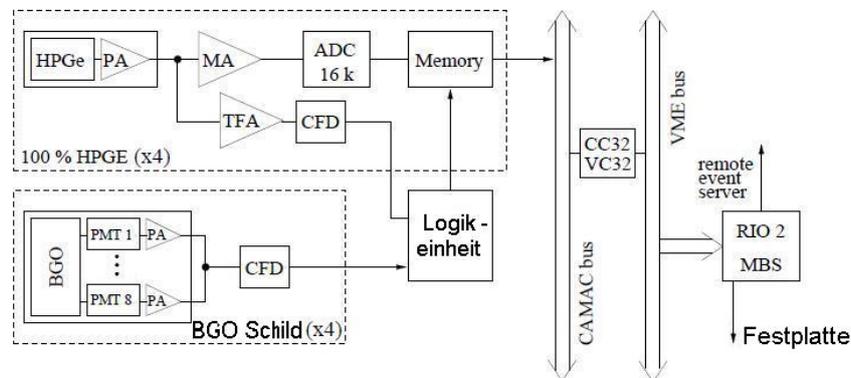


Abbildung 14 – Schema [Ruse 07] der Datenaufnahmeelektronik

Die Informationen aus den Memory-Einheiten werden über eine VME-Prozessor-Einheit vom Typ RIO (Rapid-In-Out) ausgelesen⁹. Das Datenerfassungsprogramm MBS [Bart 97]

⁴Silena 7423 UHS-S

⁵Ortec 474

⁶Ortec 584

⁷LeCroy 4516

⁸LeCroy 4608C

⁹CES7 RIO2 Power PC CPU, 200MHz, 64MB RAM

überwacht die Auslese und speichert die Daten auf Festplatte oder sendet sie zu Remote-Event-Server über Netzwerk weiter. Die Auslese ist mit VME-CAMAC-Modulen¹⁰ realisiert. An einem externen Rechner wird die Messung gesteuert und die Daten können mit Hilfe des Programms LEA [Esse 02] online überwacht und in Histogrammen gespeichert werden.

3.4 Untersuchte Isotope

Das Isotop ^{86}Kr stellt eine Besonderheit in der Reihe der am HZDR durchgeführten Experimente am NRF-Setup dar, da erstmals ein gasförmiges Isotop benutzt wurde. In Kooperation mit dem Forschungszentrum Karlsruhe, welches den Druckbehälter und die Abfüllanlage zur Verfügung stellte [Rupp 09], ist es möglich geworden, auch Dipolstärken an Gasen zu untersuchen.

In Tabelle 2 ist eine Übersicht der verwendeten Proben zu sehen. Die letzte Spalte gibt die Masse des im Experiment verwendeten Bormaterials an, um den Wirkungsquerschnitt, wie in Abschnitt 2.2.1 beschrieben, zu bestimmen.

Das Bariumtarget war in der chemischen Verbindung als Bariumcarbonat verfügbar, wobei sich die Anreicherung aus Tabelle 2 nur auf ^{136}Ba bezieht. Das Target selbst bestand aus zwei Teilen wie in Bild 16 zu sehen, wobei eines der beiden als Leihgabe der Universität zu Köln gestellt wurde.

Krypton lag als Edelgas in hoch angereicherter elementarer Form vor. Dieses wurde in die 4.19 cm^3 große Stahlkugel ausgefroren. Damit ergab sich ein Druck von ungefähr 70 bar. Da die Stahlkugel neben atomarer Streuung, wie in Kapitel 2.1 beschrieben, natürlich ebenfalls nuklear angeregt wird, war es nötig, eine zweite baugleiche Kugel ohne Füllung unter gleichen experimentellen Bedingungen zu vermessen.

Isotop	m_{gesamt} in mg Isotopenanreicherung		m_{11B} in mg
^{86}Kr	1012.6	99.41 %	150.5
$^{136}\text{BaCO}_3$	1349.25	93.00 %	318.1
	1032.64	92.80 %	
Stahlkugel	8325 (5)		150.5

Tabelle 2 – Übersicht über die verwendeten Targets

¹⁰Wiener VC32-CC32



Abbildung 15 – Stahlkugel des ^{86}Kr -Probe in der Simulation (links) und in Realität (rechts).

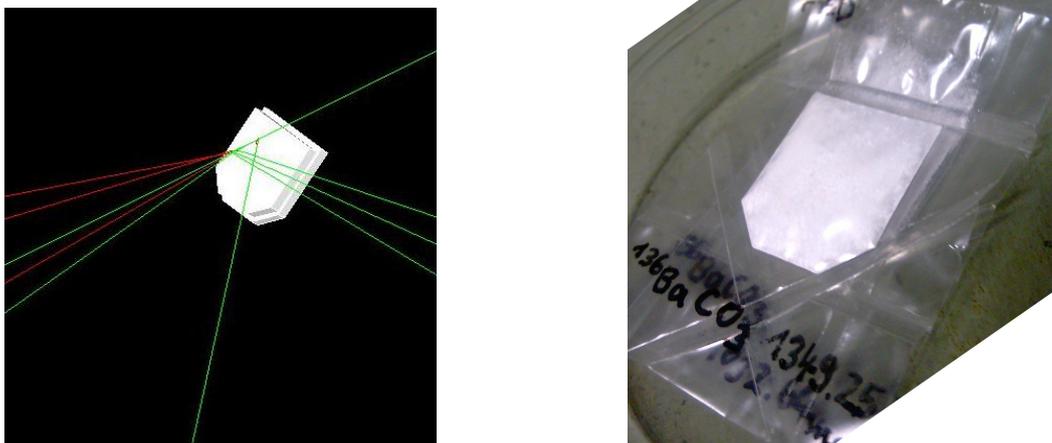


Abbildung 16 – ^{136}Ba -Target in der Simulation (links) und in Realität (rechts). Die grünen und roten Striche zeigen mögliche Bahnen von Sekundärteilchen für die Wechselwirkung eines einfliegenden Photons.

3.5 Simulationen mit GEANT4

In dieser Arbeit wurde zur Simulation von atomaren Untergrundereignissen und der Detektorantwortfunktionen das am CERN entwickelte Simulationspaket GEANT4 [Agos 03], Version 4.9.3 benutzt. Im Code wird der experimentelle Aufbau in realistischer Geometrie mit allen relevanten Komponenten nachgestellt, wie in Abbildung 17 als Vergleich zwischen experimenteller Anordnung an ELBE und Simulation zu sehen ist. Der obere Detektor ist als Schnittbild dargestellt, so dass man die einzelnen Komponenten erkennen kann. Der Germaniumdetektor (rot) mit Kühlfinger und Kontaktschicht (grün) befindet sich in der Mitte. Darum angeordnet ist das Aluminiumgehäuse (dunkelgrün) und der BGO-Detektor (weiß). Zu guter Letzt ist die Bleiabschirmung (gelb) zu sehen. Zum Strahl hin schließt der Detektor mit einem Bleikollimator ab, davor befinden sich die Absorberplatten aus Kupfer (azurblau) und aus Blei (gelb). In der Simulation ist auch das Strahlrohr aus Polyethylen (weiß) enthalten.



Abbildung 17 – Messplatz in der Simulation mit GEANT4 und im Experimentierraum. Im linken Bild zentral ist das Strahlrohr (weiß) zu sehen, welches von den vier Detektoren (rot) und ihren Bleiabschirmungen (gelb) umgeben ist. Außerdem sieht man auch die Aluminiumhalterung (blau), den Kühlfinger (grün) und den BGO (weiß). Im rechten Bild ist das schwarze Strahlrohr waagrecht zu erkennen. Zwischen der Befestigung aus Boschprofil (silbrig glänzend) sind die Detektoren (hellbraun und grün) auf ihren Messpositionen platziert.

Das in Abbildung 17 gezeigte Ereignis stellt ein Photon dar, welches von links kommend (grüner Strahl) auf die Stahlkugel trifft. Dabei ereignet sich eine Comptonstreuung. Das dabei herausfliegende Elektron (roter Strahl) bleibt im PE-Rohr stecken, das gestreute Photon (grün) fliegt Richtung oberer Detektor, streut aber im Kollimator, so dass es nicht

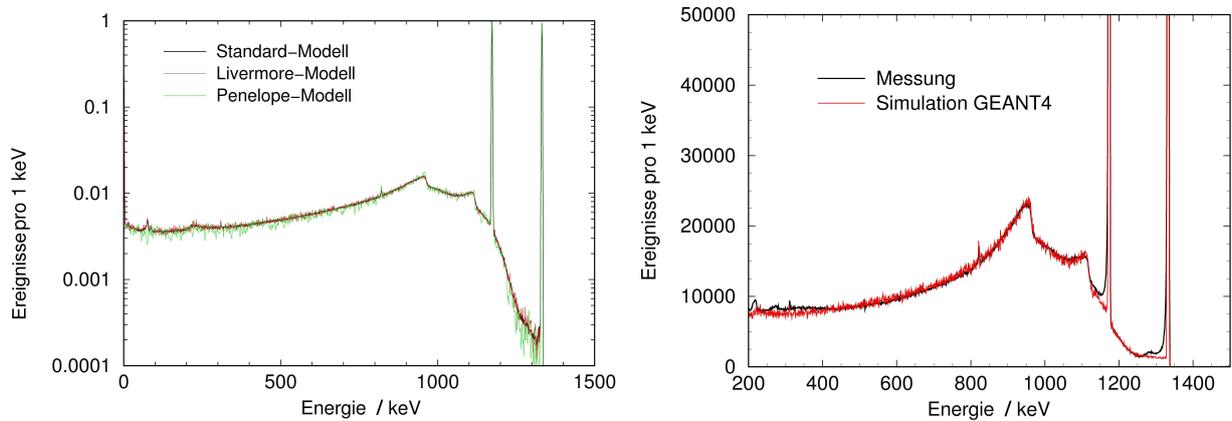


Abbildung 18 – Vergleich der GEANT4 Modelle (links) und Vergleich von Messung und Simulation des Zerfalls von ^{60}Co . Die in GEANT4 ermittelten Spektren werden mit der experimentellen Auflösung nachträglich aufgeweitet. Die in den Bildern gezeigten Daten sind jeweils auf Peakfläche normiert.

zu einem Ereignis im Detektor kommt.

Zum Test der korrekten Umsetzung des Aufbaus in die Simulation wurden verschiedene Versuche durchgeführt. Einerseits wurden radioaktive Eichquellen am Setup vermessen, andererseits die gleichen Quellen in GEANT4 simuliert, um die Simulation mit den realen Verhältnissen zu vergleichen.

In GEANT4 besteht die Möglichkeit, verschiedene Modelle für die Wechselwirkungen anzuwenden. Besonders für die elektromagnetischen Interaktionen gibt es drei Möglichkeiten. Das Standardmodell [Apos 10], das Livermore-Modell [Depa 03] und das Penelope-Modell [Pand 03]. Diese wurden getestet und letztendlich das Standardmodell ausgewählt, da es die kürzeste Rechenzeit benötigte. Die Ergebnisse unterscheiden sich nicht im benötigten Energiebereich, wie man beispielsweise am Spektrum der ^{60}Co -Quelle in Abbildung 18 erkennen kann. Das Bild 18 rechts zeigt, dass die Simulation den Verlauf des gemessenen Ergebnisses über weite Strecken reproduzieren kann. Ein Unterschied ist unterhalb der beiden Vollenergiepeaks zu sehen. Durch die unvollständige Ladungssammlung bei der Elektron-Loch-Rekombination nach einem Ereignis im Detektor kann es vorkommen, dass das nachfolgende Ereignis nicht bei der vollen Energie registriert wird. Dieser Effekt ist detektorspezifisch und wird in der Simulation nicht berücksichtigt, da nur die Energie-deposition eines Gammaquants im Germaniumkristall simuliert wird und nicht der viele tausende Elektronen umfassende Ladungstransport im Kristall. Dies verursacht einen Fehler beim Vergleich der Peakflächen zwischen Simulation und Experiment von etwa 3%.

Da mit den Eichquellen nur Vergleiche im niederenergetischen Bereich bis ungefähr 2 MeV möglich sind, wurde für höhere Energien auf einen Vergleich mit Experimenten und den GEANT3 Simulationen aus der Arbeit von G. Rusev [Ruse 07] zurückgegriffen. Im Experiment wurde die Photonenstreuung an natürlichem Kohlenstoff an ELBE vermessen. Ein Vorteil dieser Messung ist, dass es wenige einzelne Resonanzen gibt (siehe Anhang D), die

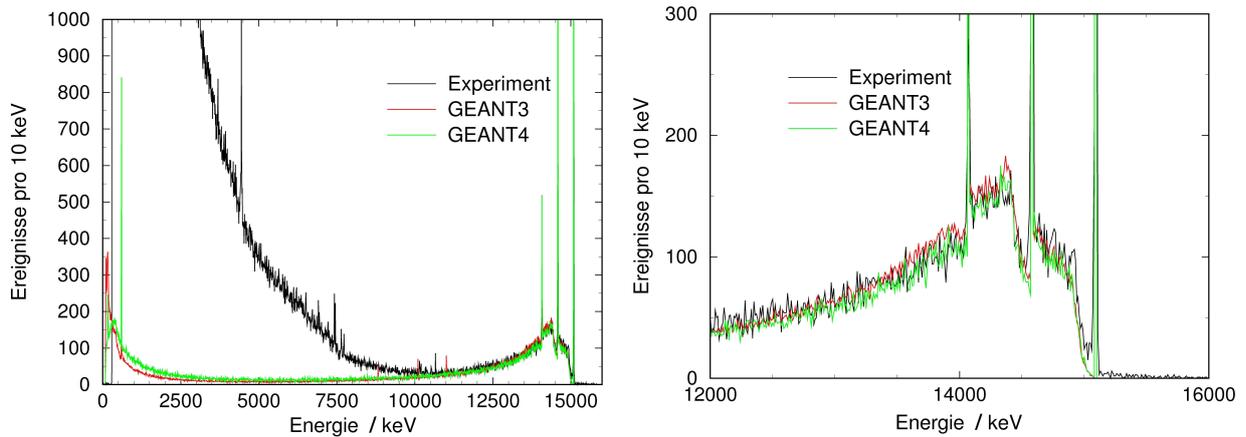


Abbildung 19 – Simulation der Detektorantwort eines einzelnen angeregten Niveaus bei $E_\gamma = 15.1 \text{ MeV}$. Im Vergleich dazu ist ein im Experiment gemessenes Spektrum für die Photonenstreuung an ^{nat}C für die Detektoren unter 127° ohne Comptonunterdrückung durch den BGO zu sehen.

angeregt werden können. Dadurch kann man die Antwortfunktionen des Detektors im oberen Energiebereich testen. In Bild 19 sieht man den Vergleich zwischen den Simulationen und dem Experiment. Unterhalb des Vollenergiepeaks erkennt man deutlich die Single- und Doubleescapepeaks, die sehr gut wiedergegeben werden. Die Form des Spektrums ist ebenfalls reproduzierbar, wobei die beiden GEANT-Pakete sich nicht wesentlich unterscheiden, wie sich auch in Abbildung 22 zeigt. Bis zu einer Energie von etwa 10.6 MeV ist die Simulation mit dem Experiment vergleichbar. Unterhalb dieser Energie erscheint ein weiterer Übergang (vgl. Anhang D), der aber nicht in der Simulation implementiert ist. Der Anstieg des experimentellen Spektrums (schwarz) zu kleinen Energien hin zeigt auch den Einfluss des atomaren Untergrunds, der durch nicht am Kern gestreute Photonen entsteht. Dieser wurde aber im hier gezeigten Bild nicht mitsimuliert.

4 Auswertung

In diesem Kapitel soll die Analyse vorgestellt werden, die benutzt wurde, um den Wirkungsquerschnitt aus den Daten zu extrahieren. Erster Schritt der Auswertung ist die Analyse einzelner starker Linien. Die aufgenommenen Daten des Experiments sind dabei in Datensätze geteilt, die einen Zeitraum von ungefähr vier Stunden umfassen. Auch sind die Spektren jedes Detektors zunächst einzeln in Dateien gespeichert. Diese Rohdaten werden zunächst auf Verstärkungsschwankungen untersucht, wenn nötig werden die Histogramme neu skaliert. Danach wurden die Daten für die gesamte Messzeit und pro Detektorpaar (127° und 90°) aufsummiert. Als zweites folgt die Kalibrierung des Summenspektrums anhand der Energie bekannter Übergänge. In diesen kalibrierten Spektren werden danach alle Übergänge, welche als Linien erkennbar hervortreten, gefittet. Zur Analyse der Daten ist es wichtig, wie in Kapitel 2.2.1 gezeigt, die Effizienz der Detektoren zu kennen. Dann wird die Multipolordnung der Übergänge mit Hilfe des Intensitätsverhältnisses zwischen den Winkeln bestimmt. Zur Bestimmung des Wirkungsquerschnittes für Grundzustandsabregung muss das Spektrum korrigiert werden. Das breite Kontinuum, vgl. die Abbildungen 34 und 41, auf welchem einzelne scharfe Linien sitzen, enthält eine Vielzahl von Einträgen, die keinen Grundzustandsübergängen aus angeregten Kernniveaus entsprechen. Mit Hilfe der simulierten Detektorantwortfunktionen werden die Spektren korrigiert auf Einträge, welche detektorbedingt nicht als Vollenergieeinträge auftauchen. Durch die in Kapitel 2.1 beschriebenen Prozesse ist es möglich, dass in energetisch niedrig liegenden Energieintervallen Einträge erzeugt werden.

Nach Abzug des an der Probe atomar gestreuten Untergrunds, welcher nicht von Interesse für die nukleare Wechselwirkung ist, ist es möglich, auch die im Kontinuum liegende nichtauflösbare Stärke zu bestimmen. Der letzte Schritt besteht in der Korrektur der Daten auf inelastische Streuungen, also auf Kernanregungen, welche sich über einen oder mehrere Zwischenschritte wieder abregen.

4.1 Bestimmung der Übergangsenergien

Die einzelnen starken Übergänge zwischen den Kernniveaus treten im Spektrum als diskrete Linien auf. Bei diesen sogenannten Peaks ist eine theoretische Funktion bekannt, die den Energieverlauf beschreibt. Beim Anpassen der Parameter der Funktion, auch Fitten genannt, soll neben der Stärke des Übergangs auch die exakte Photonenenergie bestimmt werden, welche durch Prozesse im Detektor verschmiert wird [Debe 88]. Zum Anpassen wurde der Fortan Code „Gammax“ von G. Winter benutzt. Dieser enthält die folgende Fitfunktion für den Peak:

$$f_{Linie}(x) = \frac{0.565}{\sqrt{2} \cdot \sigma} \cdot A \cdot \left\{ e^{-\frac{(x-x_m)^2}{2\sigma^2}} \right. \quad (24a)$$

$$\left. + A_{as} \cdot \frac{\sqrt{2}\sigma \cdot 1.772}{\lambda} \cdot e^{\left(\frac{x-x_m}{\lambda} + \frac{\sigma^2}{2\lambda^2}\right)} \cdot \operatorname{erf}\left(\frac{x-x_m}{\sqrt{2}\sigma} + \frac{\sigma}{\sqrt{2}\lambda}\right) \right\} \quad (24b)$$

Der Peak selbst besteht aus einer gaußförmigen Funktion, die durch statistische Fluktuation bei der Ladungssammlung im Germaniumdetektor entsteht [Jorc 77]. Wie in Gleichung 24a zu sehen, gibt es dabei neben der Kanalnummer x drei Parameter: A für die Peakfläche, x_m für die Peakposition und σ für die gemessene Halbwertsbreite.

Des Weiteren tritt in Gleichung 24b ein asymmetrischer Anteil auf, welcher aber ebenfalls zum Linieninhalt gezählt werden muss. Dieser entsteht durch mögliche Fehlstellen und Feldinhomogenitäten im Detektor Durch die Rekombination der Ladungsträger, durch Energieverlust durch Photoelektronen im nichtsensitiven Teil des Detektors aber auch durch Bremsstrahlung im Detektor kommt es zu einer nicht vollständigen Sammlung der Ladungsträger [Prus 82], obwohl das Photon vollständig absorbiert wurde. Diese Komponente ist mit einer Exponentialfunktion, welche mit einer Stufe gefaltet wird, berücksichtigt. Ihre Parameter sind dabei die Fläche des asymmetrischen Anteils A_{as} und der Asymmetrieparameter λ . Die Stufe selbst ist folgendermaßen definiert:

$$\text{erf}(z) = \frac{1}{e^{2.225718z+0.202197z^3}} \quad (25)$$

Zusätzlich gibt es einen Untergrund unter dem Peak, welcher linear angesetzt werden kann. Dieser setzt sich aus dem Kontinuum der nicht auflösbaren Peaks sowie den Comptonkontinua höherenergetischer Übergänge zusammen.

$$f_{\text{Untergrund}} = n + m \cdot x \quad (26)$$

Die gesamte Fitfunktion besteht also aus der Summe von Linie und Untergrund:

$$f_{\text{fit}} = f_{\text{Linie}} + f_{\text{Untergrund}} \quad (27)$$

In Abbildung 20 ist das Ergebnis der Fitprozedur graphisch dargestellt. Die Fitfunktion (rot) gibt sehr gut die Daten (rot) wieder, wobei man sieht, dass die Annahme eines linearen Untergrunds (grün) sich als sehr gute Näherung erweist. Im rechten Teil von Bild 20 erkennt man aber auch, dass zum Beispiel im Bereich zwischen 5720 und 5730 keV es zu Abweichungen vom Untergrund kommt, die aber nicht als eindeutiger Peak zu identifizieren sind. Deswegen ist es nötig, auch das Kontinuum mit zu analysieren, wie in den folgenden Kapiteln gezeigt wird.

4.2 Energiekalibrierung des Detektoraufbaus

Mit Hilfe der Eichpräparate aus Anhang A war es möglich, die Detektoren zu kalibrieren. Durch die verwendeten ADC besitzen die aufgenommenen Spektren eine sehr gute Linearität zwischen gemessenem Kanal und im Detektor deponierter Energie. Es ist möglich, dem gemessenen Kanal nach der folgenden gefundenen Formel einer Energie zuzuordnen.

$$E = \{0.99812(6) \cdot \text{Kanalnummer} + 2.48(8)\} \text{ keV} \quad (28)$$

Für jede Messung - mit ^{86}Kr gefüllte Stahlkugel, leere Stahlkugel und für ^{136}Ba - wurde jeder Detektor einzeln kalibriert. Die in Formel 28 gezeigte Kalibrierung gilt nur für Detektor 2 im Experiment mit ^{86}Kr . Ihre Anwendung ist in Bild 21 graphisch umgesetzt Sie soll

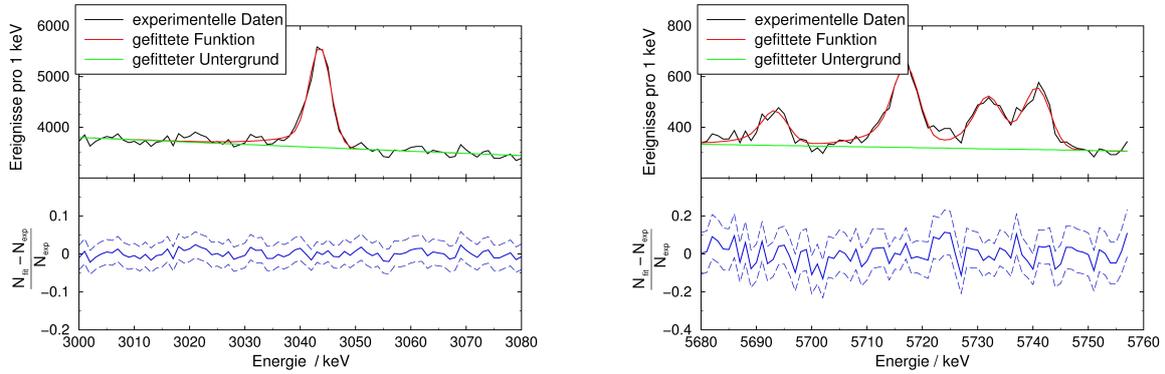


Abbildung 20 – Vergleich der angepassten Funktionen mit den experimentellen Daten. Links für einen einzelnen Peak, rechts für mehrere zusammenliegende Peaks. Der obere Teil der Bilder zeigt den Verlauf der Funktionen, im unteren Bereich sind die Residuen relativ angegeben. Ihre Fehler sind gestrichelt dargestellt.

exemplarisch zeigen, dass der lineare Ansatz gerechtfertigt ist. Mit dieser Energiekalibrierung wurden zum Test die bekannten Übergänge (siehe auch Anhang B) der Abregung von ^{11}B überprüft. Bild 21 zeigt im rechten Teil, dass es über den gesamten Energiebereich zu Abweichungen vom linearen Fit kommt. Der Effekt der integralen Nichtlinearität ist aber nicht groß, es kommt zu einer maximalen Abweichung vom linearen Ansatz von weniger als 1 keV.

Da die Photonen bei Emission aus dem Atomkern einen Rückstoß verursachen, entspricht die gemessene Energie E_γ nicht der Übergangsenergie zwischen zwei Energielevels $E_x = E_{\text{initial}} - E_{\text{final}}$. Auf Grund dieser Verschiebung, Gleichung 30, und durch eine Verschiebung durch den Dopplereffekt, Gleichung 29, ergeben sich aus den Erhaltungssätzen für Energie und Impuls bei einem Nuklid mit der Masse M folgende Gleichungen für eine Linie im Detektor unter Winkel θ zum Strahl:

4.3 Effizienzbestimmung

Unter der Effizienz versteht man das Verhältnis der im Detektor registrierten Vollenergieereignisse N im Vergleich zu den von einer Quelle mit der Aktivität A isotrop emittierten γ -Quanten im gleichen Zeitintervall t .

$$\varepsilon = \frac{N}{A \cdot t} \quad (31)$$

$$\frac{\Delta\varepsilon}{\varepsilon} = \sqrt{\frac{\Delta N^2}{A^2 \cdot t^2} + \frac{N^2 \cdot \Delta A^2}{A^4 \cdot t^2} + \frac{N^2 \cdot \Delta t^2}{A^2 \cdot t^4}} \quad (32)$$

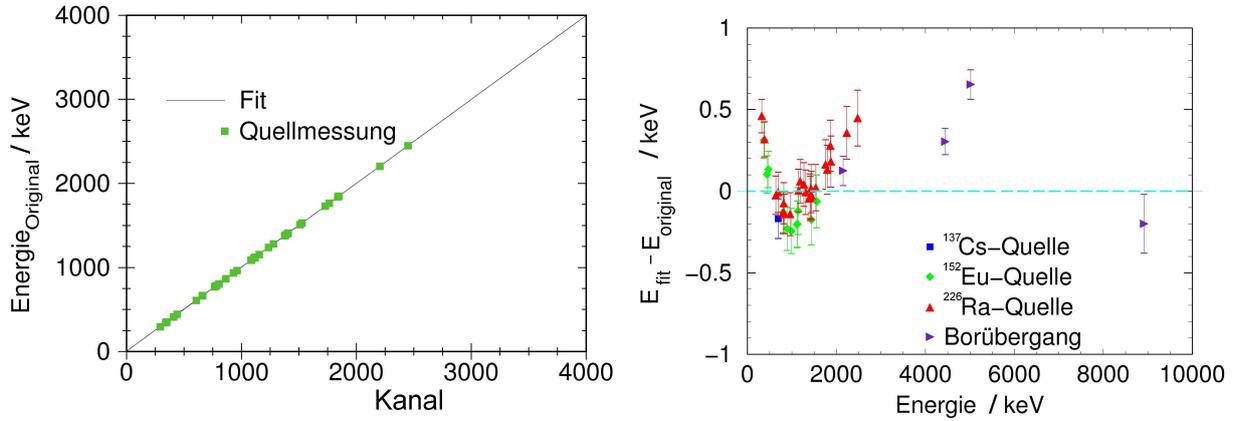


Abbildung 21 – Messpunkte der zur Kalibrierung verwendeten Eichstandards und die daraufgelegte Fitgerade (links) und Abweichung der gefitteten Energiewerte zu bekannten Energiewerten (rechts) für Detektor 2 in der Messung von ^{86}Kr .

$$E_{\gamma'} = E_{\gamma} \left(1 - \frac{E_{\gamma}}{M \cdot c^2} \cos \theta\right) \quad (29)$$

$$E_x = E_{\gamma'} + \frac{E_{\gamma'}^2}{2M \cdot c^2} \quad (30)$$

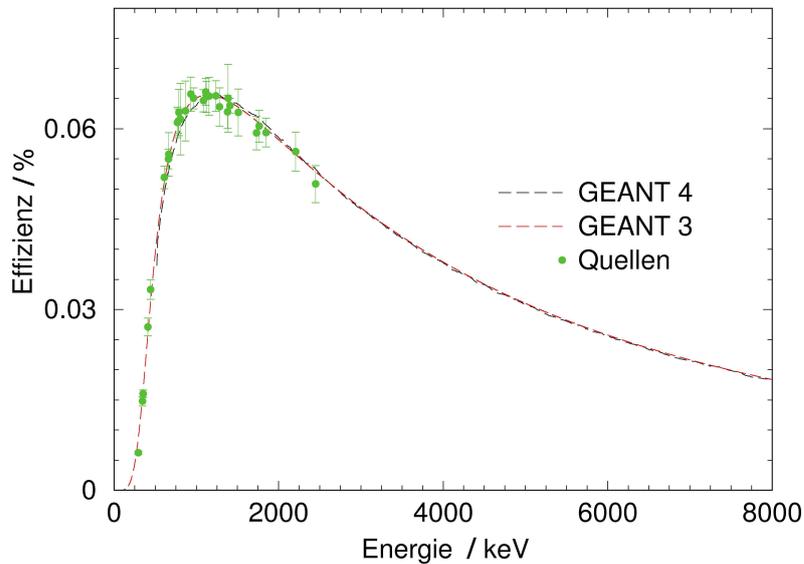


Abbildung 22 – Vergleich der experimentell bestimmten Effizienz (grün) in Abhängigkeit von der Photonenenergie mit den Simulationen von GEANT3 (rote gestrichelte Linie) und GEANT4 (schwarze gestrichelte Linie)

Mit verschiedenen Eichquellen¹¹ (^{137}Cs , ^{60}Co , ^{152}Eu , ^{226}Ra) ist es bei diskreten Energien möglich, im niederenergetischen Bereich bis 2 MeV die Nachweiswahrscheinlichkeit zu messen. Um das gesamte Energieintervall bis zur Neutronenseparationsenergie abzudecken, ist es nötig, eine Simulation des gesamten Experimentaufbaus, siehe Kapitel 3.5 durchzuführen. In der GEANT4-Simulation werden isotrop ausgesandte, monoenergetische Photonen generiert und das in den Germaniumdetektoren registrierte Spektrum gemessen. In Abbildung 22 erkennt man, dass der Verlauf der Simulation sehr gut mit den Quellmessungen übereinstimmt. Zusätzlich dazu wurden Daten aus GEANT4 mit einer Simulation des Pakets GEANT3 aus der Arbeit von Gencho Rusev [Ruse 07] unter gleichen Bedingungen verglichen. Beide Pakete zeigen den gleichen Verlauf. Im Bereich zwischen 1 und 2 MeV gibt es geringe Abweichungen, die maximal 5% betragen.

4.4 Multipolordnung eines Übergangs

Wie in Abschnitt 2.2.1 gezeigt, ist es möglich, den Multipolcharakter des Übergangs anhand des Intensitätsverhältnisses zu bestimmen. In Abbildung 23 erkennt man, dass ein Großteil der gefundenen Übergänge als Dipolübergänge identifiziert werden. Ein Dipolübergang wird angenommen, wenn der experimentell ermittelte Wert des Intensitätsverhältnisses einer Linie unter 90° und 127° den theoretischen Wert von 0.74 innerhalb von zwei Standardabweichungen berührt und dabei nicht den charakteristischen Wert der Quadrupolübergänge von 2.28 überschreitet, siehe auch Kapitel 2.2.2. Bei Linien, welche diese Kriterien nicht erfüllten, wurde abgeschätzt, ob es sich um Dipolübergänge handelt.

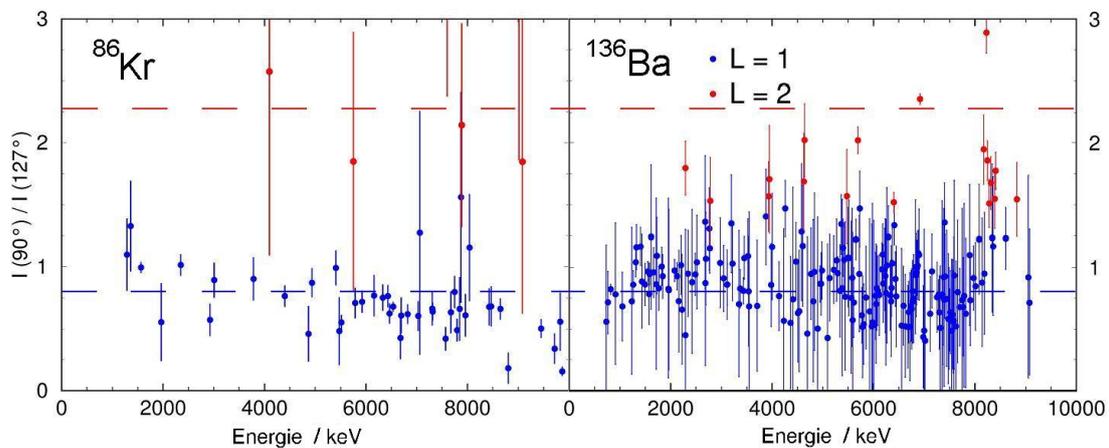


Abbildung 23 – Verhältnis der normierten Intensitäten zwischen den beiden detektierten Winkeln für Übergänge in den Messungen von ^{86}Kr und ^{136}Ba . Blaue Punkte kennzeichnen als Dipolübergänge identifizierte Abregungen, rot die als Quadrupol gefundenen Übergänge. Die gestrichelten Linien geben die Position der theoretischen Werte wieder.

¹¹Amersham mit Zertifikat

Die Intensitäten $I(\theta)$ werden aus den im Detektor registrierten Ereignissen N bestimmt, die auf Effizienz ε und Messzeit t der Detektoren korrigiert wurden.

$$R = \frac{I(90^\circ)}{I(127^\circ)} = \frac{N(90^\circ) \cdot \varepsilon(127^\circ) \cdot t(127^\circ)}{N(127^\circ) \cdot \varepsilon(90^\circ) \cdot t(90^\circ)} \quad (33)$$

Die Fehler ergeben sich zu:

$$\begin{aligned} \left(\frac{\Delta R}{R}\right)^2 &= \left(\frac{\Delta N(90^\circ)}{N(90^\circ)}\right)^2 + \left(\frac{\Delta N(127^\circ)}{N(127^\circ)}\right)^2 + \left(\frac{\Delta \varepsilon(90^\circ)}{\varepsilon(90^\circ)}\right)^2 \\ &+ \left(\frac{\Delta \varepsilon(127^\circ)}{\varepsilon(127^\circ)}\right)^2 + \left(\frac{\Delta t(90^\circ)}{t(90^\circ)}\right)^2 + \left(\frac{\Delta t(127^\circ)}{t(127^\circ)}\right)^2 \end{aligned} \quad (34)$$

$\Delta A(\theta)$ gibt den Fehler der Peakfläche wieder, der beim Anfitzen der Kurve, siehe Kapitel 4.1 entsteht. Der relative Effizienzfehler wurde auf 5% abgeschätzt, da dies der maximalen Abweichung der Effizienzkurve aus Kapitel 4.3 entspricht. Der Fehler der Messzeit ist vernachlässigbar klein.

4.5 Photonenfluss

Die Form des Photonenspektrums für Bremsstrahlung ist wohlbekannt und folgt prinzipiell der in Abbildung 24 gezeigten Verteilung [Haug 08]. Es existieren aber auch analytische Beschreibungen [Part 00], welche der Verteilung nach Schiff [Schi 51] folgen. Für die experimentelle Auswertung - Gleichung 12 aus Kapitel 2.2.1 - wird jedoch die Variante nach Haug verwendet. Dabei ist aber noch nicht der Effekt des Strahlhärterers aus Aluminium berücksichtigt. Das Photonenspektrum wurde mit Hilfe von GEANT4 korrigiert. Als Einschussspektrum der Simulation der atomar gestreuten Ereignisse wurde die Formulierungen nach Schiff benutzt, ebenfalls korrigiert. Näheres dazu in Kapitel 4.7. Für die exakte Bestimmung des Energieverlaufs ist es notwendig, die kinetische Energie der Elektronen zu kennen, welche den Endpunkt der Verteilung bestimmt. Diese Energie ist als Parameter vom Beschleuniger bekannt, ist jedoch mit einer Genauigkeit von ± 200 keV bei 10 MeV nur in begrenztem Maße nutzbar. Genauere Ergebnisse ergeben sich unter Nutzung des Deuteronenaufbruchs durch hochenergetische Photonen. Dafür wird ein Target aus deuteriertem Polyethylen verwendet. Die kinetische Energie der emittierten Protonen wird mit Siliziumdetektoren bestimmt. Aus dem Spektrum kann dann die maximale Energie der Protonen ermittelt werden um mit Hilfe der bekannten Aufbruchenergie von Deuterium die maximale Photonenenergie zu berechnen. Eine genauere Beschreibung dieser Methode ist in [Ruse 07] zu finden. Für die verschiedenen Kerne wurde die Elektronenenergie jeweils so gewählt, dass sie ein Photonenspektrum bis über die Neutronenseparationsenergie liefert. Jeweils eine leere und eine gefüllte Stahlkugel wurden mit der gleichen Energie gemessen, um bei der Leermessung vergleichbaren Fluss und damit auch Anregungen zu haben.

Der Fluss Φ definiert sich über die Formel für den Reaktionsquerschnitt σ [Povh 06]:

Target	S_n in MeV	$p_{e^-} \cdot c$ in MeV
^{86}Kr	9.855	12.0
Stahlkugel		12.0
^{136}Ba	9.107	11.5

Tabelle 3 – Übersicht über die verwendeten Elektronenendpunktsenergien

$$\sigma = \frac{N_\gamma(E_\gamma)}{\Phi_\gamma(E_\gamma)N_T} \quad (35)$$

Dabei ist N_γ die Zahl der Reaktionen im Energieintervall E_γ pro Zeiteinheit. N_T ist die Anzahl der Streuzentren pro Flächeneinheit. Der Photonenfluss wird nun auf die bekannten Wirkungsquerschnitte der ^{11}B -Übergänge (siehe auch Anhang B) mit Hilfe der im Experiment gemessenen Ereignisse A der Borlinien und der simulierten Effizienzkurve $\varepsilon(E_\gamma)$ normiert.

$$\Phi_\gamma(E_{\text{Bor}}) \sim \frac{A_{\text{Bor}}}{\varepsilon_{\text{Bor}}(E_{\text{Bor}}) \cdot W \cdot I} \quad (36)$$

In Bild 24 ist der Vergleich zwischen experimentellen Werten und den zwei Beschreibungen für das Experiment an ^{136}Ba zu sehen. Die Kurven sind angepasst an die Intensität des Borübergangs mit der höchsten Energie. Dieser unterliegt keinen Fütterungseffekten und geht mit 97.3 % Wahrscheinlichkeit in den Grundzustand, wie neue Messungen gezeigt haben [Ruse 09]. Die anderen Übergänge besitzen eine geringere Übergangswahrscheinlichkeit in den Grundzustand. Dadurch werden die unteren Niveaus gefüttert und liegen über dem korrigierten Bremsstrahlungsspektrum nach Haug, siehe Abbildung 24 schwarze Punkte. Eine Korrektur ist möglich und wurde analog zum in der Dissertation von M. Erhard [Erha 09] beschriebenen Verfahren durchgeführt. Eine Abweichung vom Verlauf ist sehr deutlich für den Übergang bei 7.285 MeV zu sehen. Hier liegt bei gleicher Energie ein Übergang, welcher möglicherweise aus dem Untergrund stammt. Er ist durch die Verschiebung der Linienenergie des Borübergangs unter verschiedenen Winkeln, vgl Formeln 29 und 30 sowie Anhang B, sichtbar, aber nur schwer anzufitten. Aus dieser Überlagerung entstehen auch die großen Fehlerbalken für die Bestimmung des Flusses bei dieser Linienintensität.

Um den Effekt des Strahlhärters zu berücksichtigen, wurde mit Hilfe von GEANT4 simuliert, wie die Photonen den Aluminiumzylinder durchqueren. Es wurden Start- und Endenergie jedes Photons aufgezeichnet, welches die mögliche Probenposition erreichte. In Abbildung 25 erkennt man, dass nur etwa 60 % der hochenergetischen Photonen die Zielposition erreichen. An die simulierten Punkte wurde ein Polynom sechsten Grades angefitet. Für eine Photonenenergie von 8.9 MeV wurde das Polynom auf 1 normiert. Dies ist möglich, da wie in Kapitel 2.2.1 nur der relative Fluss benötigt wird, der Wert 8.9 entspricht dabei der Energie des obersten angeregten Borzustands. Die gefundene Formel ist

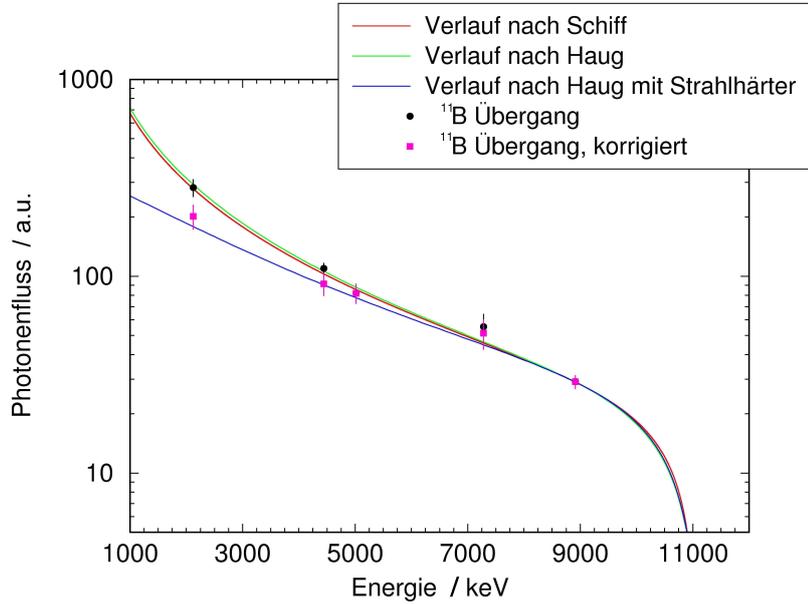


Abbildung 24 – Auf die Intensität des obersten angeregten Borniveaus normiertes Bremsstrahlungsspektrum für Elektronen mit einer Energie von 11.5 MeV auf 7 μm Niobiumfolie. In rot ist der Verlauf nach Schiff zu sehen, in grün der Verlauf nach Haug. Beide berücksichtigen nicht den Strahlhärter (Hardener). Die blaue Kurve stellt den Photonensfluss nach Haug nach Durchgang durch den Aluminiumstrahlhärter an der Probenposition dar. Dieses wird auch für die Berechnungen benutzt. Die ermittelten Flusswerte aus den Abregungen von ^{11}B in schwarz müssen noch auf ihre Verzweungsverhältnisse und Fütterung korrigiert werden. Diesen Schritt zeigen die pinkfarbenen Punkte.

im Bereich zwischen 0.1 und 16 MeV gültig:

$$\begin{aligned}
 f_{\text{Strahlhärter}} = & - 6.8(7) \cdot 10^{-7} \left(\frac{E}{\text{MeV}} \right)^6 + 4.1(3) \cdot 10^{-5} \left(\frac{E}{\text{MeV}} \right)^5 \\
 & - 1.03(6) \cdot 10^{-3} \left(\frac{E}{\text{MeV}} \right)^4 + 1.35(5) \cdot 10^{-2} \left(\frac{E}{\text{MeV}} \right)^3 \\
 & - 1.03(2) \cdot 10^{-1} \left(\frac{E}{\text{MeV}} \right)^2 + 4.61(4) \cdot 10^{-1} \left(\frac{E}{\text{MeV}} \right) \\
 & - 1.1(2) \cdot 10^{-2}
 \end{aligned} \tag{37}$$

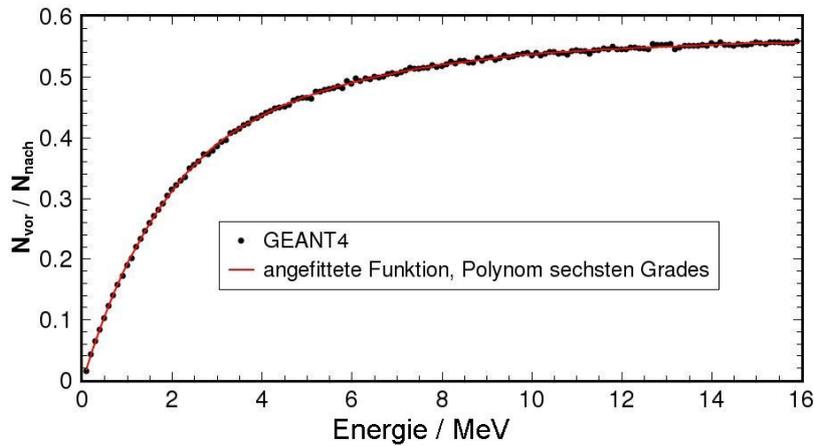


Abbildung 25 – Zu sehen ist Verhältnis der durch den Aluminiumstrahlhärter transmittierten Photonen zu den einfallenden Photonen in Abhängigkeit von ihrerer Startenergie. In schwarz dargestellt sind die mit GEANT4 simulierten Datenpunkte für diskrete Energien, in rot ist das im Text beschriebene angepasste Polynom zu sehen.

4.6 Simulation der Detektorantwort

Wie in Kapitel 2 gezeigt, deponiert ein Photon nicht zwingend die volle Energie im Detektor, wenn es auf ihn trifft. In Bild 18 sieht man, dass sich im Energiegebiet unterhalb des Vollenergiepeaks ein breites Kontinuum ausbildet. Auch bei einem einfallenden monoenergetischen Gammaspektrum erhält man eine komplexe Detektorantwort, auch Detektorresponse genannt, welche geprägt ist durch die Detektorgeometrie, -materialien und -abschirmung.

Nur für bestimmte diskrete Energien besteht die Möglichkeit, die Detektorresponse mit Hilfe einer radioaktiven Quelle zu bestimmen. Die meisten Quellen sind dabei aber nicht monoenergetisch, sondern zerfallen in mehrere Zustände oder über eine Kette von Übergängen. Eichquellen mit einfachen Zerfallsschemata sind zum Beispiel ^{137}Cs (ein Übergang) oder ^{60}Co (zwei Übergänge). Für andere Übergänge, speziell im Bereich einiger MeV, gibt es nur wenige Möglichkeiten die Detektorresponse direkt zu testen. In Bild 19 ist eine Möglichkeit zu sehen. Die Abregung eines hochenergetischen Zustands in Kohlenstoff bei 15.1 MeV ermöglicht einen Test der Simulationen auch im hohen Energiebereich, vgl. auch Anhang D. Deutlich zu erkennen sind neben dem Vollenergiepeak die Single- und Doubleescapepeaks. Außerdem sieht man, dass alle Einträge von Energien höher als 12 MeV durch die Responsefunktion des Detektors entstehen. Darunter kommt es zu zusätzlichen Einträgen durch nicht-nuklear gestreute Ereignisse sowie inelastische Übergänge. Die GEANT4-Simulation wird also den Anforderungen gerecht, die Detektorresponse über den gesamten Energiebereich zu reproduzieren. Bild 26 zeigt die Antwortfunktionen des Detektors unter 127° für verschiedene Photonenenergien. Vom Targetpunkt wurden monoenergetische Photonen

isotrop ausgesandt und Ereignisse in den Detektoren aufgezeichnet. Mit steigender Photonenenergie sieht man, dass das Verhältnis von Singleescapepeak zu Vollenergiepeak größer wird. Dies ist durch den Anstieg des Anteils des Wirkungsquerschnitts für Paarbildung am Gesamtwirkungsquerschnitt zu erklären.

Die Simulation der Detektorresponse erfolgt in 10 keV-Schritten. Das experimentelle Spek-

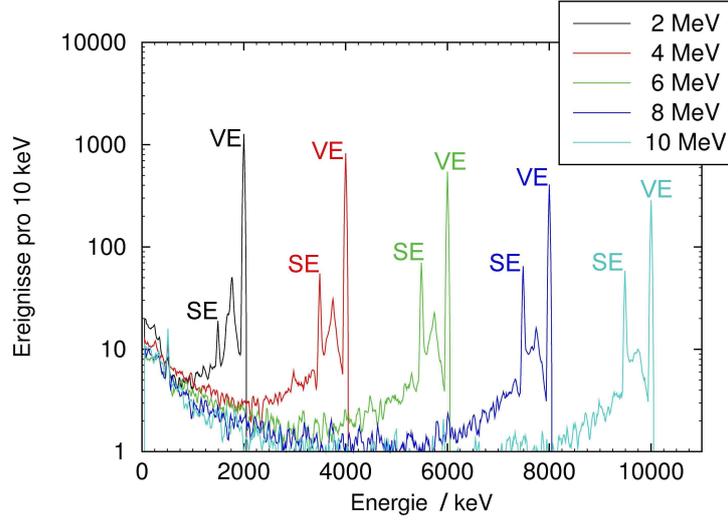


Abbildung 26 – Detektorresponse für Detektor 2 bei verschiedenen Photonenenergien, VE - Vollenergiepeak, SE - Singleescapepeak. Der Doubleescapepeak ist durch die Vetofunktion des BGO-Schildes kaum noch sichtbar.

trum wird nun in 10 keV Abschnitte (Bins) eingeteilt. Im Energiebin E_i werden im experimentellen Spektrum $N_{exp}(E_i)$ Events gezählt. Aus dem simulierten Spektrum mit der Photonenstartenergie E_i werden im Vollenergiepeak $N_{sim}(E_i)$ Ereignisse registriert. Zur Korrektur werden nun vom obersten Energiebin E_i beginnend die simulierten Spektren abgezogen, wobei eine Normierung stattfindet, so dass gilt:

$$N_{sim}(E_i) = N_{exp}(E_i) \cdot k_{norm} \quad (38)$$

Für den ersten Schritt gilt also für ein Energieintervall $E_a < E_i$:

$$N_{korrigiert\ i}(E_a) = N_{exp}(E_a) - \frac{N_{exp}(E_i)}{N_{sim}(E_i)} \cdot N_{sim}(E_a) \quad (39)$$

Das Intervall $N_{exp}(E_i)$, welches den aktuell betrachteten Vollenergiepeak enthält, bleibt dabei unverändert. Der nächste Schritt ist der Abzug im korrigierten Spektrum, für alle $E_a < E_{i-1}$:

$$N_{korrigiert\ i-1}(E_a) = N_{korrigiert\ i}(E_a) - \frac{N_{korrigiert\ i}(E_{i-1})}{N_{sim}(E_{i-1})} \cdot N_{sim}(E_a) \quad (40)$$

Gleichung 40 wird nun wiederholt ausgeführt bis zu einer Energie von $E_i = 1000 \text{ keV}$. Unterhalb dieses Wertes ist eine Korrektur nicht mehr sinnvoll. Die Umgebung der Detektoren ist nicht komplett in GEANT4 realisiert. Durch die hohen Strahlenergien ist im Experimentierraum ein erhöhter Anteil an 511 keV Photonen zu finden, die bei der Paarbildung in der Umgebung entstehen. Die Gerüste der Detektoren sowie der Strahlfänger am Ende der Photonenbeamline sind in den Simulationen weggelassen worden. Der Grund ist im gesteigerten Rechenaufwand für die Simulation und der damit viel längeren Rechenzeit zu finden. Die Berechnung von Ereignissen in anderen Gegenständen, ist grundsätzlich möglich, jedoch muss beachtet werden, dass GEANT4 grundsätzlich alle Trajektorien von Teilchen bis zu einer frei setzbaren Energieschwelle berechnet. Da aber speziell im Detektor Energien unterhalb der Paarbildungsschwelle interessant sind, da sie zum Beispiel das Vollenergie zu Singleescape-Verhältnis beeinflussen, muss diese Schwelle niedrig genug gesetzt werden, um möglichst exakte Responsefunktionen zu produzieren. Die Schwelle gilt aber global und erzwingt damit auch eine sehr feine Berechnung von Trajektorien in der Umgebung. Um diese Zeit zu sparen, ist die Umgebung nicht implementiert. Daher ist es nicht sinnvoll, die Ergebnisse unterhalb von 1 MeV zu betrachten. Somit erhält man letztendlich ein Spektrum, das nur noch Ereignisse von Photonen enthält, welche ihre Energie vollständig im Detektor deponiert haben.

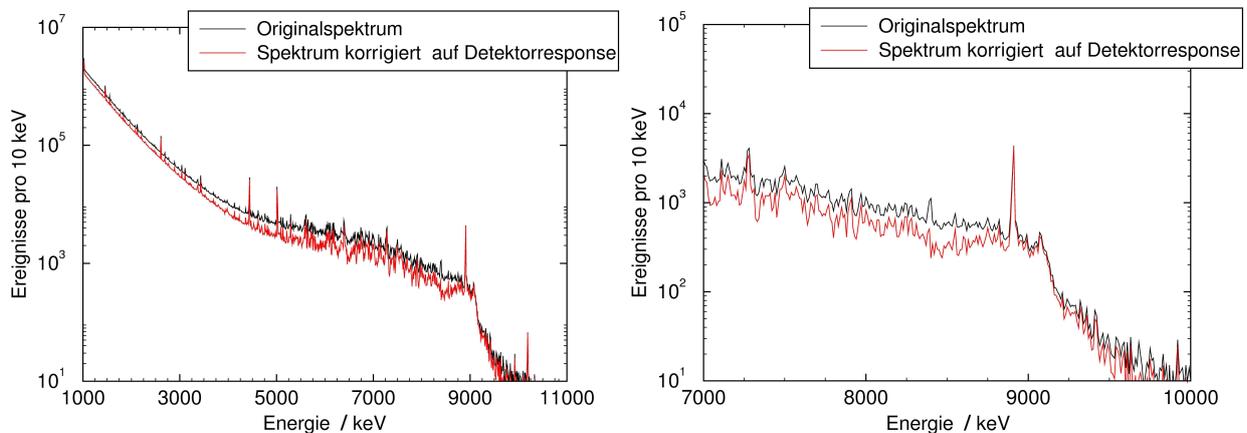


Abbildung 27 – Spektrum der ^{136}Ba Messung original (schwarz) und korrigiert auf Detektorresponse (rot). Das rechte Bild stellt einen Ausschnitt aus dem linken dar. Beispielsweise ist bei etwa 8.9 MeV ist deutlich eine Spitze im Spektrum zu sehen, welche durch die Anregung eines Niveaus in ^{11}B hervorgerufen wird. Im unkorrigierten Spektrum (schwarz) ist bei etwa 8.4 MeV der Singleescape-Peak zu sehen. Durch die Korrektur (rot) wird dieser zusammen mit dem auftretenden Comptonuntergrund dieser Linie entfernt.

4.7 Simulation nicht-nuklearer Ereignisse

Das im Experiment aufgenommene Spektrum, vgl. Abbildung 27, ist besonders im niedereenergetischen Teil dominiert durch atomare Streuprozesse im Probenmaterial. Besonders durch Comptonstreuung werden im Detektor viele Ereignisse registriert, die nicht durch die An- und Abregung der Atomkerne entstanden sind. Diese Ereignisse werden ebenfalls mit Hilfe des Programmcodes GEANT4 simuliert. Dadurch ist es möglich, den Anteil nicht nuklearer Prozesse abzuschätzen und die mögliche Dipolstärke im Kontinuum bei der Auswertung zu berücksichtigen. In der Simulation werden aus Richtung des Kollimators Photonen in Richtung Targetposition geschossen, vgl. Bild 28 links. Der Ausgangspunkt ist dabei 4 m vom Target entfernt und über die Fläche des Photonenstrahls gleichmäßig verteilt. Die Startenergie der Photonen wird zunächst gleichmäßig zwischen 1 MeV und 16 MeV ausgewürfelt. Jedes in der Simulation registrierte Event wird mit Startenergie am Anfangspunkt und Endenergie an der Detektorposition gespeichert. Nachträglich wird mit der erwähnten korrigierten Schiff-Formel in Kapitel 4.5 gefaltet. Diese Methode ermöglicht mehr Ereignisse und damit verbunden geringere statistische Unsicherheiten im Bereich hoher Energien als eine direkte Bremsstrahlungsverteilung in GEANT4. Wie Abbildung 28 zeigt, ist das Bremsstrahlungsspektrum dominiert durch Photonen mit niedrigen Energien, so dass die direkte Anwendung der Flussverteilung diese bevorzugen würde.

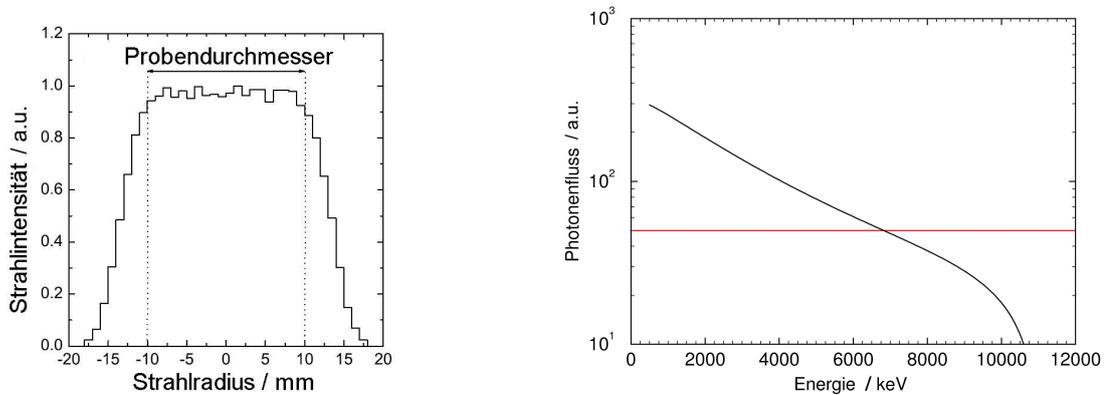


Abbildung 28 – links: aus Simulationen erhaltener Durchmesser des Photonenstrahls [Ruse 07]; rechts: in GEANT4 verwendete Startenergien (rot) und nachträglich verwendete Faltung (schwarz) nach Schiff inklusive der Korrektur für den Strahlhärter.

Die Faltung des Spektrums erfolgt mit Hilfe der Verteilung $v(E)$ nach Schiff [Schi 51]. Es wurden folgende Formeln verwendet:

$$b = 2 \cdot E_0 \cdot E \cdot \frac{Z^{\frac{1}{3}}}{111 \cdot (E_0 - E) \cdot 511 \text{keV}} \quad (41)$$

$$x_m = \frac{1}{\left(\frac{511 \text{keV} \cdot (E_0 - E)}{2 \cdot E_0 \cdot E}\right)^2} + \frac{Z^{\frac{2}{3}}}{111^2} \quad (42)$$

$$s = \left(1 + \left(\frac{E}{E_0}\right)^2 - \frac{2E}{3E_0}\right) \cdot \left(\ln(x_m) + 1 - 2 \cdot \frac{\arctan b}{b}\right) \quad (43)$$

$$+ \frac{E}{E_0} \cdot \frac{2 \ln(1 + b^2)}{b^2} + 4 \cdot (2 - b^2) \cdot \frac{\arctan b}{3b^3} - \frac{8}{3b^2} + \frac{2}{9}$$

$$v(E) = \frac{s}{\left(\frac{E_0 - E}{\text{keV}}\right)} \quad (44)$$

E_0 ist die maximale Energie der Elektronen, die auf Niob ($Z = 41$) treffen, b , x_m und s sind Hilfsgrößen, die der Übersichtlichkeit dienen sollen. Die Funktion v ist eine gute Näherung für die Verteilung der Photonenenergie (E), vergleicht man sie mit anderen Beschreibungen, wie in Abbildung 24 gezeigt. Diese Funktion wird anschließend noch mit der Funktion des Aluminiumstrahlhärter aus Gleichung 37 multipliziert.

Die simulierten Spektren der nicht nuklear gestreuten Ereignisse sind in Abbildung 29 mit den gemessenen Spektren der Photonenstreuung verglichen. Ab einer Energie von etwa 5 MeV ist der Anteil der atomaren Streueignisse eher gering und spielt nur noch eine untergeordnete Rolle. Die aus Subtraktion des atomaren Untergrunds resultierenden Spektren sind ebenfalls zu sehen. Eine Besonderheit des Kryptonspektrums sind die sehr kleinen oder sogar negativen Werte im Spektrum. Diese entstehen beim Abzug des Spektrums der leeren Stahlkugel, vgl. Kapitel 5.1.1. Integriert man aber über mehrere benachbarte Bins, so zeigt sich innerhalb der Fehlerbalken, dass nicht zuviel abgezogen wurde. Neben den starken Übergängen, welche sich als Peaks im Spektrum zeigen, erkennt man ein Kontinuum, welches nach der Korrektur des atomaren Untergrunds zurückbleibt. Dieses Kontinuum wird als eine Vielzahl schwächerer Übergänge angesehen. Diese können angeregte Zustände mit dem Grundzustand, aber auch zwei angeregte Zustände verbinden. Diese Übergänge liegen sehr dicht beieinander und sind mit der Detektorauflösung, welche im keV-Bereich liegt, nicht mehr auflösbar und erscheinen deswegen als Kontinuum, vgl. auch Abbildung 30. Dabei zeigt sich, dass ein Großteil (68% bei ^{86}Kr bzw. 74% ^{136}Ba) des gesamten Wirkungsquerschnitts in diesem Kontinuum liegt, was an anderen Kernen in verschiedenen Arbeiten bereits gezeigt wurde [Beno 09, Ruse 06, Schw 07, Schw 08].

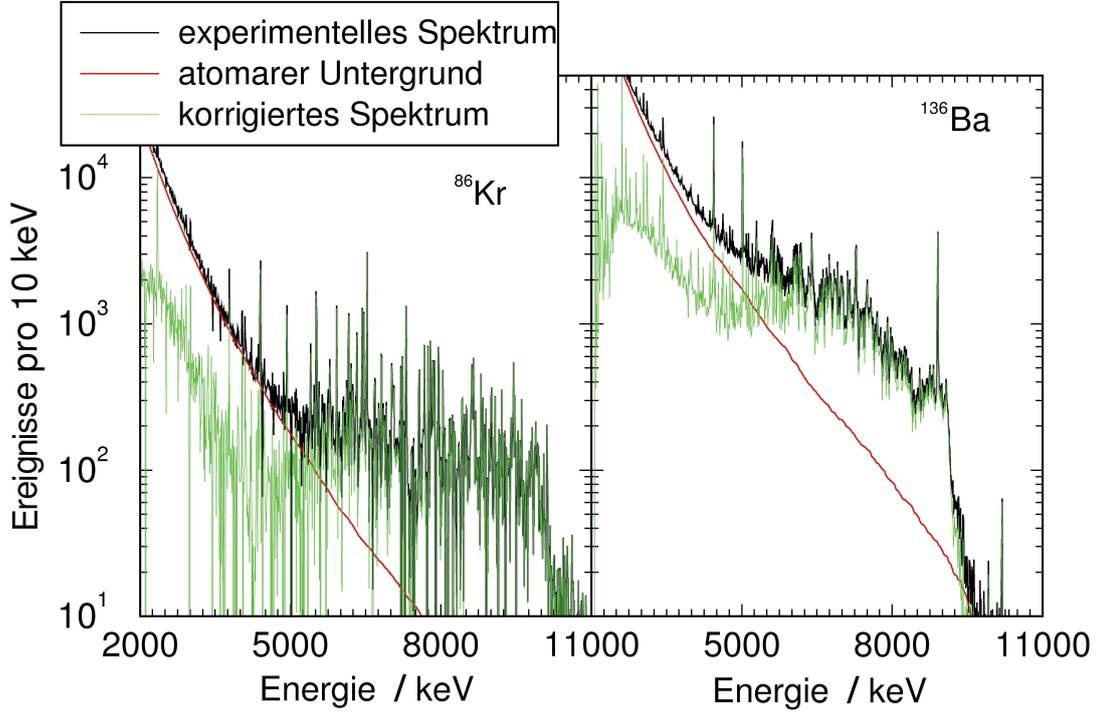


Abbildung 29 – Gemessenes Spektrum und atomare Untergrundereignisse in den Detektoren unter 127° . Im Kryptonspektrum ist dabei der experimentelle Untergrund der Stahlkugel an der Streuung schon abgezogen

4.8 Korrektur auf Fütterung und Verzweigungsverhältnisse

Das verbleibende Spektrum nach Abzug des atomaren Untergrunds beinhaltet neben den Grundzustandsübergängen noch den Anteil der inelastischen Übergänge. Das Ziel der Untersuchungen sind aber die Übergangstärken zum Grundzustand, die zur Berechnung des Absorptionsquerschnitts σ_γ benötigt werden.

$$f(E_\gamma) = \frac{\sigma_\gamma}{3\pi^2\hbar^2c^2 \cdot E_\gamma} \quad (45)$$

Diese Übergangstärke $f(E_\gamma)$ entspricht nach der Brink-Axel-Hypothese [Axel 62] aber auch den Stärken zwischen angeregten Zuständen bei gleicher Übergangsenergie E_γ .

Der Absorptionsquerschnitt σ_γ wird aus dem im Experiment ermittelten Streuquerschnitt $\sigma_{\gamma\gamma}$ berechnet:

$$\sigma_\gamma = \frac{\sigma_{\gamma\gamma}}{b_0} \quad (46)$$

Dazu ist es nötig, den Anteil der Grundzustandsübergänge an allen möglichen Übergängen der Abregung eines Niveaus zu kennen. Dieses Verzweigungsverhältnis b_0 wird mit Hilfe einer statistischen Analyse bestimmt, in die die aktuellen Vorstellungen über Kernstruktur

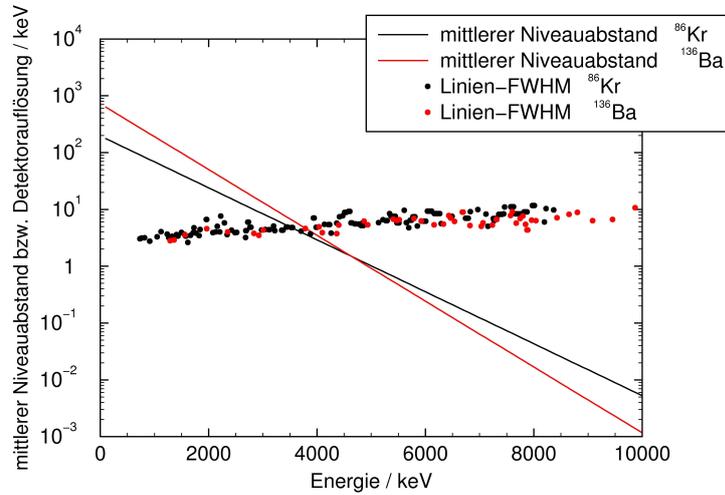


Abbildung 30 – Vergleich von Detektorauflösung und mittlerem Niveauabstand. Die Linien zeigen den mittleren Abstand aufeinanderfolgender Zustände, berechnet mit Constant-Temperature-Model unter Verwendung der Parameter nach Koning [Koni 08]. Die Punkte zeigen die angefitteten Halbwertsbreiten (full-width-half-maximum, FWHM) für die im Experiment gefundenen Übergänge. Ihre großen Schwankungen sind durch mögliche Überlagerung von Linien zu erklären.

eingehen.

Grundlage für die Korrektur ist der Algorithmus, welcher im Code DICEBOX [Becv 98] verwendet wird. Dieser Code wurde von Gencho Rusev für Photonenstreudaten weiterentwickelt [Ruse 07]. In diesem Programm werden ausgehend von angeregten Zuständen für verschiedene Realisierungen des Kerns mögliche Endzustände ausgewürfelt und komplette Zerfallskaskaden simuliert. Die angeregten Zustände werden mangels vollständiger experimenteller Daten mit Hilfe des Back-shifted-Fermi-Gas Modells [Egid 05] statistisch verteilt. Dieses Modell beschreibt in Abhängigkeit der Kernladungszahl A und der Neutronenzahl N die Niveaudichte ϱ , also die Anzahl der Niveaus pro Energieintervall, in Abhängigkeit von der Anregungsenergie E . Die Parametrisierung ist dabei so gewählt, dass sie existierende experimentelle Daten wiedergibt. Diese bestehen zum einen aus bekannten niederenergetischen Niveaus, zum anderen aus bekannten Neutronenresonanzen, die man zum Beispiel durch Neutroneneinfangsreaktionen bestimmen kann. Sind diese Daten nicht vorhanden, folgt die Parametrisierung einem globalen Muster, das sich aus Messungen der Nachbarkerne und anderen Regelmäßigkeiten ergibt. Das Programm erstellt mit Hilfe dieser Information ein zufälliges Kernschema, welches neben der Niveaudichtedichte auch noch Informationen über Paritäten und Spins enthält. Dieses Schema, auch Realisierung genannt, wird für 1000 Musterkerne ausgewürfelt, die dann als Grundlage für die Abregung

dienen.

Durch die in RIPL-3 [RIPL 10] gegebenen Übergangstärken, welche aus Photoneutronendaten stammen, werden die mittleren Übergangsbreiten berechnet:

$$\overline{\Gamma}_{if} = E_\gamma^{2L+1} \frac{f_\gamma^{XL}(E_\gamma)}{\varrho(E_i)} \quad (47)$$

Sie geben die Breite eines Übergangs X (elektrisch oder magnetisch) mit der Multipolordnung L zwischen zwei Niveaus i und f ($E_i > E_f$) mit der Übergangsenergie E_γ an. In dem am Institut entwickelten Code werden dabei elektrische und magnetische Dipolübergänge sowie elektrische Quadrupolübergänge betrachtet.

Mit Hilfe von Stärkefunktion f und Niveaudichte ϱ ist es möglich, mittlere Übergangsbreiten $\overline{\Gamma}$ zwischen Zuständen zu berechnen. Diese unterliegen noch individuellen Fluktuationen, die nach Porter-Thomas-Verteilung [Port 56] ausgewürfelt werden:

$$\Gamma_{if} = y_{if} \cdot \overline{\Gamma}_{if}, \quad (48)$$

wobei für die Verteilung der y_{if} gilt:

$$P(y) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}y} e^{-\frac{y^2}{2}} \quad (49)$$

Die Wahrscheinlichkeit eines Überganges zwischen zwei Zuständen ist dabei genau der Anteil der Breite des Übergangs an der Summe aller Partialbreiten.

In Abbildung 31 ist die Korrektur auf Fütterung und Verzweigung durch das Programm an den experimentellen Daten zu sehen. Man erkennt, dass bei hoher Energie es zu einer Erhöhung der Intensität kommt, während sich bei Energien unterhalb von 5 MeV die Intensität verringert. Der Grund ist, dass die angeregten Zustände höherer Energien über viele Abregungszweige kaskadenartig zerfallen. Für einen Zustand bei 9 MeV sieht man in Bild 32 die Abregung für zehn verschiedene Kernrealisierungen in verschiedenen Farben. Man erkennt den direkten Grundzustandsübergang bei 9 MeV, dessen Verzweigungsverhältnis etwa 10 % beträgt. Das bedeutet, dass 90 % der Abregungen über Kaskaden stattfinden und nicht als direkte Abregung in den Grundzustand in Erscheinung treten. Die Korrektur mit $b_0 \approx 10\%$ führt entsprechend Gleichung 46 zu der beobachteten Erhöhung der Intensität bei hohen Energien. Diese Kaskaden ergeben in Bild 32 das Kontinuum bis hin zum Grundzustandsübergang. Bei kleinerer Energie stechen einzelne Peaks heraus. Sie stellen einzelne zufällig verteilte Niveaus mit niedriger Energie dar, quasi den ersten anregbaren Zustand im Musterkern. Sie treten auf Grund von Fütterung sehr deutlich hervor, da hochenergetische Niveaus sich auch in diese Zustände abregen. In Abbildung 33 ist auch zu sehen, dass mit steigender Anregungsenergie das Verzweigungsverhältnis b_0 kleiner wird. Das Abziehen der inelastischen Übergänge resultiert in einer niedrigeren Intensität bei kleineren Energien, wie in Abbildung 31 sichtbar.

Zur Zeit wird in Zusammenarbeit mit Georg Schramm im Rahmen seiner Diplomarbeit eine verbesserte Beschreibung der Compoundkernabregung durch Gammakaskaden entwickelt.

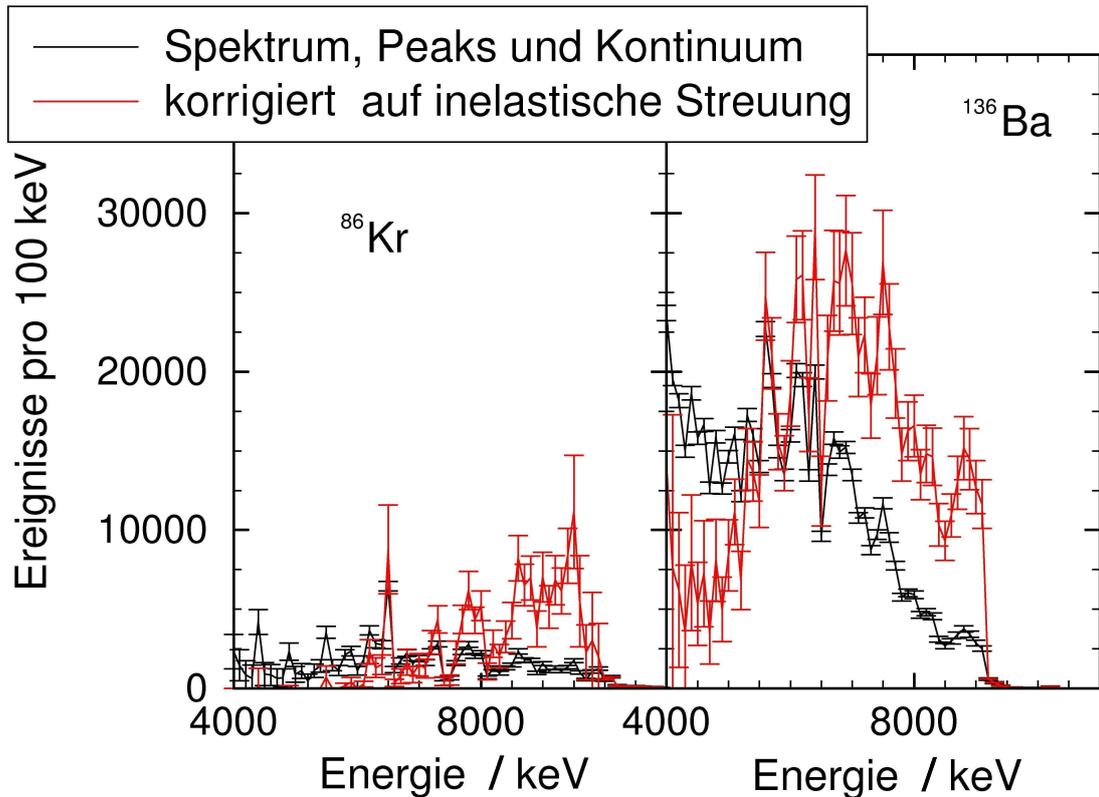


Abbildung 31 – Korrektur auf Verzweigungsverhältnisse, dabei ist in schwarz das experimentelle Spektrum, bereits korrigiert auf Detektorresponse und atomaren Untergrund, und in rot das auf inelastische Streuung korrigierte Spektrum zu sehen.

Dieser neue Code arbeitet nicht mehr mit einem aufwändigen Levelschema. Stattdessen werden Energieintervalle mit einer bestimmten Anzahl gleichartiger Levels benutzt. Diese Methode ermöglicht eine sehr viel schnellere Berechnung der Kaskadenkorrektur.

Zudem wurden neue Erkenntnisse der letzten Jahre eingearbeitet. Für die Niveaudichte wurde das Constant-Temperature-Modell mit verschiedenen Parametersätzen [Egid 05, Koni 08, Egid 09] verwendet. Für die Stärkefunktionen wurde das Modell von Junghans [Jung 08] für E1-Übergänge und für M1 eine Parametrisierung¹² in Anlehnung an Heyde [Heyd 10] vorgeschlagen. Durch die schnellere Rechenzeit von nun etwa zwei Tagen anstatt drei Wochen ist es möglich, verschiedene Modelle und Parameter zu testen.

¹²persönliche Gespräche mit Professor Eckhardt Grosse (TUD, HZDR)

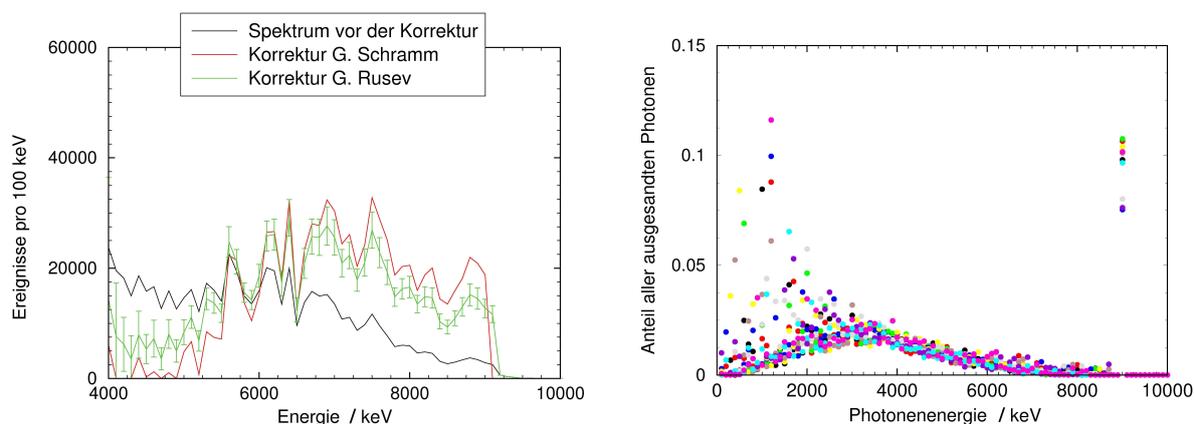


Abbildung 32 – Links: Korrektur des ^{136}Ba -Spektrums mit den beiden Kaskadensimulationen von G. Schramm und G. Rusev. Rechts: Spektrum einer Abregung nach Rusev für ein Level bei 9 MeV für zehn verschiedene Realisierungen, wobei jede Farbe für eine Realisierung steht.

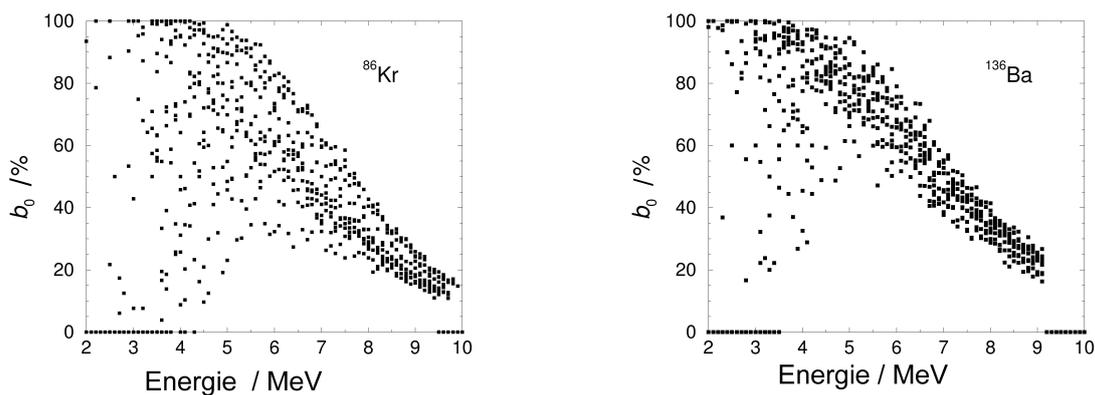


Abbildung 33 – mittlere Verzweungsverhältnisse in Abhängigkeit von der Energie. Dargestellt ist für zehn Kernrealisierungen der beiden untersuchten Kerne der Anteil von Grundzustandsübergängen in Abhängigkeit von der Energie des angeregten Zustands.

Im Bild 32 links sieht man, dass beide Kalkulationen annähernd äquivalente Ergebnisse liefern. Für diese Arbeit wurde aber noch die Berechnung nach Rusev verwendet, da sich die neue Version noch in der Entwicklungsphase befindet. In Zusammenarbeit mit F. Bečvár¹³ und M. Krtička, den Entwicklern des DICEBOX Codes, soll zudem die Korrektheit der binweisen Berechnung verifiziert werden.

¹³Karls-Universität Prag, Tschechische Republik

5 Ergebnisse

In diesem Kapitel sollen nun die im Rahmen der Diplomarbeit gemessenen Photonenspektren und die daraus gewonnenen Photoabsorptionsquerschnitte präsentiert werden, die mit den in vorhergehenden Kapiteln gezeigten Aufbau und Analysemethoden extrahiert wurden.

5.1 ^{86}Kr

Die Messung von Krypton stellt eine Besonderheit dar, da es sich im eigentlichen Sinne um zwei Messungen handelt. Zunächst wurde Kryptongas in der Stahlkugel und danach eine baugleiche Stahlkugel alleine vermessen. Nach einer Messzeit von $t_{\text{live}} = 152167$ s bei einer Elektronenenergie mit $p_{e^-} \cdot c = 12.0$ MeV ergaben sich folgende Spektren:

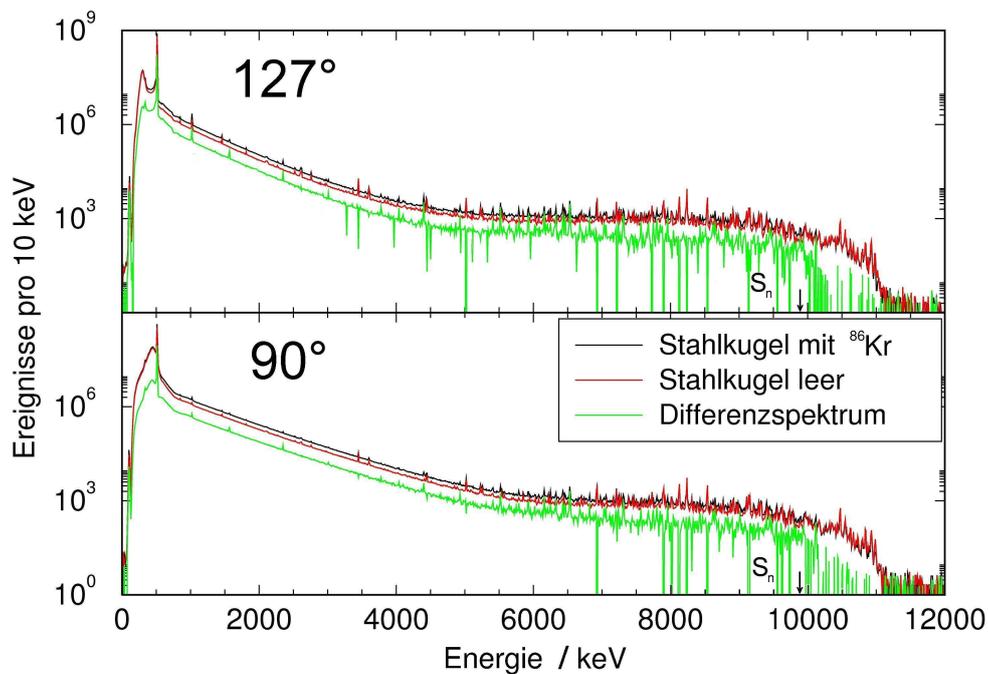


Abbildung 34 – Experimentelle Spektren für beide Detektorpaare aufsummiert. In schwarz ist das Spektrum für die Messung von Kugel und Krypton dargestellt, in rot die leere Stahlkugel und in grün das Spektrum, welches sich durch Abzug beider Spektren ergibt

In Bild 34 ist der Anteil des atomaren Untergrunds bis zu Energien von 5 MeV erkennbar. Dazu erkennt man einige Peaks, welche starke Übergänge repräsentieren und eine Vielzahl von Einträgen, die sich als Kontinuum auch nach Abzug der Einträge durch die Stahlkugel über dem atomaren Untergrund im Bereich bis zur Separationsenergie $S_n = 9.855$ MeV

regungsenergie hoch genug, so dass sich der Reaktionskanal $^{86}\text{Kr}(\gamma, n)^{85}\text{Kr}^*$ öffnet, findet die Abregung fast nur noch über Neutronendissoziation statt, da Spin und Parität einen Übergang in den ersten angeregten Zustand mit niedrigem Bahndrehimpuls erlauben. Diese Situation ist in Bild 35 dargestellt. Im Spektrum der Ereignisse, Abbildung 34, erkennt man, dass ab einer Energie von 10.15 MeV die Anzahl von Ereignissen rasch abfällt. Diese Energie entspricht genau $S_n + E_{s^{85}\text{Kr}}^{\text{erster angeregter Zustand}} = 9.855 \text{ MeV} + 0.304 \text{ MeV} = 10.159 \text{ MeV}$.

Der Effekt der Protonendissoziation, da die Schwelle für diesen Prozess bei $S_p = 11.943 \text{ MeV}$ liegt und damit über der verwendeten maximalen Photonenenergie.

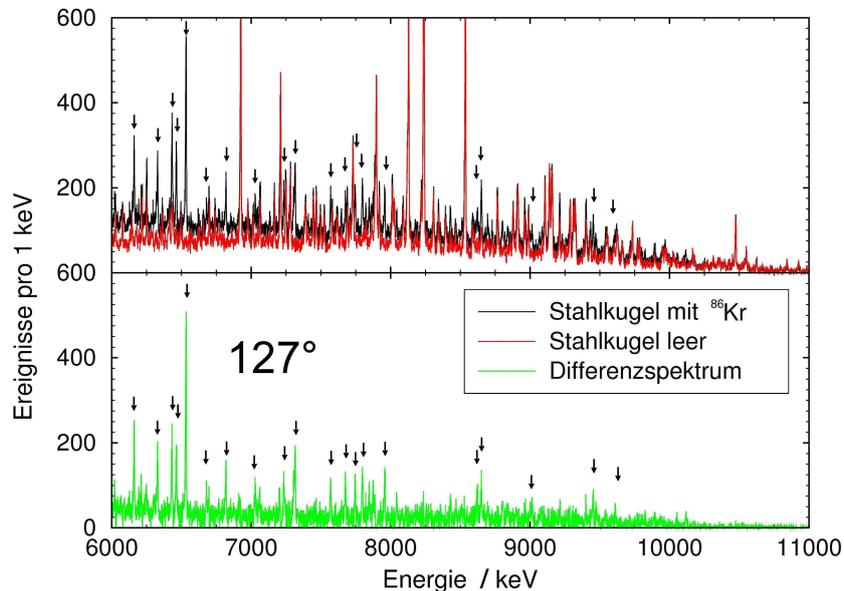


Abbildung 36 – Spektren (auf Messzeit korrigiert) der mit ^{86}Kr gefüllten (schwarz) und leeren (rot) Stahlkugel für die Detektoren unter 127° . Darunter wird das Differenzspektrum gezeigt, welches den Anteil des ^{86}Kr darstellt. Die schwarzen Pfeile zeigen Linien (nicht vollständig), die von ^{86}Kr stammen, welche teilweise erst sichtbar werden nach Abzug des Untergrunds, da sie sich mit Linien aus der Stahlkugel überlagern.

5.1.1 Leermessung der Stahlkugel

Bei gleichen experimentellen Bedingungen wurde über eine Messzeit $t_{\text{live}} = 143305 \text{ s}$ die Stahlkugel leer vermessen. Die Bilder 36 und 37 zeigen einen kleineren Energiebereich der in Bild 34 gezeigten Messungen. Neben vielen gleichen Peaks findet man im Spektrum der gefüllten Kugel zusätzliche Peaks, die Übergängen im Krypton entsprechen. Einige

Übergänge überlagern sich jedoch mit den Linien aus der Stahlkugel, welche vorrangig aus Eisen, aber auch aus Nickel, Chrom und Kohlenstoff besteht. Diese sind erst deutlicher erkennbar nach Abzug der Leermessung.

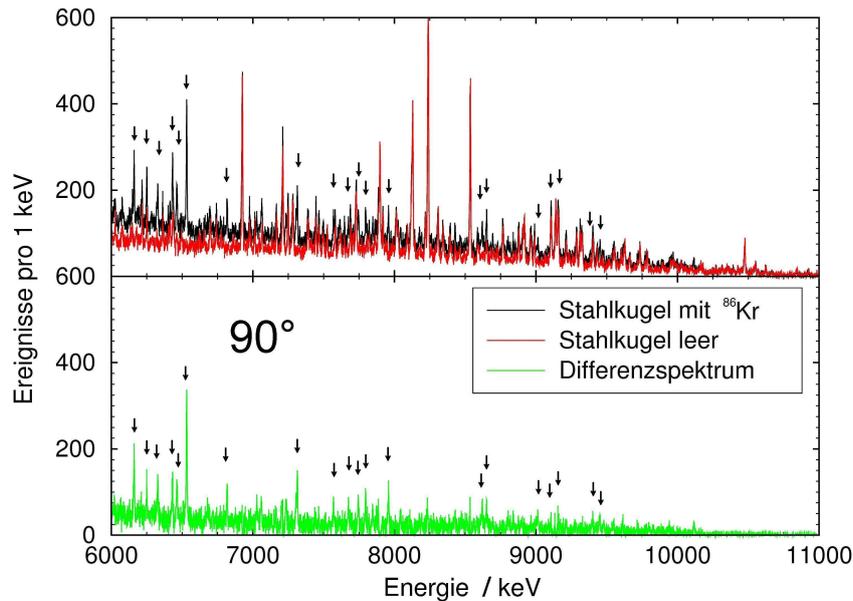


Abbildung 37 – Spektren (auf Messzeit korrigiert) der ^{86}Kr gefüllten (schwarz) und leeren (rot) Stahlkugel für die Detektoren unter 90° . Darunter ist das Differenzspektrum zu sehen, welches den Anteil des ^{86}Kr darstellt. Wie auch unter 127° zeigen die schwarzen Pfeile Linien (nicht vollständig), die von ^{86}Kr stammen, welche teilweise erst sichtbar werden nach Abzug des Untergrunds, da sie sich mit Linien aus der Stahlkugel überlagern. Unter 127° sind auf Grund des Dipolcharakters der Strahlung die meisten Linien mit größerer Intensität zu sehen.

5.1.2 Angeregte Zustände

Im ^{86}Kr konnten nach Abzug des Untergrundes durch die Stahlkugel bei den in Tabelle 4 gezeigten Energien Zustände ermittelt werden. Um Linien auszuschließen, welche inelastische Übergänge wurde eine Korrelationsanalyse durchgeführt. Dabei wurde überprüft ob sich ein Zustand als Differenz von anderen Linien, beispielsweise von hochenergetischen Niveaus und dem ersten anregbaren Zustand, ergibt. War dies innerhalb eines Fehlerintervalls von 0.5 keV der Fall, wird der entsprechende Zustand in Tabelle 4 nicht mit aufgeführt. Durch eine weitere Messung, mit geringer Elektronendpunktsenergie, wäre es möglich weitere Linien auszuschließen. Mit geringer Energie können hochenergetische Niveaus nicht

mehr angeregt werden, so dass evtl. auftretende inelastische Übergänge ebenfalls nicht mehr stattfinden. Diese Methodik erlaubt es außerdem auch die Fütterung niederenergetischer Niveaus genauer zu betrachten [Schw 07]. Neben dem integrierten Wirkungsquerschnitt I_s ist auch das Verhältnis der Intensitäten angegeben, welches die Multipolordnung des Übergangs bestimmt, wie in Kapitel 2.2.2 gezeigt. Bei den Grundzustandsbreiten und Wirkungsquerschnitten der niederenergetischen Zustände in der Tabelle ist zu beachten, dass diese Zustände gefüttert werden und daher die berechneten Werte zu hoch sind. Sie sind daher nicht mit anderen experimentellen Werten vergleichbar. Für den ersten angeregten Zustand gibt die ENDSF-Datenbank [ENDS] eine Lebensdauer τ von 0.38 ps an. Über den einfachen Zusammenhang $h = \tau \cdot \Gamma$ ergibt sich eine Breite von $\Gamma = 10.8$ meV, wobei h das Plancksche Wirkungsquantum ist. Diese Breite ist um ein Vielfaches kleiner als die in Tabelle 4 gezeigten Werte, was den Effekt der Fütterung bestätigt. Dieser Test ist für den ersten angeregten Zustand möglich, da hier $\Gamma = \Gamma_0$ ist.

Betrachtet man die Kollektivität der Übergänge, so ist mit den in Kapitel 2.2.3 eingeführten Weisskopfeinheiten eine Darstellung wie in Abbildung 38 möglich. Hierbei zeigt sich, dass alle Übergänge als kollektive Anregungen verstanden werden können, da sie weit über den charakteristischen Werten für Einteilchenanregungen liegen. Allerdings sind die im Bild berechneten Werte an mehrere Bedingungen geknüpft:

- Statt der erforderlichen Grundzustandsbreite geht hier die reduzierte Grundzustandsbreite ein ($\Gamma_0 \geq \frac{\Gamma_0^2}{\Gamma}$), so dass die Werte nur als untere Abschätzung dienen können.
- Es ist angenommen, dass die Anregungen alle elektromagnetische Dipolanregungen waren, was in soweit berechtigt ist, dass der E1-Wirkungsquerschnitt im Regelfalle eine Größenordnung oder mehr über dem M1-Querschnitt liegt. Der E2-Querschnitt ist gar vernachlässigbar klein.

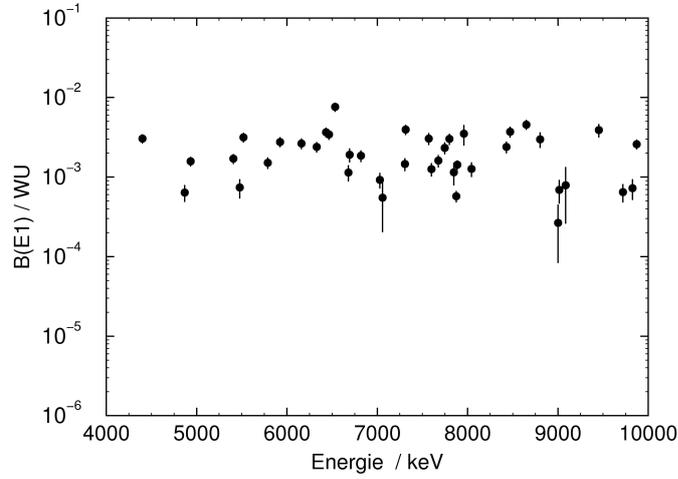


Abbildung 38 – ermittelte Übergangstärken unter der Annahme elektrischer Dipolübergänge in Weisskopfeinheiten.

Energie in keV	I_s in eV · b ^a	$\frac{I(90^\circ)}{I(127^\circ)}$ ^b	$\frac{\Gamma_0^2}{\Gamma}$ in meV ^c
1564.5(1) ¹	491(54)	2.01(28)	104(12)
2349.2(2) ¹	101(11)	2.11(19)	48(6)
2925.7(3) ²	10.3(12)	0.6(4)	7.6(9)
3782.4(2) ³	25.2(41)	0.8(6)	31.3(51)
4365.9(7)			
4401.1(1)	67.4(80)	0.5(6)	113(13)
4867.2(4)	15.6(35)	0.64(5)	32.1(72)
4932.8(2)	39.2(50)	0.8(6)	82.8(10)
5405.8(2) ⁴	46.2(59)	1.2(7)	117(15)
5476.8(5)	20.4(53)	0.52(23)	53(13)
5518.1(5) ⁴	87(11)	0.43(46)	231(30)
5788.4(5)	44.1(67)	0.85(52)	128(19)
5924.7(3)	82(10)	0.6(4)	251(32)
6160(3).0 ⁴	82(11)	0.76(72)	269(37)
6212(3).0 ⁴	1.6(7)		

Tabelle 4 – in ^{86}Kr als Zustände identifizierte Grundzustandsübergänge der Messung mit $p_{e^-} \cdot c = 12.0$ MeV

Energie in keV	I_s in eV · b ^a	$\frac{I(90^\circ)}{I(127^\circ)}$ ^b	$\frac{\Gamma_0^2}{\Gamma}$ in meV ^c
6328(3).0	76(10)	0.64(39)	265(36)
6432.4(2)	118(15)	0.86(32)	424(55)
6464.1(2)	112(14)	0.54(47)	406(53)
6532.6(2)	250(29)	0.68(56)	926(107)
6680.1(1)	38.3(83)	0.57(38)	148(32)
6695.2(6)	64(11)	0.3(2)	249(46)
6819.1(4)	63(9)	0.54(44)	256(39)
7028.8(2)	32.6(67)	0.59(29)	139(29)
7059.8(3)	19(10)	1.3(7)	84(28)
7305.2(5)	53(9)	0.73(47)	248(42)
7315.2(2)	145(19)	0.65(70)	676(88)
7570.1(3)	116(18)	1.1(12)	577(90)
7600.3(3)	48(8)	0.35(38)	240(42)
7675.4(14)	62(10)	0.64(39)	317(52)
7745.7(3)	90(14)	0.75(21)	472(75)
7797.6(3)	118(18)	0.82(32)	623(90)
7847.1(4)	45(13)	1.02(48)	241(72)
7874.2(7)	22.7(34)	0.73(27)	122(18)
7886.4(7)	56.5(68)	2.29(86)	305(37)
7958.5(4)	140(38)	0.58(27)	769(211)
8043.7(4)	51.1(99)	1.12(93)	287(55)
8429.0(3)	101(15)	0.37(40)	623(97)
8469.5(1)	158(22)	0.77(37)	981(144)
8621.0(3)		0.85(82)	
8651.0(3)	199(25)	0.66(71)	1290(166)
8802.8(5)	132(27)	0.24(26)	885(185)
9000.8(5)	12.1(81)	0.64(58)	84(57)
9014.2(1)	31.2(98)	0.95(32)	220(69)
9086.4(4)	36(24)		258(132)
9453.0(9)	185(33)	0.68(40)	1435(255)
9477.(4)		1.41(52)	
9613.(4)		0.61(59)	
9719.7(5)	31.7(78)	0.53(56)	259(63)
9825.9(3)	35.8(99)	1.22(73)	300(83)
9855.5(8)		0.46(50)	
9871.8(8)	128(16)	0.89(68)	1087(141)

Tabelle 4 – in ^{86}Kr als Zustände identifizierte Grundzustandsübergänge der Messung mit $p_{e^-} \cdot c = 12.0 \text{ MeV}$

Energie in keV	I_s in eV · b ^a	$\frac{I(90^\circ)}{I(127^\circ)}$ ^b	$\frac{\Gamma_0^2}{\Gamma}$ in meV ^c
9889.9(6)		0.31(34)	

Tabelle 4 – In ^{86}Kr identifizierte Grundzustandsübergänge der Messung mit $p_{e^-} \cdot c = 12.0$ MeV

^a energieintegrierter Wirkungsquerschnitt für eine Resonanz

^b Verhältnis der Intensitäten zwischen beiden Detektorpaaren

^c Grundzustandsbreite multipliziert mit dem Verzweigungsverhältniss $\Gamma_0 \cdot \frac{\Gamma_0}{\Gamma}$

¹ $J^\pi = 2^+$, bereits bekannt laut ENDSF-Datenbank [ENDS]

² $J^\pi = (2)^+$, bereits bekannt laut ENDSF-Datenbank [ENDS]

³ $J^\pi \leq (3)^{(\pm)}$, bereits bekannt laut ENDSF-Datenbank [ENDS]

⁴ $J^\pi = (1, 2)^0$, bereits bekannt laut ENDSF-Datenbank [ENDS]

5.1.3 Ermittelte Wirkungsquerschnitte und Anschluss an andere Datensätze

In Abbildung 39 sind die gemittelten Absorptionsquerschnitte für die verschiedenen Schritte der Auswertung in Energiebins von 0.2 MeV gezeigt. Die genauen Zahlenwerte befinden sich im Anhang unter Abschnitt E. Die schwarze Kurve wurde aus den integrierten Streuquerschnitten aus Tabelle 4 bestimmt. Die rote Kurve enthält zusätzlich die Intensität des Kontinuums. Etwa 68% der Übergangstärke ist im Kontinuum enthalten. Korrigiert man die Daten auf inelastische Streuung, so ergeben sich die grünen Datenpunkte. Für ^{86}Kr existieren keine (γ, n) -Datensätze, die sich eigentlich ab der Schwelle anschließen würden, daher muss hier auf andere Daten zurückgegriffen werden. In Bild 39 rechts sind zwei verschiedene Resultate von Rechnungen mit den gefundenen Daten verglichen. Neben den experimentell gefundenen Daten (grün) ist zum einen eine Vorhersage des Absorptionsquerschnitts (blau) mit der Parametrisierung der Riesenresonanz nach Junghans [Jung 08] zu sehen, welche aus der Summe von drei Lorentzfunktionen besteht. Die Maximumsenergien entsprechen dabei den Lösungen eines triaxialen harmonischen Oszillators. Für den betrachteten Kryptonkern sind die Auswirkungen aber eher gering, denn wie aus Tabelle 5 hervorgeht, ist der Kern fast nicht deformiert. Für diesen sphärischen Kern fallen in diesem Falle die drei Lorentzfunktionen zu einer zusammen, so dass die Modelle äquivalent sind. Über dem vorhergesagten Wirkungsquerschnitt nach Junghans ergibt die Messung eine zusätzliche Stärke im Energiebereich zwischen 8 und 10 MeV. Diese kann durch die Parametrisierung nicht beschrieben werden. In anderen Arbeiten [Lane 71, Tson 08] wird daher eine zusätzliche Resonanz vorgeschlagen, die sogenannte Pygmyresonanz. Diese Resonanz tritt bei neutronenreichen Kernen auf, bei denen sich eine Neutronenhaut um den Kern bildet, welche angeregt werden kann.

Eine theoretische Vorhersage (rot) wurde mit Hilfe einer Random-Phase-Approximation RPA durch Dr. Dönau¹⁴ durchgeführt. Eine spezielle Variante stellt dabei die ISS-QRPA (Instantaneous-shape sampling quasiparticle-RPA) dar [Zhan 09]. In dieser Berechnung werden neben der kollektiven schnellen Dipolvibration des Kerns und der langsamen Änderung der Gestalt des Kerns durch Quadrupolanregungen auch noch Anregung einzelner Teilchenlochpaare unter Berücksichtigung der Deformation beachtet. Diese Daten müssen nach der Berechnung verschmiert werden. Als Verschmierung wurde eine Breite von $\Gamma = 0.1$ MeV gewählt, wobei gilt, dass eine größere Breite die Daten mehr verschmieren würde. Die Vorhersage spiegelt dabei gut die Daten wieder, sie zeigt ebenfalls eine überhöhte Stärke im Bereich der Neutronenseparationsschwelle. Zu kleineren Energien hin, fallen die berechneten unter die experimentellen Werte, ein Phänomenen, welches auch schon bei anderen Kernen beobachtet wurde.

Der in Kapitel 5.1 beschriebene Effekt der unterdrückten Neutronenemissionsereignisse zeigt sich auch im Wirkungsquerschnitt. In Abbildung 39 rechts kennzeichnet der blaue Pfeil die Energie, ab der die Energie ausreichend ist für einen Übergang zum ersten angeregten Zustand in ^{85}Kr , vgl. Abbildung 35.

¹⁴persönliche Mitteilung

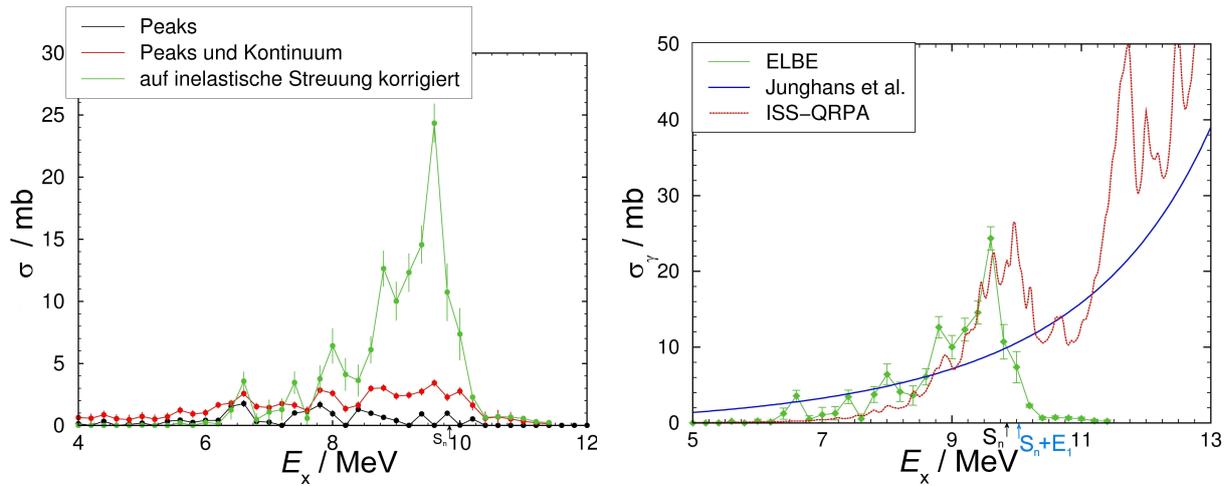


Abbildung 39 – Links: über 0.2 MeV-Bins gemittelte Wirkungsquerschnitte für ^{86}Kr in den einzelnen Arbeitsschritten, zunächst nur die Daten aus den Übergängen, dann aus Übergängen und Kontinuum und nach der Korrektur für inelastische Übergänge. Rechts: Vergleich der experimentellen Daten mit anderen Vorhersagen. Der schwarze Pfeil kennzeichnet die Neutronenseparationsenergie, der blaue Pfeil die Separationsenergie plus die Energie des ersten angeregten Zustandes von ^{85}Kr .

5.1.4 Vergleich mit anderen Messergebnissen der Isotonenkette $N = 50$

In Zusammenhang mit diesem Experiment fanden in Rossendorf bereits andere Experimente [Beno 09, Ruse 06, Schw 07, Schw 08] zu Nukliden mit der Neutronenzahl $N = 50$ statt. Untersucht wurden die Kerne ^{92}Mo , ^{90}Zr , ^{89}Y , ^{88}Sr und ^{87}Rb . ^{90}Zr stellt dabei einen Kern dar, der im Schalenmodell zwei abgeschlossene Schalen besitzt: die abgeschlossene Neutronenschale bei $N = 50$ sowie die abgeschlossene Unterschale der Protonen bei $Z = 40$. Der Kern ist nahezu sphärisch, was sich auch am Deformationsparameter widerspiegelt, welcher nach der Vorhersage von Möller und Nix [Moll 95] $\beta = 0.035$ beträgt. Die Tabelle 5 zeigt, wie die Deformation schwach zunimmt, je weiter man sich von der abgeschlossenen Protonenschale entfernt.

Kern	^{92}Mo	^{90}Zr	^{89}Y	^{88}Sr	^{87}Rb	^{86}Kr
Deformation β	0.035	0.035	0.037	0.045	0.053	0.053
S_n in MeV	12.672	11.971	11.478	11.112	9.919	9.815
$\frac{N_{\text{Proton}}}{N_{\text{Neutron}}}$	$\frac{42}{50} = 0.84$	$\frac{40}{50} = 0.8$	$\frac{39}{50} = 0.78$	$\frac{38}{50} = 0.76$	$\frac{37}{50} = 0.74$	$\frac{36}{50} = 0.72$

Tabelle 5 – Verlauf des Quadrupoldeformationsparameters β , der Neutronenseparationsenergie S_n und des Protonen-Neutronenverhältnisses der stabilen $N = 50$ Isotone.

In Abbildung 40 ist bei all diesen Kernen eine Überhöhung des Wirkungsquerschnitts im

Bereich unterhalb der Neutronenseparationsenergie zu erkennen, legt man eine Parametrisierung nach Junghans, siehe Kapitel 5.1.3, als Standard zugrunde. Durch die schwache Änderung der Deformation ändert sich auch die Größenordnung des Querschnitts nicht. Bei 7 MeV mit etwa 5 mb startend, steigt er in allen Kernen bis auf ein Maximum von etwa 25 mb im Energieintervall um 9 MeV. Ist die Energie hoch genug, öffnet sich der Kanal der Neutronendissoziation. Diese Schwelle S_n ist unter anderem abhängig vom Verhältnis von Protonen- zu Neutronenzahl. Wie Tabelle 5 auch zeigt, fällt mit dem Verhältnis $\frac{N_{Proton}}{N_{Neutron}}$ auch die Separationsenergie innerhalb der Isotonenkette. Das bedeutet, dass Kerne mit höherem Neutronenüberschuss ($\frac{N_{Proton}}{N_{Neutron}}$ klein) weniger Energie zur Dissoziation von Neutronen benötigen.

Der Rechencode TALYS [Koni 07] ermöglicht eine Berechnung des Photoabsorptionsquerschnitts mit verschiedenen Ausgangskanälen. Für die hier berechnete Variante wurde dabei die phänomenologische Riesenresonanzbeschreibung nach Junghans verwendet. Die Daten werden für alle Kerne gut von TALYS reproduziert. Die in dieser Arbeit betrachtete Messung von ^{86}Kr schließt sich, wie die Daten der anderen Kerne ohne Sprünge an (γ, n) -Daten an, falls diese dem Verlauf der Vorhersage folgen.

Nicht beschrieben wird jedoch die gefundene Extrastärke, die wie man erkennt, in allen Kernen auftritt. Sie ist am deutlichsten für den Kern ^{86}Kr zu erkennen. Eine mögliche Erklärung ist die erwähnte Pygmyresonanz. Da dieser Kern den höchsten Neutronenüberschuss besitzt, müsste seine Neutronenhaut auch am stärksten ausgebildet sein und eine Anregung dieser Haut also auch am deutlichsten zu sehen sein. Nimmt die Protonenzahl zu und damit die Neutronenhaut ab, ist die Pygmyresonanz nicht mehr deutlich zu erkennen, wie man im Kern ^{92}Mo sieht.

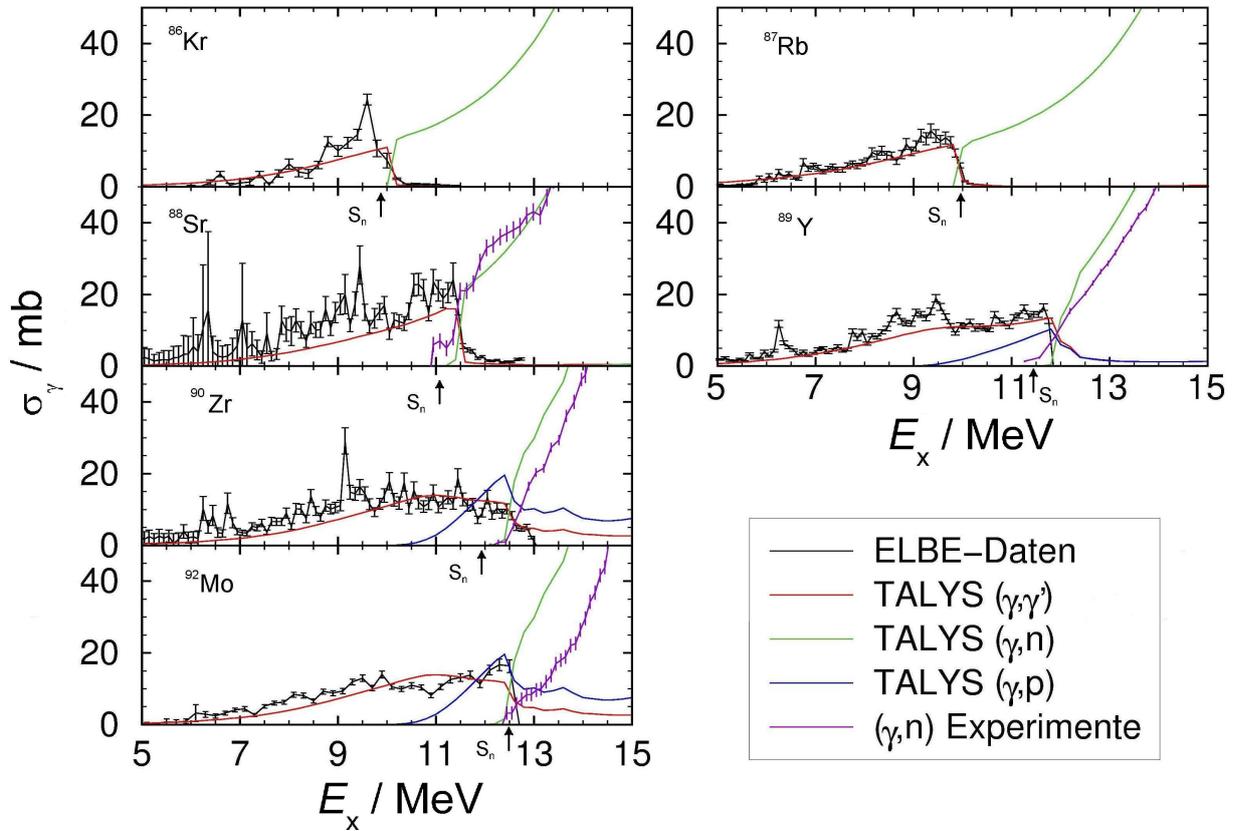


Abbildung 40 – Vergleich experimenteller Daten (schwarz) von ELBE, von Neutronendissoziationsexperimenten (lila) und TALYS Berechnungen für den Photonenabsorptionsquerschnitt mit verschiedenen Ausgangskanälen der $N = 50$ Kerne ^{92}Mo ¹, ^{90}Zr ², ^{89}Y ³, ^{88}Sr ⁴, ^{87}Rb ⁵ und ^{86}Kr

¹(γ, γ) : [Ruse 06] ; (γ, n) : [Beil 74] skaliert um Faktor 0.85 [Berm 87]

²(γ, γ) : [Schw 08] ; (γ, n) : [Berm 67]

³(γ, γ) : [Beno 09] ; (γ, n) : [Berm 67]

⁴(γ, γ) : [Schw 07] ; (γ, n) : [Lepr 71] skaliert um Faktor 0.85 [Berm 87]

⁵(γ, γ) : gemessen an ELBE, noch nicht veröffentlicht

5.2 ^{136}Ba

Analog zu der Messung des Kryptons wurde die Messung des Bariumisotops ^{136}Ba durchgeführt, wobei keine zweite Messung nötig war, da Barium als Pulver vorlag und ohne umgebenden Stahlbehälter direkt bestrahlt werden konnte. Als Elektronenenergie wurde $p \cdot c = 11.5 \text{ MeV}$ eingestellt, was eine Bremsstrahlungsverteilung über die Separationsenergie $S_n = 9.107 \text{ MeV}$ hinaus sichert. Bild 41 zeigt das erhaltene Spektrum sowie einen Ausschnitt mit den darin gefundenen Übergängen (nicht vollständig). Neben Übergängen aus ^{136}Ba sind Übergänge des ^{16}O , als Bestandteil des BaCO_3 und ^{11}B als Normierungsstandard zu sehen, siehe auch Anhang C und B.

Das Bariumspektrum zeigt einen deutlichen Knick an der Neutronenschwelle. Der beim

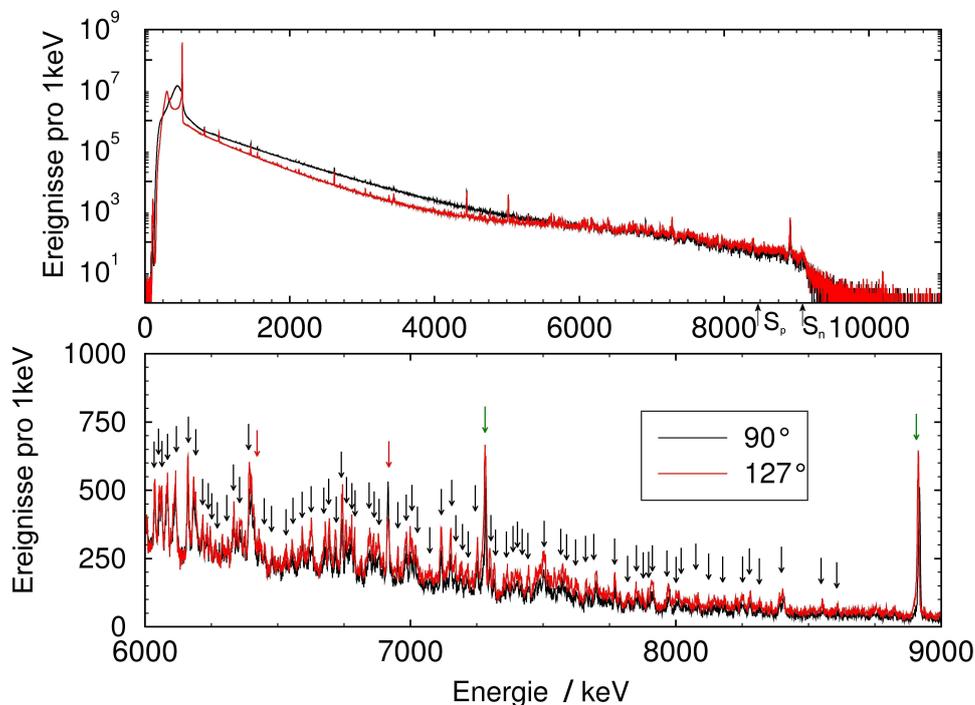


Abbildung 41 – Spektrum nach einer Woche Messzeit, oben über den kompletten Energiebereich und unten als Ausschnitt. Bariumlinien (schwarze Pfeile), Borlinien (grüne Pfeile) und Sauerstofflinien (rote Pfeile)

Krypton beobachtete Effekt der zusätzlichen Stärke oberhalb der Schwelle durch Drehimpulsunterdrückung tritt bei der Anregung von ^{136}Ba mit Photonen nicht auf. Die Reaktion $^{136}\text{Ba}(\gamma, n)^{135}\text{Ba}$ tritt sofort ein, da ^{135}Ba mit $J^\pi = \frac{3}{2}^+$ eine günstige Grundzustandskonfiguration besitzt.

Da bei ^{136}Ba im Gegensatz zu ^{86}Kr die Schwelle für die Protonendissoziation im Bereich der verwendeten Photonenenergien liegt ($S_p = 8.594 \text{ MeV}$ liegt, könnte der Prozess

$^{136}\text{Ba} + \gamma \rightarrow ^{135}\text{Cs} + p$ eine Rolle spielen. ^{135}Cs besitzt aber mit einem Grundzustandsspin $J^\pi = \frac{7}{2}^+$ eine ungünstige Grundzustandskonfiguration. Diese Drehimpulsbarriere unterdrückt auch Übergänge in den ersten anregbaren Zustand ($E = 220.954 \text{ keV}$, $J^\pi = \frac{5}{2}^+$). Übergänge in mögliche energetisch höherliegende Zustände werden vom eintretenden Photoneutronenquerschnitt überdeckt.

5.2.1 Angeregte Zustände

Wie auch in der Kryptonmessung war es möglich, einzelne Übergänge im Spektrum als Grundzustandsübergänge eines angeregten Niveaus zu klassifizieren. Auch hier wurde eine Korrelationsanalyse durchgeführt, um Einträge von inelastischen Übergängen zu identifizieren. Durch die höhere Nukleonenzahl und damit auch eine höhere Niveaudichte existieren in ^{136}Ba eine Vielzahl mehr Übergänge als in ^{86}Kr . Analog zum Krypton werden vor allem die niederenergetischen Levels durch den Kaskadenzerfall höherer Level gefüttert, so dass die ermittelten Querschnitte und Grundzustandsbreiten zu hoch sind.

Unter denselben Annahmen wie in Kapitel 5.1.2 kann eine Aussage über die Kollektivität der angeregten Zustände in ^{136}Ba getroffen werden. In Abbildung 42 erkennt man, dass die Übergänge abermals weit über den für Einteilchenanregungen typischen Werten liegen. Daraus lässt sich der Schluss ziehen, dass es sich um kollektive schwingende Zustände handelt.

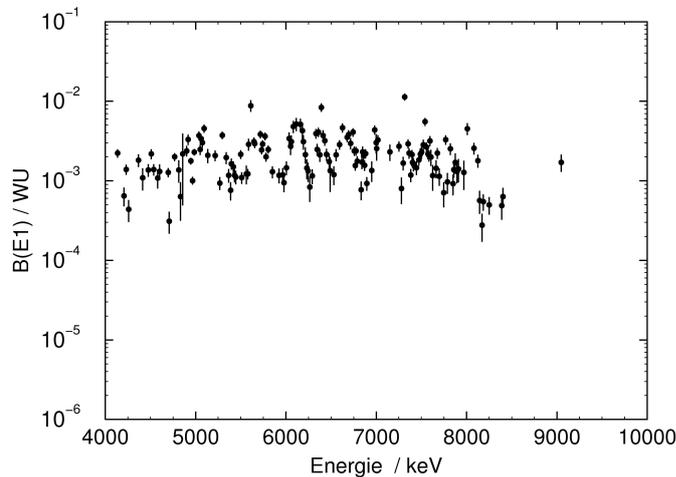


Abbildung 42 – ermittelte Übergangstärken unter der Annahme elektrischer Dipolübergänge in Weisskopfeinheiten.

Energie in keV	I_s in eV · b ^a	$\frac{I(90^\circ)}{I(127^\circ)}$ ^b	$\frac{\Gamma_0^2}{\Gamma}$ in meV ^c
819.2 (1) ¹	1518 (118)	0.82 (2)	88 (7)
1551.1 (1) ¹	408 (32)	0.97 (6)	85 (7)
2079.9 (1) ¹	147 (13)	0.97 (6)	55 (5)
2128.8 (1) ¹	130 (11)	0.93 (7)	51 (4)
2223.6 (5) ²	50 (11)	0.66 (14)	21 (5)
2484.6 (2) ¹	51 (5)	0.94 (11)	27 (3)
2693.3 (2) ³	104 (12)	1.07 (34)	65 (7)
2773.0 (3) ¹	53 (7)	1.15 (19)	35 (4)
2779.3 (9) ¹		1.53 (58)	
2976.7 (4) ⁴	28 (5)	1.03 (28)	22 (4)
3043.7 (1) ⁵	117 (14)	0.91 (16)	94 (12)
3109.9 (2) ¹	51 (8)	0.86 (15)	43 (7)
3115.7 (1) ¹	90 (9)	0.86 (9)	76 (8)
3123.1 (10)	15 (3)	0.51 (30)	13 (3)
3369.6 (1) ⁶	100 (9)	0.83 (8)	98 (9)
3435.1 (1) ⁷	170 (14)	0.81 (5)	174 (14)
3526.0 (3) ¹	24 (3)	1.09 (26)	25 (4)
3549.0 (7) ⁸	15 (2)	0.68 (29)	16 (2)
3705.7 (3) ⁹	34 (7)	0.69 (18)	40 (8)
3881.1 (6) ⁸	16 (4)	1.40 (54)	21 (5)
3979.8 (3) ¹⁰	49 (6)	0.86 (19)	67 (8)
4137.1 (2) ¹¹	63 (7)	0.77 (12)	93 (10)
4207.0 (10)	19 (5)	0.69 (53)	29 (7)
4231.2 (4)	40 (5)	0.57 (19)	63 (8)
4258.3 (4)	13 (4)	1.47 (42)	20 (6)
4366.8 (3)	54 (9)	0.55 (11)	90 (15)
4413.3 (6)	33 (10)	0.74 (35)	56 (17)
4475.2 (4)	42 (7)	1.05 (24)	73 (12)
4508.2 (4) ¹²	67 (9)	0.63 (11)	118 (15)
4536.4 (5)	43 (6)	0.64 (15)	77 (12)
4579.8 (9)	34 (9)	1.28 (67)	62 (16)
4601.7 (9)	41 (9)	1.17 (49)	76 (16)
4623.7 (20)		1.69 (100)	
4639.7 (19)		2.02 (108)	
4697.8 (3)	41 (5)	0.46 (13)	78 (9)

Tabelle 6 – in ¹³⁶Ba als Zustände identifizierte Grundzustandsübergänge der Messung mit $p_{e^-} \cdot c = 11.5\text{MeV}$

Energie in keV	I_s in eV · b ^a	$\frac{I(90^\circ)}{I(127^\circ)}$ ^b	$\frac{\Gamma_0^2}{\Gamma}$ in meV ^c
4709.1 (10)	10 (3)	0.73 (45)	19 (6)
4767.7 (2)	65 (7)	0.95 (27)	128 (13)
4814.1 (3)	45 (14)	0.73 (25)	91 (27)
4833.3 (10)	21 (10)	0.96 (48)	42 (21)
4856.0 (15)	72 (56)	0.40 (38)	148 (115)
4897.8 (8)	80 (11)	0.50 (18)	166 (24)
4914.3 (13)	111 (15)	0.20 (13)	233 (32)
4948.9 (12)	60 (5)	0.87 (8)	128 (11)
4966.6 (25)	34 (3)	0.87 (15)	73 (7)
4985.0 (10)	78 (6)	0.97 (19)	168 (14)
5039.6 (22)	128 (15)	0.17 (6)	281 (32)
5049.7 (15)	86 (12)	0.15 (9)	189 (26)
5060.8 (7)	117 (13)	0.31 (9)	259 (30)
5076.9 (8)	104 (12)	0.30 (8)	234 (27)
5094.5 (5)	158 (17)	0.43 (11)	356 (38)
5135.2 (3)	73 (14)	0.91 (20)	167 (31)
5216.3 (3)	74 (11)	0.98 (18)	175 (25)
5268.4 (6)	34 (6)	1.05 (26)	81 (14)
5294.3 (2)	135 (13)	0.95 (8)	328 (31)
5337.8 (4)	71 (11)	0.81 (17)	176 (28)
5366.1 (8)	43 (8)	1.34 (30)	108 (20)
5385.3 (21)	28 (7)	0.83 (36)	71 (17)
5396.5 (7)	60 (9)	1.16 (21)	153 (23)
5418.4 (7)	56 (8)	1.06 (21)	142 (21)
5431.5 (16)	43 (7)	0.52 (22)	111 (19)
5444.4 (13)	42 (8)	0.76 (25)	107 (20)
5475.8 (10)		1.57 (72)	
5497.6 (8)	81 (9)	1.08 (38)	212 (24)
5510.8 (9)	41 (6)	1.07 (42)	109 (17)
5561.1 (13)	46 (12)	0.75 (25)	124 (31)
5581.8 (23)	46 (6)	0.92 (37)	126 (17)
5585.6 (10)	110 (17)	0.57 (17)	297 (47)
5610.0 (3)	338 (53)	0.72 (11)	922 (144)
5647.9 (23)	120 (14)	0.05 (2)	332 (38)
5652.2 (3)	114 (13)	1.22 (17)	315 (36)
5692.6 (7)		2.02 (33)	

Tabelle 6 – in ^{136}Ba als Zustände identifizierte Grundzustandsübergänge der Messung mit $p_{e^-} \cdot c = 11.5\text{MeV}$

Energie in keV	I_s in eV · b ^a	$\frac{I(90^\circ)}{I(127^\circ)}$ ^b	$\frac{\Gamma_0^2}{\Gamma}$ in meV ^c
5717.7 (9)	150 (15)	0.95 (36)	426 (42)
5735.0 (11)	96 (11)	1.47 (55)	273 (30)
5748.4 (28)	114 (12)	0.17 (13)	326 (34)
5768.0 (2)	143 (14)	0.61 (6)	412 (40)
5781.7 (4)	79 (9)	0.52 (8)	229 (27)
5805.1 (3)	99 (10)	0.54 (7)	288 (30)
5850.4 (3)	52 (8)	0.76 (17)	154 (24)
5924.2 (6)	48 (10)	0.64 (22)	145 (29)
5965.8 (6)	49 (10)	0.52 (16)	150 (30)
5979.2 (7)	39 (9)	0.55 (21)	120 (28)
6005.0 (5)	60 (11)	0.53 (17)	188 (35)
6035.7 (5)	141 (25)	0.77 (15)	444 (79)
6052.9 (8)	113 (24)	0.70 (17)	358 (77)
6061.4 (7) ¹²	129 (24)	0.83 (17)	411 (76)
6082.5 (4)	200 (32)	0.81 (13)	642 (102)
6113.3 (3) ¹²	217 (38)	0.78 (14)	702 (123)
6161.2 (3)	216 (35)	0.98 (16)	710 (117)
6182.4 (4)	180 (39)	1.10 (23)	597 (129)
6192.8 (5)	131 (26)	0.87 (18)	437 (86)
6215.7 (5)	91 (20)	0.98 (23)	304 (67)
6231.6 (8)	62 (16)	0.93 (28)	207 (55)
6244.2 (9)	57 (15)	0.79 (26)	191 (50)
6264.8 (12)	36 (12)	1.01 (45)	122 (42)
6289.2 (14)	49 (10)	1.24 (27)	170 (34)
6331.9 (7)	170 (21)	0.77 (12)	590 (75)
6344.4 (12)	108 (17)	0.72 (17)	376 (60)
6358.2 (7)	178 (21)	0.83 (11)	623 (75)
6373.6 (9)	92 (16)	1.03 (21)	325 (56)
6391.3 (17)	366 (39)	0.08 (5)	1296 (140)
6409.9 (7)	162 (25)	1.33 (20)	579 (88)
6430.6 (6)	140 (17)	0.91 (13)	503 (63)
6449.5 (9)	95 (15)	0.76 (17)	341 (55)
6478.2 (4)	77 (19)	0.35 (14)	280 (70)
6488.7 (7)	60 (27)	0.35 (24)	217 (98)
6528.8 (18)	53 (13)	0.55 (22)	197 (50)
6554.3 (11)	95 (15)	0.53 (13)	355 (56)

Tabelle 6 – in ^{136}Ba als Zustände identifizierte Grundzustandsübergänge der Messung mit $p_{e^-} \cdot c = 11.5\text{MeV}$

Energie in keV	I_s in eV · b ^a	$\frac{I(90^\circ)}{I(127^\circ)}$ ^b	$\frac{\Gamma_0^2}{\Gamma}$ in meV ^c
6591.8 (7)	128 (16)	0.69 (11)	483 (61)
6625.3 (5)	210 (25)	0.52 (8)	800 (96)
6677.3 (5) ¹²	161 (19)	0.52 (6)	624 (75)
6693.4 (4)	175 (21)	0.64 (7)	680 (80)
6716.8 (5) ¹²	136 (21)	0.52 (8)	531 (81)
6741.9 (2)	188 (21)	0.69 (10)	742 (82)
6756.6 (4)	110 (13)	0.66 (10)	434 (51)
6767.8 (6)	72 (9)	0.72 (12)	286 (36)
6776.8 (4)	110 (13)	0.81 (11)	437 (51)
6788.4 (4)	82 (11)	0.75 (14)	326 (45)
6830.8 (14)	36 (9)	1.00 (38)	146 (37)
6840.3 (9)	80 (14)	0.94 (21)	326 (56)
6847.5 (6)	108 (17)	0.96 (17)	441 (68)
6859.2 (5)	97 (12)	0.99 (16)	397 (48)
6870.4 (7)	74 (10)	1.01 (20)	301 (42)
6880.5 (5)	103 (12)	1.11 (16)	424 (50)
6895.8 (9)	44 (8)	1.10 (32)	181 (33)
6952.0 (11)	64 (18)	0.46 (17)	269 (74)
6982.3 (4)	209 (24)	0.44 (6)	882 (102)
6998.5 (10)	144 (38)	0.49 (14)	613 (162)
7006.6 (16)	122 (35)	0.41 (14)	520 (150)
7018.9 (6)	157 (21)	0.41 (7)	670 (90)
7150.6 (3)	113 (24)	0.97 (21)	501 (109)
7251.1 (4)	135 (18)	0.76 (11)	616 (83)
7271.6 (6)	84 (14)	0.47 (12)	385 (64)
7281.5 (1)	566 (50)	0.78 (5)	2602 (231)
7298.8 (3)	147 (17)	0.64 (8)	679 (80)
7314.8 (5)	112 (15)	0.51 (9)	520 (71)
7350.2 (8)	60 (11)	0.76 (35)	280 (50)
7364.1 (5)	108 (13)	0.78 (28)	509 (63)
7382.1 (7)	86 (12)	0.92 (37)	408 (57)
7394.4 (12)	82 (14)	0.74 (29)	389 (68)
7402.5 (9)	74 (14)	1.36 (43)	353 (64)
7414.9 (6)	93 (13)	0.93 (21)	445 (61)
7444.4 (5)	111 (18)	0.74 (22)	535 (88)
7472.5 (8)	118 (19)	0.58 (13)	569 (92)

Tabelle 6 – in ^{136}Ba als Zustände identifizierte Grundzustandsübergänge der Messung mit $p_{e^-} \cdot c = 11.5\text{MeV}$

Energie in keV	I_s in eV · b ^a	$\frac{I(90^\circ)}{I(127^\circ)}$ ^b	$\frac{\Gamma_0^2}{\Gamma}$ in meV ^c
7487.5 (7)	146 (20)	0.58 (10)	711 (98)
7502.8 (4)	285 (29)	0.58 (6)	1392 (143)
7519.2 (6)	138 (18)	0.64 (10)	675 (87)
7541.0 (8)	113 (16)	0.49 (10)	559 (80)
7558.1 (9) ¹²	108 (16)	0.62 (12)	535 (81)
7572.1 (8)	165 (22)	0.56 (9)	821 (110)
7583.5 (16)	103 (23)	0.57 (15)	516 (114)
7594.8 (28)	60 (21)	0.93 (47)	303 (104)
7604.2 (34)	75 (18)	0.25 (30)	378 (92)
7625.7 (7)	117 (17)	0.52 (10)	590 (84)
7662.3 (11)	60 (14)	0.80 (26)	306 (71)
7675.5 (20)	38 (13)	0.40 (31)	192 (65)
7699.0 (4)	174 (22)	0.68 (10)	895 (113)
7747.6 (11)	51 (14)	0.74 (28)	268 (75)
7769.8 (5)	135 (21)	0.68 (13)	708 (109)
7788.1 (11)	50 (14)	0.77 (31)	261 (73)
7819.8 (7)	74 (15)	0.63 (17)	393 (77)
7848.9 (10)	92 (25)	0.44 (17)	491 (135)
7857.9 (16)	71 (20)	0.22 (20)	380 (109)
7875.0 (13)	76 (24)	0.30 (14)	410 (128)
7895.2 (18)	69 (27)	1.10 (49)	374 (146)
7911.3 (5)	248 (40)	0.73 (14)	1346 (215)
7972.4 (6)	141 (22)	0.91 (15)	780 (119)
8006.6 (8)	99 (17)	0.85 (18)	552 (97)
8083.5 (6)	31 (10)	1.22 (47)	178 (56)
8124.7 (15)	16 (6)	0.57 (44)	89 (33)
8144.3 (7)	30 (7)	0.88 (28)	175 (38)
8171.2 (9)		1.95 (77)	
8184.3 (7)	28 (7)	0.95 (31)	163 (38)
8227.9 (11)		2.89 (97)	
8250.8 (7)		1.86 (39)	
8280.4 (6)		1.51 (32)	
8315.4 (9)		1.68 (42)	
8339.2 (20)	28 (9)	1.23 (65)	169 (55)
8359.5 (16)	36 (10)	1.17 (55)	221 (60)
8389.7 (7)		1.55 (45)	

Tabelle 6 – in ¹³⁶Ba als Zustände identifizierte Grundzustandsübergänge der Messung mit $p_{e^-} \cdot c = 11.5\text{MeV}$

Energie in keV	I_s in eV · b ^a	$\frac{I(90^\circ)}{I(127^\circ)}$ ^b	$\frac{\Gamma_0^2}{\Gamma}$ in meV ^c
8404.1 (5)		1.77 (38)	
8611.1 (14)	106 (25)	1.23 (29)	679 (159)
8825.1 (12)		1.54 (60)	
9049.5 (15)	93 (43)	0.92 (50)	658 (306)
9077.8 (10)	166 (40)	0.71 (21)	1188 (287)

Tabelle 6 – In ^{136}Ba identifizierte Grundzustandsübergänge der Messung mit $p_{e^-} \cdot c = 11.5\text{MeV}$

^a energieintegrierter Wirkungsquerschnitt für eine Resonanz

^b Verhältnis der Intensitäten zwischen beiden Detektorpaaren

^c Grundzustandsbreite multipliziert mit dem Verzweigungsverhältniss $\Gamma_0 \cdot \frac{\Gamma_0}{\Gamma}$

¹ $J^\pi = 2^+$, bereits bekannt laut ENDSF-Datenbank [ENDS]

² $J^\pi = (2)^+$, bereits bekannt laut ENDSF-Datenbank [ENDS]

³ $J^\pi = 1^+$, bereits bekannt laut ENDSF-Datenbank [ENDS]

⁴ $J^\pi = (2, 3, 4)^+$, bereits bekannt laut ENDSF-Datenbank [ENDS]

⁵ $J^\pi = 1^{(-)}$, bereits bekannt laut ENDSF-Datenbank [ENDS]

⁶ $J^\pi = 1$, bereits bekannt laut ENDSF-Datenbank [ENDS]

⁷ $J^\pi = 1^-$, bereits bekannt laut ENDSF-Datenbank [ENDS]

⁸ $J^\pi = 0, 1, 2, 3, 4$, bereits bekannt laut ENDSF-Datenbank [ENDS]

⁹ $J^\pi = (1, 2)^+$, bereits bekannt laut ENDSF-Datenbank [ENDS]

¹⁰ $J^\pi = (1^-)$, bereits bekannt laut ENDSF-Datenbank [ENDS]

¹¹ $J^\pi = (1, 2)$, bereits bekannt laut ENDSF-Datenbank [ENDS]

¹² bereits bekannt aus $^{135}\text{Ba}(n, \gamma)^{136}\text{Ba}$, laut [CAPG]

5.2.2 Ermittelte Wirkungsquerschnitte und Anschluss an andere Datensätze

Die Ermittlung des Wirkungsquerschnitts für Barium erfolgt in den gleichen Arbeitsschritten wie für das Experiment mit Krypton. Bild 43 zeigt die einzelnen Phasen der Analyse. Die schwarze Linie zeigt die über 0.2 MeV breite Energieintervalle aufsummierten Wirkungsquerschnitte, legt man nur die aus den sichtbaren Peaks ermittelte Intensitäten zugrunde. Beachtet man das Kontinuum, ergibt sich ein höherer Querschnitt, da nur etwa 26% der Übergänge als Peaks sichtbar sind. Diese Veränderung ist deutlich in der roten Linie zu sehen. Die Korrektur auf inelastische Streuung und den anschließenden Kaskadenzerfall zeigt der grüne Graph (Daten wieder im Ahnhang F). Auch hier kommt es zu einer Erhöhung des Querschnitts bei hohen Energien.

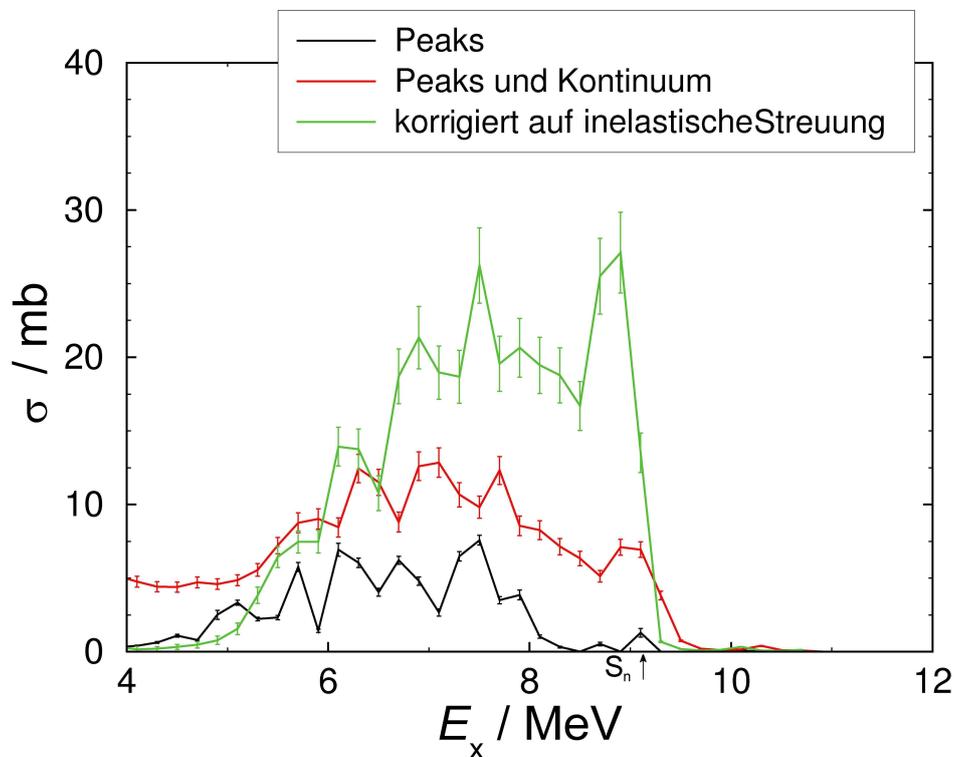


Abbildung 43 – ^{136}Ba Wirkungsquerschnitte in den einzelnen Arbeitsschritten, zunächst nur die Daten aus den Übergängen, dann aus Übergängen und Kontinuum und nach der Korrektur für inelastische Übergänge

Für die im Experiment gefundenen Daten soll ebenfalls ein Vergleich zu anderen Daten gemacht werden. Bild 44 links zeigt wiederum eine phänomenologische Vorhersage des Modells nach Junghans mit dem gemessenen Querschnitt. Es ergibt sich eine Überhöhung gegenüber dem Modell. Auch die theoretische Vorhersage durch ISS-QRPA, gerechnet von Dr. Dönau und ebenfalls mit einer Breite von $\Gamma = 0.1$ MeV verschmiert, liegt unter den experimentellen Werten und beschreibt die beobachteten Werte nicht zufriedenstellend.

Da für ^{136}Ba keine Photoneutronendaten existieren, soll ein anderer Vergleich die Korrektheit der Daten verifizieren. Am HI γ S-Experimentierplatz¹⁵ wurde das Isotop ^{138}Ba [Tonc 10] vermessen. Dieses Isotop ist auf Grund der gleichen Protonenzahl und der ähnlichen Neutronenzahl vergleichbar mit dem an ELBE gemessen ^{136}Ba -Isotop. Unterschied ist das zusätzliche Neutronenpaar, was jedoch keinen Nachteil darstellt, da sich so keine möglichen Effekte auf Grund einer geraden bzw. ungeraden Neutronenzahl ergeben. In Abbildung 44 rechts sieht man, dass unterhalb der Neutronenschwellen die beiden Isotope einen ähnlichen Wirkungsquerschnitt haben, was als Bestätigung der angewandten Auswertemethoden gesehen werden kann. Der Datensatz für das (γ, n) -Experiment von Berman [Berm 70] zeigt, dass sich die (γ, γ) Daten direkt anschließen und es keine Sprünge im Wirkungsquerschnitt gibt.

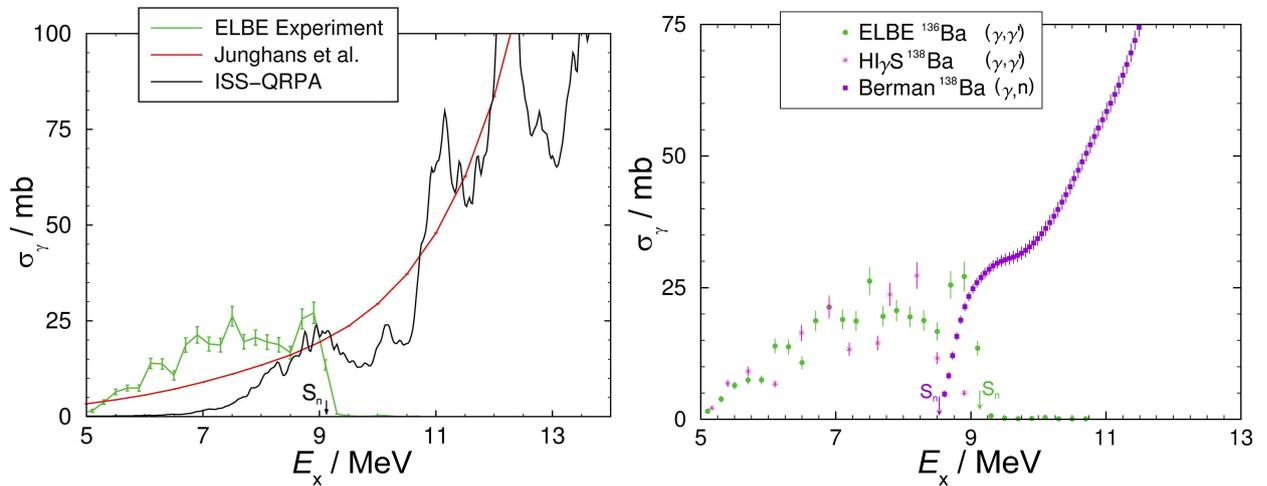


Abbildung 44 – Links: Die an ELBE gefundenen Daten (grün) im Vergleich zum phänomenologischen Modell nach Junghans (rot) und der theoretischen Beschreibung durch ISS-QRPA (schwarz), Rechts: Vergleich von Messergebnissen für die beiden Bariumisotope ^{136}Ba und ^{138}Ba an den verschiedenen Experimentierplätzen.

¹⁵Triangle Universities Nuclear Laboratory, Durham, North Carolina, USA

6 Diskussion und Ausblick

Erstmalig wurde der Photoabsorptionsquerschnitt bei einer gasförmigen Probe mit Hilfe der Kernresonanzfluoreszenz bis zur Teilchenseparationschwelle vermessen. Im Gegensatz zu anderen Methoden, wie beispielsweise der Anregung mit Heliumkernen am Oslo Cyclotron Laboratory [Lars 07], ist es möglich Gase in Druckbehältern auf relativ einfachem Wege zu vermessen.

Die experimentellen Daten zeigen bei beiden Kernen, dass sich der Absorptionsquerschnitt im Bereich unterhalb der Neutronenschwelle nicht einfach als glatter Fortsatz der Riesenresonanz ergibt. Die Daten schließen sich zwar stetig an die Photoneutronendaten an, jedoch gibt es eine Überhöhung gegenüber der glatten Lorentzkurven. Diese kann, wie vorher erwähnt, als Pygmyresonanz verstanden werden. Akzeptiert man die Vorstellung der Pygmyresonanz als Neutronenhaut, die gegen das symmetrische $N = Z$ -System schwingt, so ergibt sich für unser Verständnis von Kernmaterie ein verbessertes Bild. Man kann mit Hilfe theoretischer Modelle wie der QRPA Aussagen über die Nukleonendichteverteilung im Kern machen. Beschreibt diese Theorie die Experimente nicht zufriedenstellend, wie es im Barium der Fall ist, so können wir durch eine Änderung der Parameter den Verlauf anpassen und dadurch etwas über Kerndichte und Kernpotentiale lernen.

Es ist mit Hilfe der gefundenen Dipolverteilungen also möglich, indirekt auch Vorhersagen über Neutroneneinfangsreaktionen zu machen. Diese werden höher sein als Vorhersagen, welche mit dem analytischen Ansatz mit Hilfe von Lorentzkurven getroffen werden können. Dies hat demnach Auswirkungen in der Astrophysik und der Transmutation. Bei der Entstehung der Elemente könnten schwerere Elemente mehr als bisher angenommen gebildet werden. Für die Transmutation bedeutet ein erhöhter Neutroneneinfangquerschnitt eine erhöhte Umwandlungsrate von Kern. Für Machbarkeitsstudien, welche die Umwandlung des radioaktiven Abfalls kalkulieren, aber auch für Simulationen, welche Abschirmungen usw. berechnen, bedeutet ein erhöhter Absorptionsquerschnitt mehr Umwandlungen bzw. bessere Abschirmung bei gleicher Material als bisher angenommen.

Für die Zukunft sind weitere Experimente an ELBE in Arbeit und Planung. Zum einen sind die in dieser Arbeit vermessenen Isotope erneut vermessen worden, allerdings mit niedrigerer Elektroneneinschussenergie. Dabei regt man die hochenergetischen Niveaus nicht an und die niederenergetischen Linien als Zustände verifizieren oder als Übergänge zwischen zwei Niveaus ausschließen. Zusätzlich kann mit Hilfe dieser Messungen der Bereich unter 5 MeV besser untersucht werden.

Die Simulationen von nicht-nuklearem Untergrund, der Detektorantwortfunktion und der Kaskadenabregung überlappen sich in diesem Bereich besonders stark. Die Experimente mit etwa 10 MeV Elektroneneinschussenergie werden im MeV-Bereich unterhalb von etwa 5 MeV wenig aussagekräftig, da durch die Korrekturen sich die Fehler aufaddieren und keine zuverlässige Aussagen mehr getroffen werden können.

Zum anderen sind im Rahmen des europäischen EFNUDAT¹⁶-Projektes Experimente am HZDR und am Forschungsreaktor Budapest durchgeführt worden, bei dem Kerne mit ver-

¹⁶European Facilities for Nuclear Data Measurements

schiedenen Methoden zunächst in gleiche angeregte Zustände gebracht wurden, um deren folgende Abregung danach aufzuzeichnen. Anhand der Analyse der Experimente sollen Erkenntnisse über Niveaudichten und die Natur der Stärkefunktion gewonnen werden. Mit dem Nachfolgeprojekt ERINDA¹⁷ wurde die Durchführung weiterer Experimente in europäischer Zusammenarbeit möglich.

¹⁷European Research Infrastructures for Nuclear Data Applications

A Eichquellen

Isotop	Name der Quelle	Aktivität	
		$A_{(1.12.1994)}$ in kBq	$A_{(11.06.2008)}$ in kBq
^{137}Cs	Amersham DV250	44 ± 1.8	32.2 ± 0.4
^{152}Eu	Amersham DV252	41 ± 2.1	20.5 ± 0.3
^{226}Ra	Amersham DV255	52.5 ± 2.6	52.2 ± 0.9

Tabelle 7 – Eichquellen zur Energiekalibrierung

B γ -Übergänge in ^{11}B

Energie in keV	Energie unter 90° in keV	Energie unter 127° in keV	I_s in eV · b
2124.69 (30)	2124.47 (30)	2124.20 (30)	52.4 (30)
4444.89 (50)	4443.93 (50)	4442.77 (50)	162.8 (55)
5020.31 (30)	5019.08 (30)	5017.60 (30)	216.3 (71)
7285.51 (43)	7282.92 (43)	7279.80 (43)	94.9 (80)
8921.00 (60)	8917.12 (60)	8912.44 (60)	285.5 (144)

Tabelle 8 – anregbare Zustände der Referenzprobe

C γ -Übergänge in ^{16}O

Niveauenergie in keV	beobachtete Energie in keV	Kommentare
6917	6914	Verschiebung der Energie unter 127°
7117	7113	Verschiebung der Energie unter 127°
9585	2688	inelastischer Übergang auf 6917 keV

Tabelle 9 – Beobachtete Übergänge von ^{16}O im BaCO_3 , Daten laut ENDSF-Datensatz [ENDS]

D γ -Übergänge in ^{12}C

Niveauenergie in keV	beobachteten Energie in keV	Kommentare
15110	15110	Grundzustandsübergang
	10666	inelastischer Übergang
	7453	inelastischer Übergang
	2400	inelastischer Übergang
12710	12703	Grundzustandsübergang

Tabelle 10 – Beobachtete Übergänge von ^{12}C für Test der Detektorresponse, Daten laut ENDSF-Datensatz [ENDS]

E Absorptionsquerschnitt für ^{86}Kr

Energieintervall in MeV	Querschnitt σ_γ in mb	Energieintervall in MeV	Querschnitt σ_γ in mb
6	0.25(24)	8.6	6.09(105)
6.2	0.14(13)	8.8	12.62(141)
6.4	1.25(73)	9	10.01(153)
6.6	3.57(73)	9.2	12.31(150)
6.8	0.49(45)	9.4	14.56(150)
7	1.08(90)	9.6	24.35(153)
7.2	1.28(86)	9.8	10.73(227)
7.4	3.45(88)	10	7.36(206)
7.6	0.57(37)	10.2	2.28(203)
7.8	3.75(104)	10.4	0.66(20)
8	6.41(138)	10.6	0.73(25)
8.2	4.11(128)	10.8	0.67(21)
8.4	3.63(120)	11	0.57(20)

Tabelle 11 – ermittelter integrierter Wirkungsquerschnitt pro 0.2 MeV Intervall

F Absorptionsquerschnitt für ^{136}Ba

Energieintervall in MeV	Querschnitt σ_γ in mb
5.0	0.78(27)
5.2	1.55(39)
5.4	3.83(55)
5.6	6.43(71)
5.8	7.46(75)
6.0	7.47(79)
6.2	13.92(132)
6.4	13.75(137)
6.6	10.77(118)
6.8	18.69(185)
7.0	21.33(211)
7.2	18.96(181)
7.4	18.67(180)

Energieintervall in MeV	Querschnitt σ_γ in mb
7.6	26.22(255)
7.8	19.56(187)
8.0	20.63(193)
8.2	19.44(190)
8.4	18.76(187)
8.6	16.68(160)
8.8	25.50(256)
9.0	27.09(274)
9.2	13.51(139)
9.4	0.66(6)
9.6	0.19(2)
9.8	0.08(6)

Tabelle 12 – ermittelter integrierter Wirkungsquerschnitt pro 0.2 MeV Intervall

Literatur

- [Agos 03] S. Agostinelli *et al.* “G4—a simulation toolkit”. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A*, Vol. 506, pp. 250 – 303, 2003.
- [Apos 10] J. Apostolakis, A. Bagulya, S. Elles, V. N. Ivanchenko, J. Jacquemier, M. Maire, T. Toshito, und L. Urban. “Validation and verification of Geant4 standard electromagnetic physics”. *Journal of Physics: Conference Series*, Vol. 219, No. 3, p. 032044, 2010.
- [Arno 03] M. Arnould und S. Goriely. “The p-process of stellar nucleosynthesis: astrophysics and nuclear physics status”. *Physics Reports*, Vol. 384, No. 1-2, pp. 1 – 84, 2003.
- [Axel 62] P. Axel. “Electric Dipole Ground-State Transition Width Strength Function and 7-Mev Photon Interactions”. *Physical Review*, Vol. 126, No. 2, pp. 671–683, 1962.
- [Bart 97] R. Barth *et al.* “MBS, GSI Multi-Branch System User Manual”. GSI Report, Gesellschaft für Schwerionenforschung mbH Darmstadt, 1997.
- [Becv 98] F. Becvar. “Simulation of cascades in complex nuclei with emphasis on assessment of uncertainties of cascade-related quantities”. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A*, Vol. 417, No. 2-3, pp. 434 – 449, 1998.
- [Beil 74] H. Beil, R. Bergère, P. Carlos, A. Leprère, A. D. Miniac, und A. Veyssièrè. “A study of the photoneutron contribution to the giant dipole resonance in doubly even Mo isotopes”. *Nuclear Physics A*, Vol. 227, No. 3, pp. 427 – 449, 1974.
- [Beno 09] N. Benouaret, R. Schwengner, G. Rusev, F. Dönau, R. Beyer, M. Erhard, E. Grosse, A. R. Junghans, K. Kosev, C. Nair, K. D. Schilling, A. Wagner, und N. Bendjaballah. “Dipole strength in ^{89}Y up to the neutron-separation energy”. *Physical Review C*, Vol. 79, p. 014303, 2009.
- [Berm 67] B. L. Berman, J. T. Caldwell, R. R. Harvey, M. A. Kelly, R. L. Bramblett, und S. C. Fultz. “Photoneutron Cross Sections for ^{90}Zr , ^{91}Zr , ^{92}Zr , ^{94}Zr , and ^{89}Y ”. *Physical Review.*, Vol. 162, No. 4, pp. 1098–1111, 1967.
- [Berm 70] B. L. Berman, S. C. Fultz, J. T. Caldwell, M. A. Kelly, und S. S. Dietrich. “Photoneutron Cross Sections for ^{138}Ba and ^{14}N ”. *Physical Review C*, Vol. 2, No. 6, pp. 2318–2323, 1970.
- [Berm 87] B. L. Berman, R. E. Pywell, S. S. Dietrich, M. N. Thompson, K. G. McNeill, und J. W. Jury. “Absolute photoneutron cross sections for Zr, I, Pr, Au, and Pb”. *Physical Review C*, Vol. 36, No. 4, pp. 1286–1292, 1987.

- [Bohr 80] A. Bohr und B. Mottelson. *Struktur der Atomkerne*. Akademie-Verlag Berlin, 1980.
- [Both 37] W. Bothe und W. Gentner. “Atomumwandlungen durch γ -Strahlen”. *Zeitschrift für Physik A*, Vol. 106, pp. 236–248, 1937.
- [CAPG] CAPGAM. Thermal Neutron Capture γ -rays, <http://www.nndc.bnl.gov/capgam/indexbyn.html>.
- [Capo 09] R. Capote, M. Herman, P. Oblozinsky, P. Young, S. Goriely, T. Belgya, A. Ignatyuk, A. Koning, S. Hilaire, V. Plujko, M. Avrigeanu, O. Bersillon, M. Chadwick, T. Fukahori, Z. Ge, Y. Han, S. Kailas, J. Kopecky, V. Maslov, G. Reffo, M. Sin, E. Soukhovitskii, und P. Talou. “RIPL - Reference Input Parameter Library for Calculation of Nuclear Reactions and Nuclear Data Evaluations”. *Nuclear Data Sheets*, Vol. 110, No. 12, pp. 3107 – 3214, 2009.
- [Debe 88] K. Debertin und R. Helmer. *Gamma and X-ray Spectrometry with Semiconductor Detectors*. North-Holland, Amsterdam, 1988.
- [Depa 03] G. O. Depaola. “New Monte Carlo method for Compton and Rayleigh scattering by polarized gamma rays”. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A*, Vol. 512, pp. 619 – 630, 2003.
- [Dove 72] C. B. Dover, R. H. Lemmer, und F. J. W. Hahne. “Damping of nuclear dipole states”. *Annals of Physics*, Vol. 70, No. 2, pp. 458 – 506, 1972.
- [Egid 05] T. v. Egidy und D. Bucurescu. “Systematics of nuclear level density parameters”. *Physical Review C*, Vol. 72, No. 4, p. 044311, 2005.
- [Egid 09] T. von Egidy und D. Bucurescu. “Experimental energy-dependent nuclear spin distributions”. *Physical Review C*, Vol. 80, No. 5, p. 054310, 2009.
- [ENDS] ENDSF. <http://www.nndc.bnl.gov/ensdf/index.jsp>.
- [Endt 79] P. M. Endt. “Strengths of gamma-ray transitions in $A = 45$ -90 nuclei”. *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, Vol. 23, No. 6, pp. 547 – 585, 1979.
- [Erha 06] M. Erhard, A. Junghans, R. Beyer, E. Grosse, J. Klug, K. Kosev, C. Nair, N. Nankov, G. Rusev, K. Schilling, R. Schwengner, und A. Wagner. “Photodissociation of p-process nuclei studied by bremsstrahlung-induced activation”. *The European Physical Journal A*, Vol. 27, pp. 135–140, 2006.
- [Erha 09] M. Erhard. “Photoaktivierung des p-Kerns ^{92}Mo am Bremsstrahlungsmessplatz von ELBE”. 2009. Dissertation, Technische Universität Dresden.
- [Esse 02] H. Essel. “GSI Lean Analysis”. GSI Report, Gesellschaft für Schwerionenforschung mbH Darmstadt, 2002.

- [Frau 66] H. Frauenfelder und R. Steffen. *Alpha-, Beta- and Gamma-Ray Spectroscopy. North-Holland, Amsterdam, K. Siegbahn, 1966. Kapitel XIX.*
- [Gabr 00] F. Gabriel, P. Gippner, E. Grosse, D. Janssen, P. Michel, H. Prade, A. Schamlott, W. Seidel, A. Wolf, und R. Wünsch. “The Rossendorf radiation source ELBE and its FEL projects”. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B*, Vol. 161-163, pp. 1143 – 1147, 2000.
- [Gall 93] R. Gallino, C. M. Raiteri, und M. Busso. “Carbon stars and isotopic BA anomalies in meteoritic SiC grains”. *Astrophysical Journal*, Vol. 410, pp. 400–411, 1993.
- [Gold 48] M. Goldhaber und E. Teller. “On Nuclear Dipole Vibrations”. *Phys. Rev.*, Vol. 74, No. 9, pp. 1046–1049, 1948.
- [Gori 98] S. Goriely. “Radiative neutron captures by neutron-rich nuclei and the r-process nucleosynthesis”. *Physics Letters B*, Vol. 436, No. 1-2, pp. 10 – 18, 1998.
- [Hami 40] D. R. Hamilton. “On Directional Correlation of Successive Quanta”. *Physical Review*, Vol. 58, No. 2, pp. 122–131, 1940.
- [Haug 08] E. Haug. “Bremsstrahlung cross-section with screening and Coulomb corrections at high energies”. *Radiation Physics and Chemistry*, Vol. 77, No. 3, pp. 207 – 214, 2008.
- [Heyd 10] K. Heyde, P. von Neumann-Cosel, und A. Richter. “Magnetic dipole excitations in nuclei: Elementary modes of nucleonic motion”. *Review of Modern Physics*, Vol. 82, No. 3, pp. 2365–2419, 2010.
- [HZDR] HZDR. <http://www.hzdr.de/db/Cms?pNid=145>.
- [Jorc 77] H. Jorch und J. Campbell. “On the analytic fitting of full energy peaks from Ge(Li) and Si(Li) photon detectors”. *Nuclear Instruments and Methods*, Vol. 143, No. 3, pp. 551 – 559, 1977.
- [Jung 08] A. Junghans, G. Rusev, R. Schwengner, A. Wagner, und E. Grosse. “Photon data shed new light upon the GDR spreading width in heavy nuclei”. *Physics Letters B*, Vol. 670, No. 3, pp. 200 – 204, 2008.
- [Koeh 96] P. E. Koehler, R. R. Spencer, R. R. Winters, K. H. Guber, J. A. Harvey, N. W. Hill, und M. S. Smith. “Resonance neutron capture and transmission measurements and the stellar neutron capture cross sections of ^{134}Ba and ^{136}Ba ”. *Physical Review C*, Vol. 54, No. 3, pp. 1463–1477, 1996.
- [Koni 07] A. Koning, S. Hilaire, und M. Duijvestijn, Eds. *TALYS-1.0*, Nice, France, April 22-27 2007.

- [Koni 08] A. Koning, S. Hilaire, und S. Goriely. “Global and local level density models”. *Nuclear Physics A*, Vol. 810, No. 1-4, pp. 13 – 76, 2008.
- [Lane 71] A. M. Lane. “Partial width correlations and common doorway states”. *Annals of Physics*, Vol. 63, No. 1, pp. 171 – 218, 1971.
- [Lars 07] A. C. Larsen, M. Guttormsen, R. Chankova, F. Ingebretsen, T. Lönnroth, S. Messelt, J. Rekestad, A. Schiller, S. Siem, N. U. H. Syed, und A. Voinov. “Nuclear level densities and γ -ray strength functions in $^{44,45}\text{Sc}$ ”. *Physical Review C*, Vol. 76, No. 4, p. 044303, 2007.
- [Lepr 71] A. Leprêtre, H. Beil, R. Bergère, P. Carlos, A. Veyssière, und M. Sugawara. “The giant dipole states in the $A = 90$ mass region”. *Nuclear Physics A*, Vol. 175, No. 3, pp. 609 – 628, 1971.
- [Maki 10] A. Makinaga, R. Schwengner, G. Rusev, F. Dönau, S. Frauendorf, D. Bemmerer, R. Beyer, P. Crespo, M. Erhard, A. R. Junghans, J. Klug, K. Kosev, C. Nair, K. D. Schilling, und A. Wagner. “Dipole strength in ^{139}La below the neutron-separation energy”. *Physical Review C*, Vol. 82, p. 024314, 2010.
- [Malm 66] K. Malmfors und R. Mössbauer. *Alpha-, Beta- and Gamma-Ray Spectroscopy. North-Holland, Amsterdam*, K. Siegbahn, 1966. Kapitel XXI.
- [Metz 58] F. R. Metzger. “Nuclear Resonance Fluorescence in ^{75}As ”. *Physical Reviews*, Vol. 110, No. 1, pp. 123–127, 1958.
- [Mohr 02] P. Mohr. “Eine Supernova im Labor - Experimente zur Nukleosynthese im astrophysikalischen Gamma-Prozess”. *Shaker Verlag, Aachen*, 2002. Habilitationsschrift, Technische Universität Darmstadt.
- [Moll 95] P. Moller, J. R. Nix, W. D. Myers, und W. J. Swiatecki. “Nuclear Ground-State Masses and Deformations”. *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, Vol. 59, No. 2, pp. 185 – 381, 1995.
- [Nair 10] C. Nair, A. R. Junghans, M. Erhard, D. Bemmerer, R. Beyer, E. Grosse, K. Kosev, M. Marta, G. Rusev, K. D. Schilling, R. Schwengner, und A. Wagner. “Dipole strength in ^{144}Sm studied via (γ, n) , (γ, p) , and (γ, α) reactions”. *Physical Review C*, Vol. 81, p. 055806, 2010.
- [Nath 66] O. Nathan und p. . . S.G. Nilsson, series = North-Holland, Amsterdam. *Alpha-, Beta- and Gamma-Ray Spectroscopy*. K. Siegbahn, 1966. Kapitel X.
- [Nich 08] A. L. Nichols, D. L. Aldama, und M. Verpelli. *Handbook of nuclear data for safeguards*. IAEA, INDC International Nuclear Data Committee, 2008.

- [Nyhu 10] H. T. Nyhus, S. Siem, M. Guttormsen, A. C. Larsen, A. Bürger, N. U. H. Syed, G. M. Tveten, und A. Voinov. “Radiative strength functions in $^{163,164}\text{Dy}$ ”. *Physical Review C*, Vol. 81, No. 2, p. 024325, 2010.
- [Pand 03] L. Pandola, Ed. *Implementation of Penelope physics in Geant4*, Laboratori Nazionali del Gran Sasso, September 2003. Geant 4 Collaboration meeting, TRIUMF, Vancouver.
- [Part 00] M. Partridge. “Reconstruction of megavoltage photon spectra from electronic portal imager derived transmission measurements”. *Physics in Medicine and Biology*, Vol. 45, No. 10, p. N115, 2000.
- [Port 56] C. E. Porter und R. G. Thomas. “Fluctuations of Nuclear Reaction Widths”. *Physical Review*, Vol. 104, No. 2, pp. 483–491, 1956.
- [Povh 06] B. Povh, K. Rith, C. Scholz, und F. Zetsche. *Teilchen und Kerne: Eine Einführung in Die Physikalischen Konzepte*. Springer Verlag, 2006.
- [Prus 82] S. Prussin. “Prospects for near state-of-the art analysis of complex semiconductor spectra in the small laboratory”. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, Vol. 193, No. 1-2, pp. 121 – 128, 1982.
- [RIPL 10] RIPL3. 2010. <http://www-nds.iaea.org/RIPL-3/>.
- [Rupp 09] G. Rupp, D. Petrich, F. Käppeler, J. Kaltenbaek, B. Leugers, und R. Reifarh. “High pressure gas spheres for neutron and photon experiments”. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A*, Vol. 608, pp. 152 – 156, 2009.
- [Ruse 06] G. Rusev, E. Grosse, M. Erhard, A. Junghans, K. Kosev, K. Schilling, R. Schwengner, und A. Wagner. “Pygmy dipole strength close to particle-separation energies –The case of the Mo isotopes”. *The European Physical Journal A - Hadrons and Nuclei*, Vol. 27, pp. 171–176, 2006.
- [Ruse 07] G. Rusev. “Dipole-strength distributions below the giant dipole resonance in ^{92}Mo , ^{98}Mo and ^{100}Mo ”. 2007. Dissertation, Technische Universität Dresden.
- [Ruse 09] G. Rusev, A. P. Tonchev, R. Schwengner, C. Sun, W. Tornow, und Y. K. Wu. “Multipole mixing ratios of transitions in ^{11}B ”. *Physical Review C*, Vol. 79, No. 4, p. 047601, 2009.
- [Salv 08] M. Salvtores *et al.* “Uncertainty and target accuracy assessment for innovative systems using recent covariance data evaluations”. *OECD-NEA subgroup 26 report*, 2008.

- [Schi 02a] K. Schilling, F. Dönau, L. Käubler, A. Wagner, W. Neumann, T. Riedel, und R. Schlenk. “Bremsstrahlung Collimator for the NRF Set-Up at ELBE”. Wissenschaftlich-Technische Berichte 341, Forschungszentrum Dresden Rossendorf, 2002.
- [Schi 02b] K. Schilling, A. Wagner, F. Dönau, L. Käubler, R. Schwengner, W. Neumann, und R. Schlenk. “Beam Shutter and Hardener for the NRF Set-Up at ELBE”. Wissenschaftlich-Technische Berichte 341, Forschungszentrum Dresden Rossendorf, 2002.
- [Schi 03a] K. Schilling, F. Dönau, E. Grosse, L. Käubler, R. Schwengner, A. Wagner, B. Wustmann, U. Lehnert, A. Nowak, B. Rimarzig, und R. Schlenk. “Radiator for the Production of Bremsstrahlung at ELBE”. Wissenschaftlich-Technische Berichte 372, Forschungszentrum Dresden Rossendorf, 2003.
- [Schi 03b] K. Schilling, U. Lehnert, F. Herbrand, R. Schwengner, A. Wagner, B. Caspar, M. Langer, T. Riedel, und A. Wagner II. “Steering Magnets for the Production of Polarized Bremsstrahlung at ELBE”. Wissenschaftlich-Technische Berichte 372, Forschungszentrum Dresden Rossendorf, 2003.
- [Schi 51] L. I. Schiff. “Energy-Angle Distribution of Thin Target Bremsstrahlung”. *Physical Review*, Vol. 83, No. 2, pp. 252–253, 1951.
- [Schw 05] R. Schwengner, R. Beyer, F. Dönau, E. Grosse, A. Hartmann, A. Junghans, S. Mallion, G. Rusev, K. Schilling, W. Schulze, und A. Wagner. “The photon-scattering facility at the superconducting electron accelerator ELBE”. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A*, Vol. 555, No. 1-2, pp. 211 – 219, 2005.
- [Schw 07] R. Schwengner, G. Rusev, N. Benouaret, R. Beyer, M. Erhard, E. Grosse, A. R. Junghans, J. Klug, K. Kosev, L. Kostov, C. Nair, N. Nankov, K. D. Schilling, und A. Wagner. “Dipole response of ^{88}Sr up to the neutron-separation energy”. *Physical Review C*, Vol. 76, p. 034321, 2007.
- [Schw 08] R. Schwengner, G. Rusev, N. Tsoneva, N. Benouaret, R. Beyer, M. Erhard, E. Grosse, A. R. Junghans, J. Klug, K. Kosev, H. Lenske, C. Nair, K. D. Schilling, und A. Wagner. “Pygmy dipole strength in ^{90}Zr ”. *Physical Review C*, Vol. 78, p. 064314, 2008.
- [Skor 66] S. Skorka, J. Hertel, und T. Retz-Schmidt. “Compilation of electromagnetic transition rates in light nuclei ($A \leq 40$)”. *Nuclear Data Sheets. Section A*, Vol. 2, No. 4, pp. 347 – 401, 1966.
- [Skor 75] S. Skorka. *The electromagnetic interaction in nuclear spectroscopy*. North-Holland, Amsterdam, 1975. edited by W.D. Hamilton.

- [Tonc 10] A. P. Tonchev, S. L. Hammond, J. H. Kelley, E. Kwan, H. Lenske, G. Rusev, W. Tornow, und N. Tsoneva. “Spectral Structure of the Pygmy Dipole Resonance”. *Physical Review Letters*, Vol. 104, No. 7, p. 072501, 2010.
- [Tson 08] N. Tsoneva und H. Lenske. “Low-energy dipole excitations in nuclei at the $N = 50$, 82 and $Z = 50$ shell closures as signatures for a neutron skin”. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, Vol. 35, No. 1, p. 014047, 2008.
- [Voss 94] F. Voss, K. Wisshak, K. Guber, F. Käppeler, und G. Reffo. “Stellar neutron capture cross sections of the Ba isotopes”. *Physical Review. C*, Vol. 50, No. 5, pp. 2582–2601, 1994.
- [Wagn 01] A. Wagner, F. Döna u, E. Grosse, L. Käubler, K. Schilling, R. Schwengner, und W. Schulze. “A Beam Dump for Energetic Photons”. Wissenschaftlich-Technische Berichte 319, Forschungszentrum Dresden Rossendorf, 2001.
- [Wagn 99] A. Wagner, F. Döna u, E. Grosse, L. Käubler, K. Schilling, H. Schnare, und R. Schwengner. “Considerations for the Bremsstrahlung-Photon Radiator at ELBE”. Wissenschaftlich-Technische Berichte 271, Forschungszentrum Dresden Rossendorf, 1999.
- [Zhan 09] S. Q. Zhang, I. Bentley, S. Brant, F. Döna u, S. Frauendorf, B. Kämpfer, R. Schwengner, und A. Wagner. “Instantaneous-shape sampling for calculation of the electromagnetic dipole strength in transitional nuclei”. *Physical Review C*, Vol. 80, No. 2, p. 021307, 2009.
- [Zieg 90] W. Ziegler. “Untersuchung niedrigliegender magnetischer Dipolstärke in den Übergangskernen $^{148,150,152,154}\text{Sm}$ mit inelastischer Photonenstreuung am S-DALINAC”. 1990. Dissertation, Technische Hochschule Darmstadt.
- [Zilg 02] A. Zilges, S. Volz, M. Babilon, T. Hartmann, P. Mohr, und K. Vogt. “Concentration of electric dipole strength below the neutron separation energy in $N=82$ nuclei”. *Physics Letters B*, Vol. 542, No. 1-2, pp. 43 – 48, 2002.