

Doppler-Shift korrigierte γ -Spektroskopie
nach einem Coulomb-Anregungsexperiment

Diplomarbeit
von
Pieter Ch. Doornenbal

Frankfurt, November 2003

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	4
2	Elektromagnetischer Zerfall	6
2.1	Multipolstrahlung	6
2.2	Innere Konversion	8
3	Coulomb-Anregung	9
3.1	Bewegung auf klassischen Rutherford-Bahnen	9
3.2	Prozess der Coulomb-Anregung	11
3.3	Sichere Einschußenergie	12
4	Kinematik und Doppler-Effekt	14
5	Kollektivmodelle	17
5.1	Vibration	17
5.2	Rotation	21
6	Experiment zur γ-Spektroskopie	23
6.1	Experimentaufbau	23
6.2	Messung der γ -Effizienz des Ge-Detektors	27
7	Der Si-Detektor	30
7.1	Funktionsprinzip von Halbleiterzählern	30
7.2	Spezifikationen des untersuchten Si-Detektors und experimentelle Details	31
7.3	Messung mit α -Teilchen	32
7.4	Eigenschaften des Si-Detektors im Versuch mit Schwerionen	37
8	Experimentergebnisse der Coulomb-Anregung	41
8.1	Bandenstruktur von ^{184}W	41
8.2	Anwendung des Vibratormodells auf ^{120}Sn	46
8.3	Oktupolvibration bei ^{208}Pb	51
8.4	Anregungen von ^{197}Au	53
8.5	Anregung des einfach magischen Kerns ^{58}Ni	55
9	Zusammenfassung	57

1 Einleitung

Die Spektroskopie der von Atomkernen emittierten γ -Strahlung ist eine wichtige experimentelle Methode zur Untersuchung der Struktur der Kerne. Man versteht darunter eine genaue Ermittlung der Energie dieser Quanten sowie Untersuchungen des Strahlungsfeldes.

Atomkerne befinden sich in der Regel in einem Zustand tiefster Energie, ihrem Grundzustand, bei dem sich die Nukleonen in den energetisch tiefsten Schalen befinden. Führt man diesem Kern Energie zu, können einzelne Nukleonen höherliegende Zustände besetzen oder der Kern als ganzes in Schwingungen und Rotation versetzt werden. Im ersten Fall spricht man von Teilchenanregung, während der zweite als kollektive Anregung bezeichnet wird. Da die dem Kern zugeführte Energie kurze Zeit nach dem Anregungsprozess wieder in Form von γ -Strahlung und Konversionselektronen emittiert wird, kann man über die Messung dieser Strahlen detaillierte Informationen über die Anregungsstruktur der Atomkerne gewinnen. Die Energien der γ -Quanten entsprechen hierbei der Energiedifferenz zweier Kernniveaus: $E_\gamma = E_i - E_f$.

Die bei der systematischen Untersuchung dieser γ -Strahlung beobachteten Gesetzmäßigkeiten haben die Erforschung der Schalenstruktur des Atomkerns ermöglicht und führten auch zu neuen kollektiven Formen der Kernanregung. Die zu untersuchenden Kerne, deren γ -Zerfall gemessen werden soll, können im radioaktiven Zerfall, in Kernreaktionen oder durch elektromagnetische Anregung durch Streuung angeregt werden.

Bei der GSI besteht die Möglichkeit, mittels eines Schwerionenbeschleunigers γ -zerfallende Anregungen zu erzeugen, indem Projektilkerne auf hinreichend hohe Energien beschleunigt und an einem Targetkern gestreut werden. Auf diese Weise können Kernphänomene studiert werden, die durch α - oder β -Zerfall in der Regel nicht zugänglich sind. Dies gilt insbesondere für Rotations- und Vibrationszustände, bei denen beim β -Zerfall nur die niedrigsten Zustände beobachtet werden.

In dieser Arbeit werden verschiedene Kerne untersucht, die sich in ihren spektralen Eigenschaften stark voneinander unterscheiden. Folglich ist dem experimentellen Aufbau (Kapitel 6) und den Ergebnissen der Messungen (Kapitel 8) ein Abschnitt über verschie-

dene Kernmodelle vorgesetzt, der die Theorie der im Experiment beobachteten Spektren näher erläutert (Kapitel 5). Zuerst wird allerdings auf die physikalischen Randbedingungen eingegangen, die beachtet werden müssen, um möglichst präzise Aussagen über die Kernstruktur machen zu können. Hierzu gehören zum Beispiel die Wahl der Projektilenergie (Kapitel 3.3), um eine rein elektromagnetische Anregung des Kerns zu gewährleisten, die Beschreibung des Coulomb-Anregungsprozesses (Kapitel 3.2), als auch die Ausführungen über Kinematik und Doppler-Shift Korrektur, mit denen die Aufstellung eines korrekten Niveauschemas erst möglich wird (Kapitel 4).

In einem Sonderteil über kernphysikalische Instrumentation (Kapitel 7) werden die physikalischen Eigenschaften eines Si-Detektors untersucht. Hierzu wird kurz die Theorie über Halbleiterdetektoren zusammengefaßt, woraufhin die Ergebnisse der Messungen zu Orts- und Energieauflösung aufgeführt werden. Der im Experiment untersuchte Detektor ist baugleich mit den Si-Detektoren des Calorimeter-Teleskop Systems (CATE), das innerhalb des RISING Projekts (Rare Isotope Spectroscopic Investigation at GSI) sowohl zur Positions- als auch Elementbestimmung gestreuter Schwerionen eingesetzt wird.

Begonnen werden soll aber im nächsten Kapitel mit der Theorie des elektromagnetischen Zerfalls.

2 Elektromagnetischer Zerfall

2.1 Multipolstrahlung

Aus der nach einer Anregung emittierten γ -Strahlung kann man folgende Größen bestimmen: die Energie zwischen den Anregungszuständen, die Übergangswahrscheinlichkeit und, falls die magnetischen Unterzustände ungleich besetzt sind, die Winkelverteilung. Um die Übergangswahrscheinlichkeiten zu ermitteln, muß man zur Berechnung der Wechselwirkung zwischen dem elektromagnetischen Feld und den diskreten Kernzuständen die Quantenelektrodynamik benutzen. Es lassen sich aber die meisten Erscheinungen aus einer klassischen Betrachtung der Teilchenbahnen erklären.

Die einfachste Form der Strahlung ist Dipolstrahlung. Sie entspricht einer kollektiven Schwingung der Protonen des Kerns gegen die Neutronen und erfordert eine sehr hohe Anregungsenergie von 14 bis 25 MeV . Die Anregungsenergien der in dieser Diplomarbeit untersuchten Kerne waren weitaus geringer, so daß sie ihre Energie nur durch Strahlung höherer Multipolordnung abgeben konnten. Bei γ -Übergängen zwischen zwei Zuständen sind die wichtigen Erhaltungsgrößen der Drehimpuls und die Parität. Lösungen der Maxwell'schen Gleichungen sind daher Multipolfelder in Form von Eigenfunktionen des Drehimpulses l und der Parität. Erhält man Lösungen zu einem bestimmten l , entsprechen diese der Strahlung eines 2^l Pols der gleichen Ordnung. Allerdings gibt es zwei Sorten von Strahlung: elektrische und magnetische. Sie unterscheiden sich dadurch, daß die elektrischen und magnetischen Vektoren gegeneinander vertauscht sind.

Die Multipolentwicklung geschieht mit Hilfe von Kugelfunktionen. Quantisiert man die Felder, so ergibt sich zu jeder Multipolstrahlung l ein γ -Quant mit einem Drehimpuls des Betrages $\hbar l$ und einer Z -Komponente $\hbar m$. Bei Emission dieser Quanten ist es zur Erhaltung des Drehimpulses erforderlich, daß die Summe der Vektoren für die Drehimpulse \vec{I}_1 bzw. \vec{I}_2 der beteiligten Kernzustände und des γ -Quants konstant bleibt. Daraus folgen die Bedingungen für die Quantenzahlen:

$$|I_1 - I_2| \leq l \leq I_1 + I_2 \quad (2.1)$$

$$m = m_1 - m_2 \quad (2.2)$$

Außer dem Drehimpuls muß für γ -Übergänge die Parität erhalten bleiben. Dies führt zu einer Übergangsregel, die hier ohne weitere Erklärung angegeben werden soll:

$$\pi_1 = (-1)^l \pi_2 \quad \text{für } El\text{-Strahlung} \quad (2.3)$$

$$\pi_1 = (-1)^{l+1} \pi_2 \quad \text{für } Ml\text{-Strahlung} \quad (2.4)$$

Für die quantenmechanische Berechnung der Übergangswahrscheinlichkeiten sollen im folgenden nur die wichtigsten Ergebnisse beschrieben werden.

Klassisch ist die Übergangswahrscheinlichkeit durch das Verhältnis der pro Sekunde emittierten Energie $\hbar\omega$ und der Energie eines Quants gegeben:

$$T_{i \rightarrow f} = \frac{1}{\hbar\omega} \oint_{4\pi} \vec{S} d\vec{f} \quad [T_{i \rightarrow f}] = s^{-1} \quad (2.5)$$

\vec{S} ist der durch $\vec{S} = \frac{c}{4\pi} \vec{E} \times \vec{H}$ gegebene Poynting-Vektor, der den Energiefluß des elektromagnetischen Feldes anzeigt. Man erhält für die elektrischen Übergangswahrscheinlichkeiten mit der Wellenzahl k :

$$T_{lm}^E = \frac{8\pi(l+1)}{l[(2l+1)!!]^2} \frac{k^{2l+1}}{\hbar} \left| \langle f | \hat{M}_{lm}^E | i \rangle \right|^2 \quad (2.6)$$

Durch Summation über die möglichen magnetischen End-Untenzustände und Mittelung über die möglichen Anfangszustände ergibt sich die experimentell interessierende Übergangswahrscheinlichkeit:

$$T_l^E = \frac{1}{2I_i + 1} \sum_{m_i, m_f} T_{lm}^E \quad (2.7)$$

Das führt zu

$$T_l^E = \frac{8\pi(l+1)}{l[(2l+1)!!]^2} \frac{k^{2l+1}}{\hbar} B(E\lambda) \quad (2.8)$$

mit der reduzierten Übergangswahrscheinlichkeit

$$B(E\lambda, I_i \rightarrow I_f) = \frac{1}{2I_i + 1} \left| \langle I_f || M(E\lambda) || I_i \rangle \right|^2 \quad (2.9)$$

Diese reduzierte Übergangswahrscheinlichkeit ist unabhängig von den Richtungsquantenzahlen, die die Geometrie des Experiments bestimmen. Für Experimente kollektiver Anregungen ist sie von höchster Wichtigkeit und kann gegenüber Einteilchen-Matrixelementen um einen Faktor 100 erhöht sein.

2 Elektromagnetischer Zerfall

Werden einzelne Nukleonen im Schalenmodell angeregt, so lautet eine Abschätzung für die reduzierten Übergangswahrscheinlichkeiten nach [Boh75]:

$$B(E2, I_i \rightarrow I_{gs}) = 5.94 \cdot 10^{-6} A^{4/3} e^2 b^2 \quad (2.10)$$

$$B(E3, I_i \rightarrow I_{gs}) = 5.94 \cdot 10^{-8} A^2 e^2 b^3 \quad (2.11)$$

Diese Abschätzung ist nur von der Massenzahl A des Atomkerns abhängig. Experimentelle Übergangswahrscheinlichkeiten werden oft in diesen "Weiskopfeinheiten" ($W.u.$) angegeben. Man spricht von kollektiven Anregungen, wenn dieser Wert deutlich größer als eins ist.

2.2 Innere Konversion

Angeregte Kernzustände können ihre Energie durch Wechselwirkung zwischen Kern und Hüllenelektron auch direkt auf ein Elektron übertragen, welches dann emittiert wird. Die Energie E_e des emittierten Elektrons ist gleich der Anregungsenergie E_γ des Kerns minus der Bindungsenergie E_b des betroffenen Kerns.

$$E_e = E_\gamma - E_b \quad (2.12)$$

Dieser Prozess der inneren Konversion ist ein alternativer Prozess zur Abgabe eines γ -Quants und muß daher in der totalen Übergangswahrscheinlichkeit

$$\lambda = \lambda_\gamma + \lambda_e \quad (2.13)$$

berücksichtigt werden. Bei niedrigen Übergangsenergien kann die innere Konversion über den γ -Zerfall dominieren, was insbesondere in Rotationsspektren dazu führen kann, daß tief liegende Zustände bei γ -spektroskopischen Experimenten seltener beobachtet werden als höhere Spinzustände.

3 Coulomb-Anregung

Die Coulomb-Anregung ist eine bewährte Methode zur spektroskopischen Untersuchung der Kernstruktur. Unter ihr versteht man die Anregung eines Kerns, die durch das elektrische Feld eines am Target vorbeifliegenden Projektils verursacht wird. Dieses verliert bei diesem Prozess kinetische Energie, so daß es sich um einen inelastischen Prozess handelt. Die Energie wird dem Targetkern zugeführt, wodurch einzelne Nukleonen angeregt, oder der ganze Atomkern in Rotation oder Vibration versetzt wird. Nach $10^{-9} - 10^{-12}$ s wird die Anregungsenergie durch zum Beispiel γ -Strahlung wieder abgegeben. Wird diese Strahlung mit Detektoren gemessen, erhält man Informationen über das Anregungsspektrum. Aus den Linienintensitäten der einzelnen Energien lassen sich die reduzierten Matrixelemente für die Übergänge direkt bestimmen. Als erstes soll die Bewegung auf klassischen Rutherford-Bahnen beschrieben werden. Danach wird auf den Prozess der Coulomb-Anregung und die sichere Einschußenergie eingegangen.

3.1 Bewegung auf klassischen Rutherford-Bahnen

Unter der Annahme, daß sich die am Streuprozess beteiligten Kerne auf klassischen Rutherford-Bahnen bewegen, wird die mathematische Beschreibung des Stoßprozesses wesentlich erleichtert. Als Maß für die Richtigkeit dieser Annahme dient der Sommerfeldparameter η , der als das Verhältnis des halben Abstands dichtester Annäherung $a = \frac{D_{\theta_{cm}=180^\circ}}{2}$ (siehe Gleichung 3.5) zur de Broglie Wellenlänge λ des Streuteilchens definiert ist.

$$\eta = \frac{a}{\lambda} = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{\hbar v_\infty} = 0.157 Z_1 Z_2 \sqrt{\frac{A_1}{E_{Lab}}} \gg 1 \quad (3.1)$$

Der Index 1 steht fortan für das Projektil und 2 für den Targetkern. E_{Lab} hat immer die Einheit [MeV].

3 Coulomb-Anregung

Experiment	Energie [MeV/u]	η
$^{58}\text{Ni} \rightarrow ^{197}\text{Au}$	3.6	183
$^{184}\text{W} \rightarrow ^{120}\text{Sn}$	4.7	268
$^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{120}\text{Sn}$	4.7	297

Tabelle 3.1: η -Werte der im Experiment untersuchten Systeme.

In Tabelle 3.1 sieht man, daß die Annahme einer klassischen Beschreibung der im Experiment untersuchten Systeme gerechtfertigt ist. Ein Beispiel einer Rutherford-Bahn für das im Experiment verwendete System $^{184}\text{W} \rightarrow ^{120}\text{Sn}$ zeigt Abbildung 3.1. Interessant ist hier, daß in der Darstellung Projektil und Targetkern gegenüber den experimentellen Bedingungen vertauscht sind. Das ist legitim, da es für die Anregungswahrscheinlichkeiten nur auf die relative Geschwindigkeit zueinander und die daraus folgende Energie ankommt.

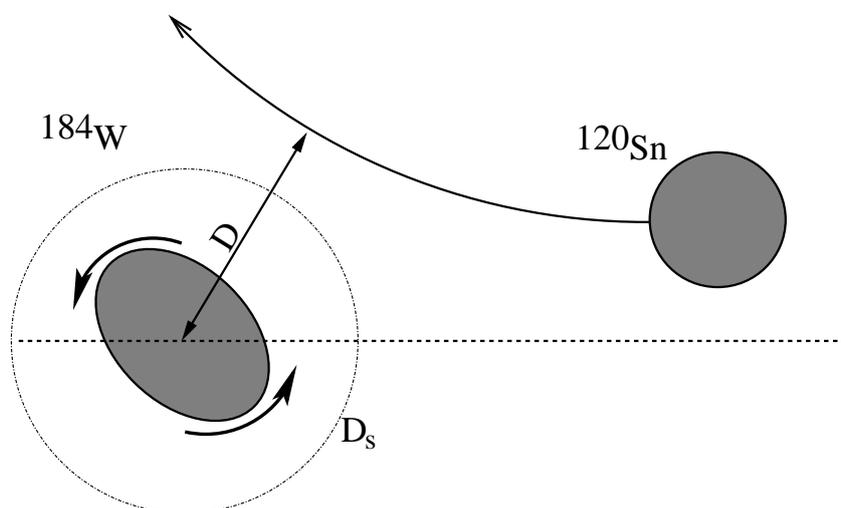


Abbildung 3.1: Streuung vom ^{120}Sn Projektil am ^{184}W Target.

Der zeitliche Verlauf und die Trajektorie sind, in impliziter Form dargestellt:

$$r = a [\epsilon \cosh w + 1] \quad (3.2)$$

$$t = \frac{a}{v_\infty} [\epsilon \sinh w + w] \quad (3.3)$$

Der halbe Abstand dichtester Annäherung a kann über

$$a = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{p v_\infty} = \frac{0.72 Z_1 Z_2}{E_{Lab}} \frac{A_1 + A_2}{A_2} \quad [fm] \quad (3.4)$$

ausgerechnet werden. Es bestimmt $\epsilon = \sin^{-1} \left(\frac{\theta_{cm}}{2} \right)$ die Exzentrizität der Trajektorie und $w = 0$ deren Umkehrpunkt, während es sich bei θ_{cm} um den Streuwinkel im Schwerpunktsystem handelt. Bei gegebener Exzentrizität läßt sich ganz einfach der Minimalabstand D angeben, der mit

$$D = a [\epsilon + 1] \quad (3.5)$$

berechnet werden kann. Mit diesem wiederum erhält man den Stoßparameter der Rutherford-Trajektorie.

$$b = \sqrt{D^2 - 2aD} \quad (3.6)$$

3.2 Prozess der Coulomb-Anregung

Damit der Coulomb-Anregungsprozess plötzlich und nicht adiabatisch verläuft, muß die Vorbeiflugszeit des Projektils kurz gegen die Schwingungsdauer der Anregung sein. Ausformuliert lautet die Bedingung:

$$\frac{a}{v_\infty} \ll \frac{1}{\omega_{if}} = \frac{\hbar}{(E_f - E_i)} \quad (3.7)$$

Mit dieser Beziehung und der Relation $\frac{\lambda}{\hbar v_\infty} = \frac{1}{2E_{Lab}}$ läßt sich ein Parameter ξ definieren, der das Maß der Adiabasie angibt:

$$\xi = \frac{a}{v_\infty} \frac{(E_f - E_i)}{\hbar} = \eta \frac{\Delta E}{2E_{Lab}} \ll 1 \quad (3.8)$$

Nimmt man für die Anregungsenergie ΔE einen Wert von 1 MeV an, so ergeben sich für die untersuchten Systeme die in Tabelle 3.2 aufgeführten Werte für ξ .

Experiment	ξ
$^{58}\text{Ni} \rightarrow ^{197}\text{Au}$	0.438
$^{184}\text{W} \rightarrow ^{120}\text{Sn}$	0.155
$^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{120}\text{Sn}$	0.152

Tabelle 3.2: ξ -Werte der im Experiment untersuchten Systeme.

In einer rein elektromagnetischen Wechselwirkung ist der differentielle Wirkungsquerschnitt aus dem Produkt von Rutherford-Querschnitt und der Anregungswahrscheinlichkeit P gegeben [Ald56]:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{Ruth} \cdot P \quad P = \sum |b_{if}|^2 \quad (3.9)$$

3 Coulomb-Anregung

P ist das Quadrat einer Anregungsamplitude b_{if} , summiert über die magnetischen Unterzustände. Diese Anregungsamplituden lassen sich durch die zeitabhängige Störungsrechnung erster Ordnung [Dir47] berechnen:

$$b_{if} = -\frac{i}{\hbar} \int_{-\infty}^{\infty} \langle f | H'(t) | i \rangle e^{i\omega_{fi}t} dt \quad (3.10)$$

$H'(t)$ ist die zeitabhängige elektromagnetische Wechselwirkung zwischen Target und Projektil. Daher gehen die Kerneigenschaften nur durch die Matrixelemente der elektrischen und magnetischen Multipolmomente in den Wirkungsquerschnitt ein. Insgesamt ergibt sich für den differentiellen Wirkungsquerschnitt einer elektrischen Anregung [Ald56]:

$$d\sigma_{E\lambda} = \left(\frac{Z_1 e}{\hbar v_1} \right)^2 a^{-2l+2} B(E\lambda) df_{E\lambda}(\vartheta, \eta, \xi) \quad (3.11)$$

Bahnbewegung und Kernstruktur lassen sich separieren, so daß sich aus der gemessenen γ -Intensität direkt die $B(E2)$ -Werte extrahieren lassen.

3.3 Sichere Einschußenergie

Damit der Einfluss der Kernkräfte vernachlässigt werden kann, und man möglichst reine Coulomb-Anregungsspektren ohne Kernreaktionen beobachtet, muß die Einschußenergie so gewählt werden, daß der Abstand dichtester Annäherung der beiden beim Prozess beteiligten Kerne einen „sicheren“ Wert nicht unterschreitet. Unter dieser Bedingung bewegen sich die Reaktionspartner auf Rutherford-Bahnen, die exakt berechnet werden können, und die Wahrscheinlichkeit einer Anregung des Kernzustandes hängt nur noch von den elektromagnetischen Übergangsmatrixelementen ab. Um bei einem Experiment ein Höchstmaß an Effektivität erzielen zu können, muß allerdings beachtet werden, daß die Anregungswahrscheinlichkeit eines Kernzustandes sowohl durch eine hohe Ladung Z als auch durch hohe Energie des Projektils begünstigt wird. Daher werden Coulomb-Anregungsexperimente meist mit schweren Ionen bei einer möglichst hohen sicheren Einschußenergie durchgeführt. Sie läßt sich im Laborsystem durch die Gleichung

$$\frac{E_s}{A_1} = \frac{0.72 Z_1 Z_2}{C_1 + C_2 + S} \frac{A_1 + A_2}{A_1 A_2} \left(1 + \sin^{-1} \frac{\theta_{cm}}{2} \right) \left[\frac{MeV}{u} \right] \quad (3.12)$$

berechnen. Die Halbdichteradien C_i einer Fermi-Massenverteilung werden aus den Kernradien R_i des Tröpfchenmodells berechnet.

$$C_i = R_i(1 - R_i^{-2}) \quad (3.13)$$

$$R_i = 1.28 A_i^{1/3} - 0.76 + 0.8 A_i^{-1/3} [fm] \quad (3.14)$$

S ist ein experimentell bestimmter Mindestabstand der Kernoberflächen von $5.5 fm$ [Wol92], der eingehalten werden muß, um außerhalb der Reichweite der Kernkräfte zu bleiben. Man erhält diesen Wert, indem man die experimentell gemessenen Anregungswahrscheinlichkeiten mit den theoretischen vergleicht, und dieses Verhältnis in Abhängigkeit des bei der Rutherford-Bahn auftretenden Abstands dichtester Annäherung D aufträgt. Der sichere Minimalabstand D_S für Coulomb-Anregung wird an der Stelle bestimmt, an der die Abweichung aufgrund von nuklearen Wechselwirkungen kleiner als 1% ist. Durch Bildung der Differenz zwischen D_S und $C_1 + C_2$ wird S bestimmt. Für einen Schwerpunktwinkel von $\theta_{cm} = 150^\circ$, der bei allen Experimenten maximal er-

Experiment	Energie [MeV/u]	Sichere Energie [MeV/u]
$^{58}Ni \rightarrow ^{197}Au$	3.6	4.42
$^{184}W \rightarrow ^{120}Sn$	4.7	4.24
$^{208}Pb \rightarrow ^{120}Sn$	4.7	4.41

Tabelle 3.3: Vergleich der im Experiment benutzten Energien mit den sicheren Einschußenergien für $\theta_{cm} = 150^\circ$.

reicht wird, zeigt Tabelle 3.3 die sicheren Einschußenergien der im Experiment benutzten Systeme. Es zeigt sich, daß die beiden letzten Systeme eine zu hohe Einschußenergie besitzen. Dadurch wird der elastische Wirkungsquerschnitt um einen Betrag $1 - P_{abs}(D)$ reduziert:

$$\frac{d\sigma_{el}}{dD} = [1 - P_{abs}(D)] \frac{d\sigma_{Ruth}}{dD} \quad (3.15)$$

Dieser Abschwächungskoeffizient ist durch die Annäherung

$$1 - P_{abs}(D) = \exp\left(-\frac{\sqrt{m_N c^2}}{\hbar c} \frac{2\sqrt{\pi}}{\sqrt{E_{Lab}/A_1}} \frac{D}{\sqrt{D-a}} \sqrt{a_w} W_0 \exp\left[-\frac{D-C_1-C_2}{a_w}\right]\right) \quad (3.16)$$

gegeben [Ste92]. Er hängt neben den bekannten Werten nur von der nuklearen Potentialtiefe W_0 und der Randunschärfe des Potentials a_w ab, die experimentell bestimmt werden müssen, indem man eine bestmögliche Übereinstimmung mit experimentellen Daten zum elastischen Wirkungsquerschnitt sucht. Für die Berechnung wurden die typischen Werte $W_0 = -30 MeV$ und $a_w = 0.75 fm$ genommen.

Danach beträgt die Abweichung $P_{abs}(D)$ für die beiden Systeme mit $4.7 MeV/u$ Einschußenergie für den maximalen Schwerpunktwinkel $\theta_{cm} = 150^\circ$ 0.21 für das System $^{184}W \rightarrow ^{120}Sn$ und 0.1 für das System $^{208}Pb \rightarrow ^{120}Sn$, so daß der verminderte Wirkungsquerschnitt für die Betrachtung der Übergangswahrscheinlichkeiten nur für sehr hohe Schwerpunktwinkel beachtet werden muß.

4 Kinematik und Doppler-Effekt

Bei spektroskopischen Untersuchungen mit gestreuten Schwerionen besteht das größte Problem in der γ -Linienverbreiterung aufgrund des Doppler-Effekts. Je nach Strahlenergie und Reaktionskinematik waren die Geschwindigkeiten in den Experimenten bis zu 10 % der Lichtgeschwindigkeit. Da sich aber der die γ -Strahlung messende Detektor im Ruhesystem befindet, misst dieser nicht die tatsächliche Energiedifferenz $E_{\gamma 0} = E_i - E_f$ zweier Kernzustände, sondern eine um den Doppler-Effekt verschobene.

Unter der Annahme, daß die übertragene Anregungsenergie klein gegenüber der Projektilenergie ist, läßt sich die Kinematik der Coulomb-Anregung sehr gut durch eine elastische Streuung beschreiben. Fortan sollen die Streuwinkel im Laborsystem mit ϑ und φ , im Schwerpunktsystem aber mit θ und ϕ bezeichnet werden.

Um die im Schwerpunktsystem gegebenen Winkelgrößen θ und ϕ in die im Labor gemessenen Streuwinkel ϑ_i und φ_i zu transformieren, benutzt man folgende Beziehungen:

$$\theta = \vartheta_1 + \arcsin \left[\frac{A_1}{A_2} \sin \vartheta_1 \right] \quad (4.1)$$

$$\theta = 180^\circ - 2\vartheta_2 \quad (4.2)$$

$$\phi = \varphi_1 \quad (4.3)$$

$$\phi = \varphi_2 - 180^\circ \quad (4.4)$$

$$\cos \vartheta_{\gamma i} = \cos \vartheta_\gamma \cos \vartheta_i + (-1)^{i-1} \sin \vartheta_\gamma \sin \vartheta_i \cos (\varphi_\gamma - \phi) \quad (4.5)$$

ϑ_γ und φ_γ sind die Flugrichtung des γ -Quants bzw. die Position des Ge-Detektors. $\vartheta_{\gamma i}$ ist der Relativwinkel zwischen der Flugrichtung des emittierenden Systems und der Beobachtungsrichtung.

Aus Kinematikrechnungen läßt sich von dem in einem Teilchenzähler nachgewiesenen Schwerion immer auf die Laborwinkel des zweiten am Streuprozess beteiligten Teilchens rückschließen, so daß man unter der Annahme, daß sowohl Target als auch Projektil angeregt werden können, prinzipiell von vier verschiedenen Anregungsszenarien ausgehen muß, die folgendermaßen lauten:

- 1. Fall: Projektil im Teilchenzähler nachgewiesen, Projektilanregung

- 2. Fall: Projektil im Teilchenzähler nachgewiesen, Targetkernanregung
- 3. Fall: Targetkern im Teilchenzähler nachgewiesen, Targetkernanregung
- 4. Fall: Targetkern im Teilchenzähler nachgewiesen, Projektilanregung

Die Geschwindigkeit v_i des angeregten Stoßpartners ergibt sich in Einheiten der Lichtgeschwindigkeit zu:

$$v_1 = v_{cm} \sqrt{1 + \left(\frac{A_2}{A_1}\right)^2 + 2\frac{A_2}{A_1} \cos \theta} \quad (4.6)$$

$$v_2 = 2 v_{cm} \cos \vartheta_2 \quad (4.7)$$

Die Geschwindigkeit v_{cm} des Schwerpunktsystems lautet

$$v_{cm} = 0.04634 \frac{1}{1 + A_2/A_1} \sqrt{E_{Lab}/A_1} \quad (4.8)$$

Zur Angabe der korrekten Laborenergie E_{Lab} muß der Energieverlust im Target in Betracht gezogen werden. Er ist für alle Projektile und Targetkerne in den Tabellen von [Nor70] zu finden. Für die Energiekorrektur wird dieser Wert halbiert, wenn davon ausgegangen wird, daß die Coulomb-Anregung nach dem Durchdringen der halben Targetdicke stattfindet.

Dann gilt für die gemessene γ -Energie E_γ :

$$E_\gamma = E_{\gamma 0} \times \frac{\sqrt{1 - v_i^2}}{1 - v_i \cos \vartheta_{\gamma i}} \quad (4.9)$$

Die Ungenauigkeit der Doppler-Shift Korrektur wird maßgeblich durch den endlichen Öffnungswinkel des Ge-Detektors bestimmt. Erfasst er einen Emissionswinkelbereich von $\Delta\vartheta_\gamma$, so ergibt sich für die relative Energieunschärfe $\Delta \frac{E_\gamma}{E_{\gamma 0}} / \frac{E_\gamma}{E_{\gamma 0}}$:

$$\Delta \frac{E_\gamma}{E_{\gamma 0}} / \frac{E_\gamma}{E_{\gamma 0}} = \frac{v_i(-\sin \vartheta_\gamma \cos \vartheta_i + (-1)^{i-1} \cos \vartheta_\gamma \sin \vartheta_i \cos(\varphi_\gamma - \phi))}{1 - v_i \cos \vartheta_{\gamma i}} \times \Delta\vartheta_\gamma \quad (4.10)$$

4 Kinematik und Doppler-Effekt

Als Beispiel betrachte man das System $^{184}\text{W} \rightarrow ^{120}\text{Sn}$ bei $4.7 \text{ MeV}/u$. Die Position des Ge-Detektors lag bei $(\vartheta_\gamma = 25^\circ, \varphi_\gamma = 180^\circ)$, und er besaß einen Öffnungswinkel von $\Delta\vartheta_\gamma = 23.7^\circ$. Untersucht man die Ungenauigkeit des 4. Falls, also daß der Targetkern im Teilchenzähler nachgewiesen und das Projektil angeregt wird, kann man in bezug auf den Streuwinkel ϑ_2 die Ungenauigkeit angeben. Diese liefert den in Abbildung 4.1 gezeigten Verlauf. Das Resultat ist nicht überraschend, da für zunehmendes ϑ_2 nach Gleichung 4.2 der Schwerpunktwinkel θ abnimmt, und somit die Geschwindigkeit v_1 des angeregten Projektils ansteigt. Als mittleres Auflösungsvermögen erhält man einen Wert von $\Delta \frac{E_\gamma}{E_{\gamma_0}} / \frac{E_\gamma}{E_{\gamma_0}} \approx 1\%$. Für die anderen untersuchten Systeme liegt der durch den endlichen Öffnungswinkel hervorgerufene Fehler im selben Bereich.

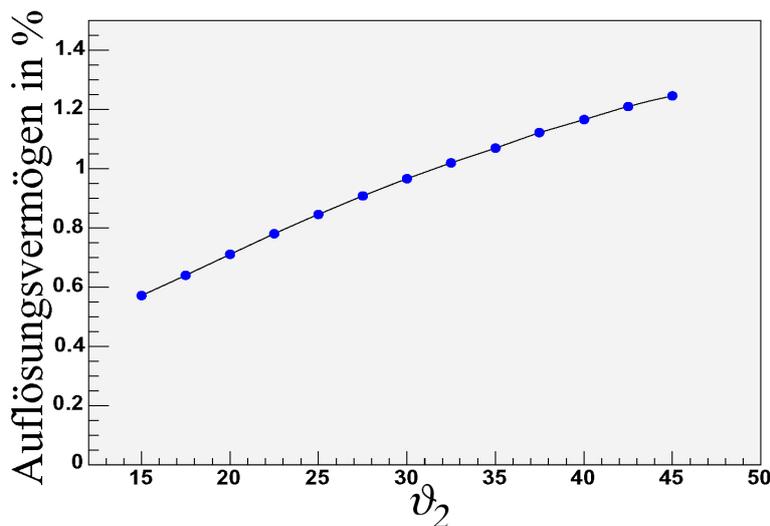


Abbildung 4.1: Durch den Öffnungswinkel des Ge-Detektors bedingtes Auflösungsvermögen als Funktion des Streuwinkels ϑ_2 für das System $^{184}\text{W} \rightarrow ^{120}\text{Sn}$ bei $4.7 \text{ MeV}/u$. Die Position des Ge-Detektors lautete $(\vartheta_\gamma = 25^\circ, \varphi_\gamma = 180^\circ)$, und der endliche Öffnungswinkel betrug $\Delta\vartheta_\gamma = 23.7^\circ$.

5 Kollektivmodelle

Zur Beschreibung von Nukleonen in der Nähe der magischen Zahlen ist das Schalenmodell am besten geeignet. Bei abgeschlossenen Schalen werden alle magnetischen Unterzustände m gleichmäßig von den Nukleonen besetzt und erzeugen somit eine kugelsymmetrische Dichteverteilung des Kerns. Wenn man sich aber von diesen magischen Zahlen entfernt, ändert sich die Situation. Solange nur wenige Valenznukleonen vorliegen, kann man versuchen, mit Hilfe von Paarungskräften die Kopplungen und Energiezustände zu erklären. Wird aber die Zahl, der sich außerhalb einer abgeschlossenen Schale befindenden Nukleonen, zu groß, so muß man nach neuen Gesetzmäßigkeiten in den Anregungen suchen. Diese stammen von den korrelierten Bewegungen aller sich im Kern befindlichen Nukleonen, hervorgerufen durch die langreichweitige Restwechselwirkung der Kernkräfte.

5.1 Vibration

Für das Folgende stelle man sich vor, der Kern bestehe aus einer abgeschlossenen Schale, um die sich noch eine Anzahl n zusätzlicher Nukleonen befindet. Solange nur einzelne dieser Nukleonen außerhalb einer abgeschlossenen Schale liegen, erwartet man bei der Anregung eines Kerns Einteilchen-Anregungen, wie sie vom Schalenmodell vorhergesagt werden. Nimmt die Zahl n der Nukleonen zu, zeigen die Anregungen einen kollektiven Charakter, an dem sich zwar nicht notwendiger Weise alle, aber wenigstens die sich an der Oberfläche befindlichen Nukleonen beteiligen.

Die einzigen kollektiven Bewegungen der Nukleonen, die kugelsymmetrische Kerne ausführen können, sind Oberflächenschwingungen. Man stellt sich dazu den Kern als Flüssigkeitstropfen vor, um dessen Gleichgewichtslage bei einer Anregung kleine elastische Schwingungen entstehen. Die Oberfläche dieses schwingenden Tropfens kann durch

$$R(\theta, \phi) = R_0 \left[1 + \sum_{\lambda=0}^{\infty} \sum_{\mu=-\lambda}^{+\lambda} \alpha_{\lambda\mu} Y_{\lambda\mu}(\theta, \phi) \right] \quad (5.1)$$

beschrieben werden. Die $Y_{\lambda\mu}$ sind dabei die Kugelflächenfunktionen und R_0 der mittlere

5 Kollektivmodelle

Radius. Für $\lambda = 0$ ergibt sich eine Kugelgestalt, und $\lambda = 1$ stellt eine Translationsbewegung der Kugel dar, wie sie nur bei Schwingungen von Neutronen gegen Protonen vorkommt. Es bleibt in der Nähe des Grundzustandes $\lambda = 2$ als niedrigste Schwingungsform übrig, bei der μ die Werte -2, -1, 0, 1, 2 durchlaufen kann.

Die im folgenden skizzierte Theorie über Oberflächenschwingungen wird in ausführlicher Form in [Gre95] wiedergegeben. Die Gesamtenergie eines geladenen Flüssigkeitstropfens kann in die kinetische Energie, die Coulomb-Energie und die Oberflächenenergie aufgeteilt werden.

$$E = T + E_C + E_S \quad (5.2)$$

Hierbei hängen die einzelnen Terme vom Deformationsparameter $\alpha_{\lambda\mu}$ ab, und die kinetische Energie enthält zusätzlich die kollektiven Geschwindigkeiten $\dot{\alpha}_{\lambda\mu}$. Für die Berechnung wird nun die Einschränkung einer kleinen Auslenkung der $\alpha_{\lambda\mu}$ und einer Näherung einer harmonischen Schwingung gemacht, weshalb nur Terme bis zur zweiten Ordnung betrachtet werden. Dann erhält man für die einzelnen Energien:

$$E_C = \frac{3Z^2 e^2}{5R_0} \left(1 - \frac{5}{4\pi} \sum_{\lambda\mu} \frac{\lambda - 1}{2\lambda + 1} |\alpha_{\lambda\mu}|^2\right) \quad (5.3)$$

$$E_S = 4\pi\sigma R_0^2 \left(1 + \frac{1}{8\pi} \sum_{\lambda\mu} (\lambda - 1)(\lambda + 2) |\alpha_{\lambda\mu}|^2\right) \quad (5.4)$$

$$T = \frac{1}{2} \rho_m R_0^5 \sum_{\lambda\mu} \frac{1}{\lambda} |\dot{\alpha}_{\lambda\mu}|^2 \quad (5.5)$$

mit der Oberflächenspannung σ und der Massendichte ρ_m . Definiert man den kollektiven Massenparameter als

$$B_\lambda = \frac{\rho_m R_0^5}{\lambda} \quad (5.6)$$

und den Steifigkeitskoeffizienten für das Potential als

$$C_\lambda = (\lambda - 1) \left((\lambda + 2) R_0^2 \sigma - \frac{3e^2 Z^2}{2\pi(2\lambda + 1)R_0} \right), \quad (5.7)$$

bekommt man für die Energien:

$$T = \sum_{\lambda\mu} \frac{1}{2} B_\lambda |\dot{\alpha}_{\lambda\mu}|^2 \quad (5.8)$$

$$V = \sum_{\lambda\mu} \frac{1}{2} C_\lambda |\alpha_{\lambda\mu}|^2 \quad (5.9)$$

Die oben aufgeführten Gleichungen beziehen sich im Grunde nur auf einen geladenen Flüssigkeitstropfen, also auf eine Beschreibung eines makroskopischen Gegenstandes.

Wie aber in der Physik häufig, kann man Beschreibungen aus einem Teilgebiet in der Physik in ein anderes übertragen und erhält erstaunliche Übereinstimmungen. Das muß nicht unbedingt so sein, und der im Rahmen meiner Diplomarbeit untersuchte Vibrationskern weist auch deutliche Abweichungen von diesem Modell auf. Allerdings können solche Quervergleiche eine erste Vorstellung über den Aufbau und das Verhalten von vibrierenden Kernen liefern.

Zur Beschreibung der Kernspektren muß noch die Quantisierung durchgeführt werden. Dies geschieht in folgender Weise:

- Definition von Ortskoordinaten und kanonisch konjugierten Impulsen
- Ersetzen dieser Größen durch Operatoren und Postulieren von kanonischen Kommutatorrelationen
- Einführung von Erzeugungs- und Vernichtungsoperatoren (2. Quantisierung)

Der letzte Teil ist nicht Bestandteil der Quantisierung, sondern lediglich eine elegante Lösungsmethode.

Beschränkt man sich auf Quadrupoldeformationen, lautet die Lagrangefunktion

$$L = T - V = \frac{1}{2}\sqrt{5} B_2 |\dot{\alpha}_2 \times \dot{\alpha}_2|^0 - \frac{1}{2}\sqrt{5} C_2 |\alpha_2 \times \alpha_2|^0, \quad (5.10)$$

und der quantisierte Hamiltonoperator wird zu

$$\hat{H} = \hbar\omega_2 \left(\sum_{\mu=-2}^2 \hat{\beta}_{2\mu}^+ \hat{\beta}_{2\mu} + \frac{5}{2} \right) \quad (5.11)$$

mit den Erzeugungs- und Vernichtungsoperatoren $\hat{\beta}_{2\mu}^+$ und $\hat{\beta}_{2\mu}$. Die durch diese Operatoren erzeugten und vernichteten Pseudoteilchen heißen Phononen. Erstellt man für sie einen Anzahloperator

$$\hat{N} = \sum_{\mu=-2}^2 \hat{\beta}_{2\mu}^+ \hat{\beta}_{2\mu} \quad (5.12)$$

mit dem Eigenwert N , sind die Energien der Zustände durch

$$E_N = \hbar\omega_2 \left(N + \frac{5}{2} \right) \quad (5.13)$$

gegeben.

5 Kollektivmodelle

Um Aussagen über $B(E2)$ -Werte machen zu können, muß der quantisierte Quadrupoloperator angegeben werden. Dieser lautet

$$\hat{Q}_{2\mu} = \frac{3Ze}{4\pi} R_0^2 \left(\hat{\alpha}_{2\mu} - \frac{10}{\sqrt{70\pi}} [\hat{\alpha} \times \hat{\alpha}]_{\mu}^2 \right) \quad (5.14)$$

Bei Benutzung dieses Operators zeigt sich, daß der erste Term eine Änderung der Phononenzahl um eins erlaubt, indes ist der Term zweiter Ordnung für eine Veränderung $\Delta N = 2$ verantwortlich. Daher sind 1-Phononübergänge die mit Abstand häufigeren.

Prinzipiell ist das Vibrationsspektrum durch die beiden Parameter B_2 und C_2 festgelegt. Ihre relativen Werte $\hbar\omega_2 = \hbar\sqrt{C_2/B_2}$ können direkt aus der Energie des ersten angeregten Zustandes abgelesen werden. Um den zweiten unabhängigen Parameter bestimmen zu können, braucht man zusätzliche experimentelle Daten. Diese Daten sind die $B(E2)$ -Werte des Übergangs vom ersten angeregten Zustand zum Grundzustand, denn dieser lautet

$$B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+) = \left(\frac{3Ze}{4\pi} R_0^2 \right)^2 \frac{\hbar}{2\sqrt{C_2 B_2}} \quad (5.15)$$

Dies bedeutet, daß der $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ Übergang allein das gesamte Spektrum einer harmonischen Vibration festlegt.

5.2 Rotation

Die experimentell beobachteten großen Quadrupoldeformationen, die man für Kerne zwischen den magischen Schalen beobachtet, lassen sich nicht mit dem Einteilchen-Modell, sondern nur als Folge einer durch eine langreichweitige Kraft hervorgerufene Korrelation erklären. Bei der Deutung eines Rotationsspektrums geht man zunächst von einem Kern mit stabiler axialsymmetrischer Deformation aus, dessen räumliche Orientierungsänderung als quantenmechanischer Kreisel beschrieben werden kann. Zusätzlich soll eine adiabatische Näherung angenommen werden, das heißt, daß der Kern vergleichsweise langsam rotiert, und sich dadurch die Gestalt des Ellipsoids nicht verändert. In Analogie zur Rotation eines starren Körpers aus der klassischen Mechanik ergibt sich für gg-Kerne (Kerne mit gerader Protonen- und Neutronenzahl) bei Benutzung des Koordinatensystems, das in der Kernachse orientiert ist, ein besonders einfacher Ausdruck:

$$H_{rot} = \sum_{i=1}^3 \frac{R_i^2}{2\theta_i} \quad (5.16)$$

Es sind \vec{R} der Rotationsdrehimpuls und die Konstanten θ_i effektive Trägheitsmomente hinsichtlich der Koordinatenachse. Für axialsymmetrische Kerne ist es aber nicht möglich Zustände, die durch eine Drehung um die 3-Achse entstanden sind, zu unterscheiden, wodurch der quantenmechanische Erwartungswert dieses Trägheitsmoments gleich null gesetzt werden kann. Dieses wiederum hat zur Folge, daß eine Rotation um diese Achse in unendlich hohen Anregungsenergien resultiert, wodurch die 3-Komponente von \vec{R} ebenfalls null gesetzt werden kann. Es bleibt lediglich die Möglichkeit, eine zur 3-Komponente senkrechte Rotation auszuführen. Durch die Axialsymmetrie setzt man $\theta_1 = \theta_2 = \theta$, und der Gesamtdrehimpuls wird $\vec{R} = \vec{I}$, womit man mit dem quantenmechanischen Eigenwert von I^2 die Rotationsenergie des Kerns erhält:

$$E_{rot} = \frac{\hbar^2}{2\theta} I(I+1) \quad (5.17)$$

Dabei ist der Gesamtdrehimpuls I auf gerade Werte beschränkt, da die Spiegelsymmetrie hinsichtlich der (1, 2)-Ebene ungerade Drehimpulsfunktionen ausschließt. Das Trägheitsmoment läßt sich aus den experimentellen Übergangsenergien $E_{\gamma 0} = E_I - E_{I-2}$ für jeden Kernspin I bestimmen:

$$\frac{2\theta}{\hbar^2} = \frac{4I-2}{E_I - E_{I-2}} \quad (5.18)$$

Im starren Rotatormodell ist die Gestalt des Atomkerns für alle Kernzustände gleich, so daß sich alle elektromagnetischen Matrixelemente der Multipolarität $E2$ als Funktion eines Quadrupolmomentes Q_2 im körperfesten System berechnen lassen. Sie ergeben sich

zu [Gre70, Boh75]:

$$\langle I - 2 ||M(E2)||I \rangle = \sqrt{\frac{15}{32\pi}} \sqrt{\frac{I(I-1)}{2I-1}} Q_2 e \quad (5.19)$$

$$\langle I ||M(E2)||I \rangle = \sqrt{\frac{5}{16\pi}} \sqrt{\frac{I(I+1)(2I+1)}{(2I-1)(2I+3)}} Q_2 e \quad (5.20)$$

Die einzelnen Matrixelemente unterscheiden sich also durch einen Faktor, der nur von I abhängt.

Um sich ein Bild der Deformation machen zu können, definiert man einen winkelabhängigen Radius $R(\theta, \phi)$, der für axialsymmetrische Kerne und Quadrupoldeformationen durch

$$R(\theta) = R_i \left[1 - \frac{\beta_2^2}{\sqrt{4\pi}} + \beta_2 Y_{20}(\theta) \right] \quad (5.21)$$

gegeben ist. R_i ist der nach dem Tröpfchenmodell berechnete sphärische Kernradius einer homogenen Ladungsverteilung und $Y_{20}(\theta)$ der Quadrupolterm der Kugelfunktionen. Der Deformationsparameter β_2 läßt sich durch Annahme einer Ladungsverteilung $\rho(r)$ berechnen, indem man für die gemessenen elektrischen Quadrupolmomente Q_2 das Integral

$$Q_2 = \sqrt{\frac{5}{16\pi}} \int_0^{R(\theta)} \rho(r) r^4 Y_{20}(\theta) dr d\Omega \quad (5.22)$$

löst. Für eine homogene Ladungsverteilung

$$\rho(r) = \frac{3Z}{4\pi R_i^3} \quad \text{für } r \leq R(\theta) \quad (5.23)$$

$$\rho(r) = 0 \quad \text{für } r > R(\theta) \quad (5.24)$$

ergibt sich ein von β_2 abhängiges Quadrupolmoment

$$Q_2 = \frac{3Z R_i^2}{\sqrt{5\pi}} (\beta_2 + 0.360\beta_2^2) \quad (5.25)$$

Die Trägheitsmomente eines starren Ellipsoids sind für einen Atomkern durch

$$\Theta_i^{rig} = \frac{2}{5} A_i M R_i^2 \left[1 - \sqrt{\frac{5}{4\pi}} \beta_2 \cos\left(\frac{2\pi}{3}i\right) \right] \quad (5.26)$$

gegeben.

Neben der soeben beschriebenen Rotation der Grundzustandsbande können deformierte Kerne noch weitere Rotationen ausführen, die auf Oberflächenschwingungen aufbauen. Diese Schwingungen sind die β -Schwingung, bei der es sich um eine Vibration in Richtung der Symmetrieachse handelt, und die γ -Schwingung, die senkrecht zu dieser Achse vibriert.

6 Experiment zur γ -Spektroskopie

6.1 Experimentaufbau

Der durch den UNILAC beschleunigte Strahl wurde mit Hilfe von Dipolmagneten zum Experimentierplatz X7 geleitet. Ungefähr zwei Meter vor dem Target befand sich ein Quadrupolmagnet, der der Fokussierung auf das Target diente. Dazu brachte man anstatt des Targets einen Leuchtquartz in die Strahlbahn. Die beschleunigten Schwerionen ließen diesen Quartz aufleuchten. Mittels Kamera wurde dieses Bild in den Hauptkontrollraum übertragen und erlaubte den Operateuren eine optimale Fokussierung. In zwei Experimenten, die in Abbildung 6.1 schematisch dargestellt sind, wurde zum einen ein Si-Detektor auf seine orts- und energieauflösenden Eigenschaften untersucht, zum anderen wurden die Anregungsspektren der Systeme $^{58}\text{Ni} \rightarrow ^{197}\text{Au}$, $^{184}\text{W} \rightarrow ^{120}\text{Sn}$ und $^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{120}\text{Sn}$ untersucht. Die Energien lagen im ersten Fall bei $3.6 \text{ MeV}/u$ und $4.7 \text{ MeV}/u$ bei den anderen beiden Systemen.

Nach dem Target befand sich in Strahlrichtung ein in eine linke und eine rechte Hälfte eingeteilter Parallelplatenzähler (PPAC), der den Laborwinkelbereich von $15^\circ \leq \vartheta \leq 45^\circ$ und $\Delta\phi = 360^\circ$ abdeckte. Die Kathode dieses Ringzählers bestand aus konzentrisch angelegten Ringen, die mittels einer Verzögerungswiderstandsleitung miteinander verbunden waren. Auf diese Weise konnte anhand eines zeitlichen Differenzspektrums zwischen dem innersten und äußersten Ring mittels der linearen Beziehung

$$\tan \vartheta = \frac{\tan \vartheta_{\text{Lab}}^{\text{max}} - \tan \vartheta_{\text{Lab}}^{\text{min}}}{Ch_{\text{max}} - Ch_{\text{min}}} \times (Ch - Ch_{\text{min}}) + \tan \vartheta_{\text{Lab}}^{\text{min}} \quad (6.1)$$

die Position des gestreuten Schwerions auf $\Delta\vartheta \approx 1^\circ$ gemessen werden. $\vartheta_{\text{Lab}}^{\text{min}}$ und $\vartheta_{\text{Lab}}^{\text{max}}$ sind die beiden Grenzwinkel des PPAC, dagegen repräsentieren Ch_{min} und Ch_{max} diese Winkel im Zeitdifferenzspektrum. Die Kanalzahl Ch entspricht dem Zeitsignal des gestreuten Teilchens. Zur Messung des Azimutalwinkels φ war die Anode des Teilchenzählers in 20 Kreissegmente mit einem Öffnungswinkel von $\Delta\varphi = 18^\circ$ unterteilt. Die Signale der Kreissegmente wurden nach ihrer Verstärkung in einen Constant Fraction (CF) gegeben und bildeten, als OR-Schaltung miteinander verknüpft, das Triggersignal für den PPAC. Abbildung 6.2 zeigt das elektronische Blockschaltbild des Messaufbaus.

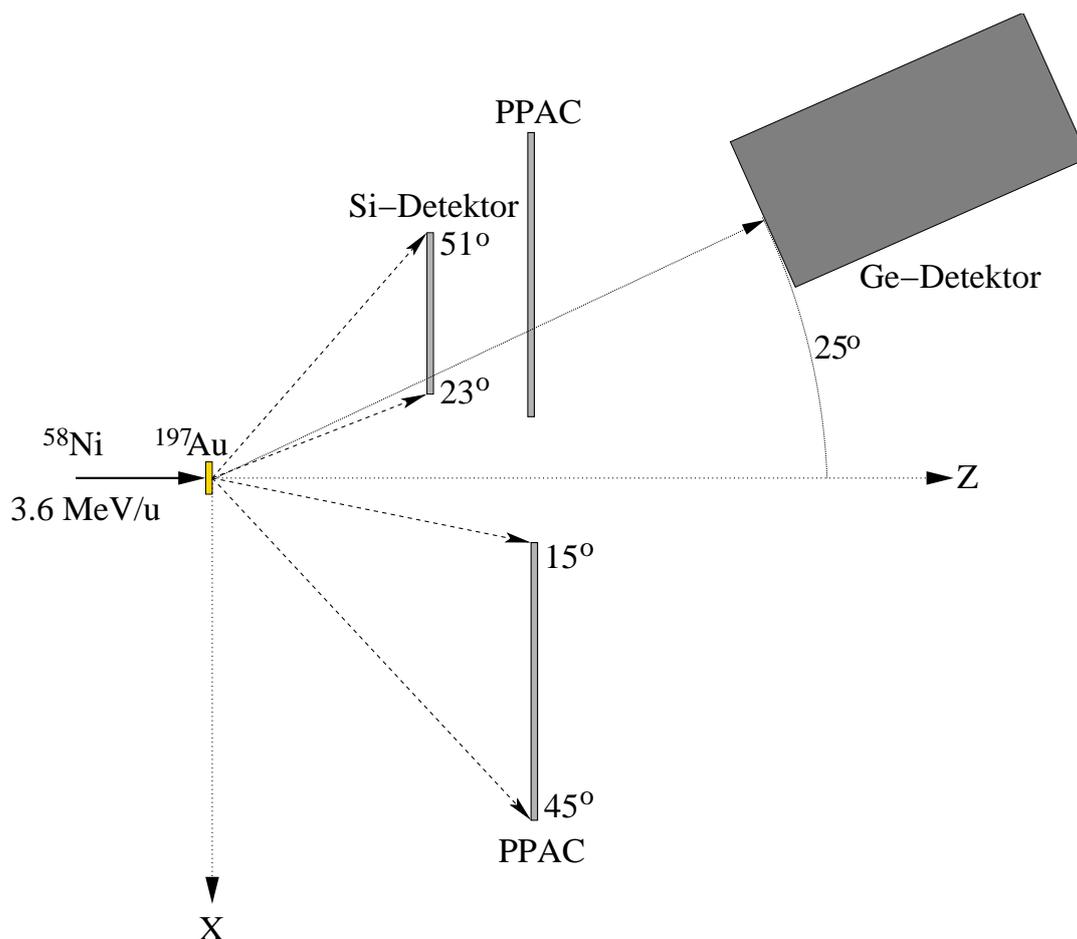


Abbildung 6.1: Schematische Darstellung des Messaufbaus als Schnitt durch die XZ-Ebene und $^{58}\text{Ni} \rightarrow ^{197}\text{Au}$ bei 3.6 MeV/u als Beispiel. Der Si-Detektor wurde für Versuche zur γ -Spektroskopie entfernt. Die Winkelangaben beziehen sich jeweils zur Z-Achse.

Bei Experimenten, in denen die schweren Projektile ^{184}W und ^{208}Pb auf den leichten ^{120}Sn Kern geschossen wurden, lag ein kinematischer Grenzwinkel ϑ_{lim} vor, der sich wie folgt berechnen läßt:

$$\vartheta_{lim} = \arcsin \frac{A_2}{A_1} \quad (6.2)$$

Dieser Grenzwinkel lag für ^{184}W bei $\vartheta_{lim} = 40.7^\circ$ und für ^{208}Pb bei $\vartheta_{lim} = 35.2^\circ$, so daß beide am Prozess beteiligten Kerne im Teilchenzähler nachgewiesen werden konnten. Durch die längere Flugzeit der schwereren Projektile war es möglich, diese eindeutig von den leichteren zu unterscheiden. Dazu mußte die Zeitdifferenz der linken zu den rechten Kreissegmenten des Ringzählers mit zwei weiteren TDCs gemessen werden. Abbildung 6.3 verdeutlicht dies.

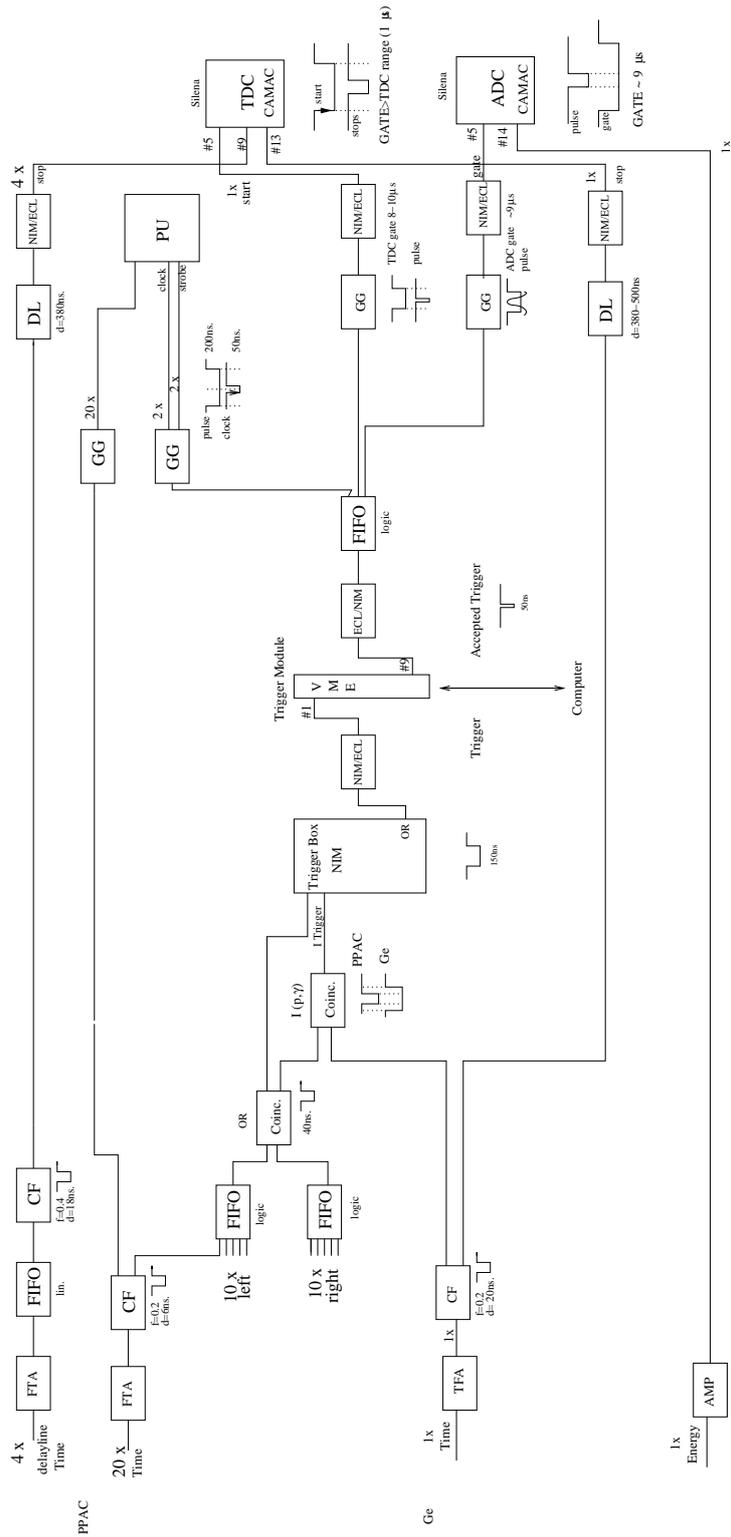


Abbildung 6.2: Elektronischer Aufbau des Coulomb-Anregungsexperiments.

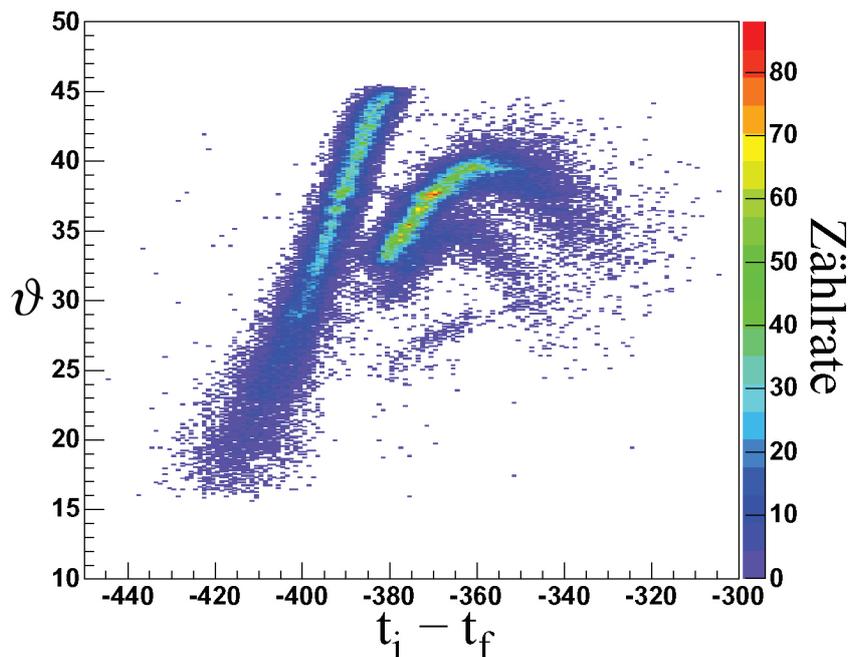


Abbildung 6.3: Streuwinkelabhängigkeit der Flugzeitdifferenz zwischen beiden PPAC-Hälften für die im linken Teil des PPACs gemessenen ϑ -Winkel im System $^{184}\text{W} \rightarrow ^{120}\text{Sn}$. Auf der Y-Achse sind die Zeitdifferenzen zwischen innerstem und äußerstem Ring aufgetragen, die gemäß Gleichung 6.1 einem festen ϑ zuzuordnen sind. Die X-Achse gibt die Flugzeitdifferenz beider Hälften an. Wie erwartet erstrecken sich die ^{120}Sn Teilchen über die gesamte ϑ -Ausdehnung des Detektors, dagegen liegt der maximale Streuwinkel des ^{184}W bei ungefähr 41° .

Die bei den Energieübergängen auftretende γ -Strahlung, wurde mit einem Ge-Detektor gemessen, der in Strahlrichtung einen Winkel von $\vartheta_\gamma = 25^\circ$ bzw. $\varphi_\gamma = 180^\circ$ bildete und in 19 cm Entfernung zum Target aufgestellt wurde. Das Energiesignal dieses Detektors wurde nach Verstärkung in einen Analog zu Digitalconverter (ADC) gegeben und ausgelesen, während sein Zeitsignal nach Durchlauf eines CF einerseits durch Eingabe in einen TDC und spätere Analyse zufällige γ s ausschloß, andererseits, falls mit OR-Signal der Kreissegmente zeitliche Koinzidenz bestand, erst die Datenaufnahme startete.

Zur Analyse der aus dem Experiment gewonnenen Meßdaten wurde das Ausleseprogramm Go4 [Go4] der GSI verwendet, das auf dem im CERN entwickelten ROOT [ROOT] basiert.

6.2 Messung der γ -Effizienz des Ge-Detektors

Um Aussagen über Übergangswahrscheinlichkeiten machen zu können, ist es notwendig, die γ -Effizienz des Ge-Detektors zu messen. Diese nimmt exponentiell mit zunehmender Energie ab. Als Abschirmung des Detektors gegenüber niederenergetischen atomaren Röntgenstrahlen diene eine Kombination aus 0.2 mm Ta , 1.0 mm Sn und 0.5 mm Cu Blechen. Die Gesamttransmission ergibt sich demnach aus dem Produkt der Transmissionen der einzelnen Abschirmungsblenden, die mit zunehmender Energie schnell gegen eins konvergieren. Die Absorberbleche unterdrücken also keineswegs sämtliche Strahlung des unerwünschten Energiebereichs, sondern zeigen den in Abbildung 6.4 dargestellten Verlauf. Die Abschirmung wird aufgrund der atomaren Strahlung benötigt, die

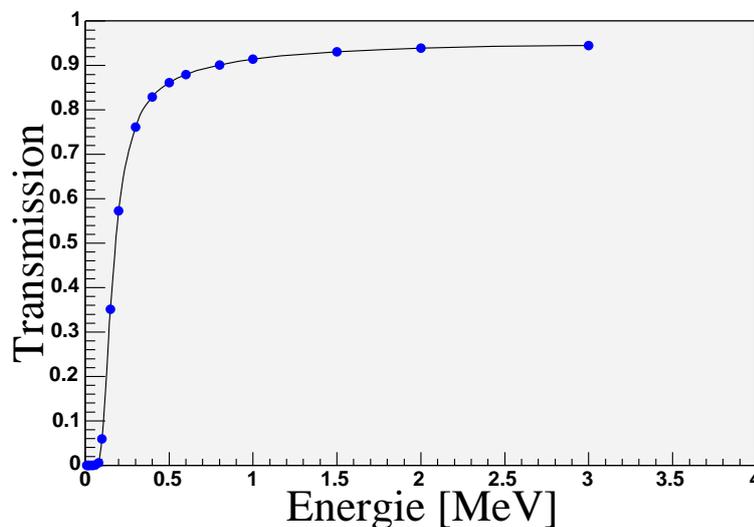


Abbildung 6.4: Verlauf der Transmissionskurve im Bereich von $0 - 3\text{ MeV}$.

bei Coulomb-Anregungsexperimenten ebenfalls produziert wird und ihr gegenüber einen viel höheren Wirkungsquerschnitt besitzt. Um die absolute γ -Effizienz zu messen, nimmt man eine auf ihre Zerfallsaktivität geeichte Quelle, mit der sich die Beziehung

$$\text{Effizienz} = \frac{\text{Anzahl der detektierten Zerfälle in einem Zeitintervall}}{\text{Gesamtzahl der Zerfälle einer geeichten Quelle in einem Zeitintervall}} \quad (6.3)$$

ergibt, und positioniert sie an die Stelle, an der sich im Experiment das Target befand. Die Effizienz wird beim zum Coulomb-Anregungsexperiment identischen Messaufbau ermittelt. Zu beachten ist dabei die Signalfrequenz, die vom Computersystem verarbeitet werden kann. Sie sorgt für eine bestimmte Totzeit, angegeben in Prozent, durch die geteilt werden muß, um die wahre γ -Effizienz zu ermitteln. Mit dieser Messung kann gleichzeitig die Energiekalibrierung und die intrinsische Energieauflösung des Detektors

6 Experiment zur γ -Spektroskopie

verknüpft werden. Letztere erlaubt einen Vergleich mit den Doppler-Shift korrigierten Spektren der Coulomb-angeregten Schwerionen.

Im Experiment mit dem $3.6 \text{ MeV}/u$ Strahl wurde der Verstärker des Ge-Detektors für einen Energiebereich von $0 - 2 \text{ MeV}$ eingestellt.

Da aber im späteren Experiment mit ^{208}Pb die $3^- \rightarrow 0^+$ Übergangslinie bei 2614.6 keV lag, und diese auch noch in Vorwärtsrichtung gemessen wurde, ist der Energiebereich für die Experimente mit der Strahlenergie $4.7 \text{ MeV}/u$, auf einen Bereich von $0 - 3 \text{ MeV}$ ausgedehnt worden. Eine solche Änderung hat zur Folge, daß ein zweites Mal die Effizienz des Detektors bestimmt werden mußte.

Für Ermittlung der Effizienz wurden drei Quellen benutzt, deren genaue Aktivitäten von der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt bzw. dem Deutschen Kalibrier Dienst mit einem Fehler zwischen $1 - 4\%$ angegeben wird und in Tabelle 6.1 aufgeführt sind.

Radionuklid	Aktivität in kBq	Bezugszeitpunkt
^{152}Eu	582 ± 9	01.01.1997
^{60}Co	253.9 ± 2.5	01.05.1995
^{207}Bi	16.6 ± 0.6	17.03.2003

Tabelle 6.1: Zur Effizienzmessung benutzte Radionuklide.

Die aus den ersten beiden Quellen gewonnene Effizienzkurve für die Experimentreihe mit $3.6 \text{ MeV}/u$, also für Energien bis 2 MeV , ist in Abbildung 6.5 gezeigt. Für diesen Fall lag das Auflösungsvermögen der 1332.5 keV Linie von ^{60}Co bei 3.2 keV , gemessen in voller Breite des Peaks bei halber Höhe (FWHM).

Die zweite Effizienzkurve besitzt eine ähnliche Gestalt und sei der lückenlosen Angabe experimenteller Details wegen in Abbildung 6.5 aufgeführt.

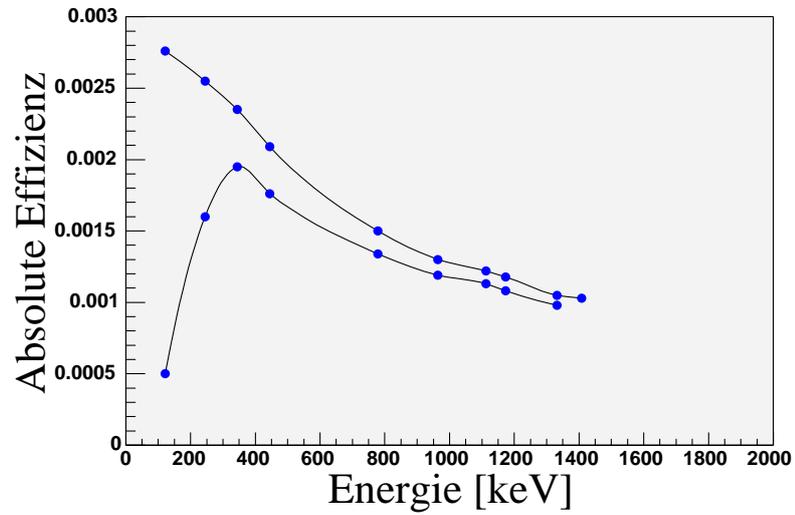


Abbildung 6.5: Effizienzkurve des Ge-Detektors für Energien bis 2 MeV verglichen mit einer aus diesen Werten errechneten Kurve ohne Absorber.

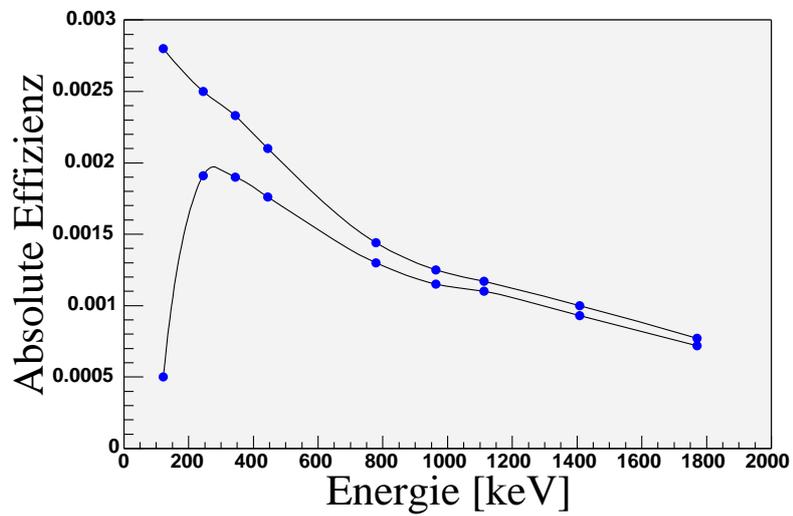


Abbildung 6.6: Effizienzkurve des Ge-Detektors für Energien bis 3 MeV verglichen mit einer aus diesen Werten errechneten Kurve ohne Absorber.

7 Der Si-Detektor

7.1 Funktionsprinzip von Halbleiterzählern

In einem Halbleiterzähler, wie es Si- und Ge-Detektoren sind, wird die durch die Primärstrahlung hervorgerufene Kristallanregung zur Energiebestimmung benutzt. Die dabei auftretenden Elektronen-Lochpaare werden in einem elektrischen Feld getrennt und anschließend direkt für eine Energiebestimmung verwendet. Im Vergleich zu Isolatorkristallen ist die Bandlücke zwischen Valenz- und Leitungsband bei Halbleitermaterialien deutlich geringer. Silizium hat bei 300 K eine Bandlücke von 1.165 eV , Germanium nur 0.665 eV . Die mittlere Energie, die zur Erzeugung eines Elektronen-Lochpaares benötigt wird, beträgt in Silizium 3.23 eV im Germanium 2.84 eV . Da diese Energiewerte sehr gering sind, können sehr viele Elektronen-Lochpaare erzeugt werden, wodurch man gegenüber anderen Detektortypen eine deutlich bessere Auflösung erhalten kann.

Um die im Kristall erzeugten freien Ladungsträger vollständig sammeln zu können, werden sehr hohe Anforderungen an die elektrische Leitfähigkeit des Halbleitermaterials gestellt. Dies kann erreicht werden, indem man für den Detektorkristall hoch reines Halbleitermaterial verwendet. Eine andere Möglichkeit ist der Einsatz von dotierten Halbleitern. Das zur Ladungssammlung benötigte elektrische Feld wird in der Regel durch einen pn-Übergang oder durch eine Oberflächensperrschicht erzeugt. Bei einem Oberflächensperrschichtzähler wird auf einen n-leitenden Si-Kristall eine sehr dünne Goldschicht aufgebracht. Dieser Oberflächenkontakt verhält sich wie ein pn-Übergang. Zur Erzeugung des elektrischen Feldes im Detektorkristall wird der pn-Übergang in Sperrrichtung geschaltet. Im Kristall breitet sich dann mit zunehmender Sperrspannung eine Verarmungszone aus. Diese Verarmungszone wirkt dann im Prinzip wie eine Ionisationskammer. Die hohe Feldstärke in dieser Verarmungszone bewirkt, daß relativ hohe Driftgeschwindigkeiten für die Ladungsträger auftreten und führt zu einem besonders guten zeitlichen Auflösungsvermögen für die Detektorsignale.

7.2 Spezifikationen des untersuchten Si-Detektors und experimentelle Details

Der im Versuch benutzte Si-Detektor besitzt die in Tabelle 7.1 aufgeführten technischen Spezifikationen. Er stammt von der Firma Eurisys Mesures und die genaue Typenbezeichnung lautet IPP-2D. Für die Messungen mit Schwerionen wurde der Detektor in einem Winkelbereich von $23^\circ \leq \vartheta \leq 51^\circ$ und in Z-Richtung 6.7 cm hinter dem Target aufgestellt. Zuvor wurde er mit α -Teilchen getestet.

Dimension	$5 \times 5 \text{ cm}^2$
Dicke	$300 \mu\text{m}$
Nominale Spannung	30 V
Widerstand der Rückseite	2000Ω

Tabelle 7.1: Spezifikationen des Si-Detektors.

Die dazu verwendete Quelle ist in einem Abstand von 10 cm mittig vor den Si-Detektor plaziert worden. Die beim Stoppen der α -Teilchen oder Schwerionen im Detektor hinterlassene Energie wird, wie in Abbildung 7.1 gezeigt, an fünf Stellen ausgelesen. Auf der Rückseite des Detektors wird die Gesamtenergie bestimmt, während über die vier Ecken der Vorderseite die Position des Teilchens determiniert werden kann. Dazu durchliefen die Signale von der TU Darmstadt hergestellte Vorverstärker und Verstärker des Typs Eurisys Mesures Quad Amplifier für die Positionssignale, bzw. Silena Model 2010 für das Energiesignal mit jeweils $2 \mu\text{s}$ shaping time.

Unter der Annahme, daß die Energieabgabe an die vier Ecken in bezug auf die Entfernung zu diesen in X und in Y linear ist, kann man eine ganz einfache Beziehung aufstellen:

$$X = \frac{D_x}{2} \cdot \frac{E_2 + E_4 - E_1 - E_5}{E_1 + E_2 + E_4 + E_5} \quad (7.1)$$

$$Y = \frac{D_y}{2} \cdot \frac{E_4 + E_5 - E_1 - E_2}{E_1 + E_2 + E_4 + E_5} \quad (7.2)$$

D_x und D_y sind hierbei die Länge des Detektors in X- und Y-Richtung.

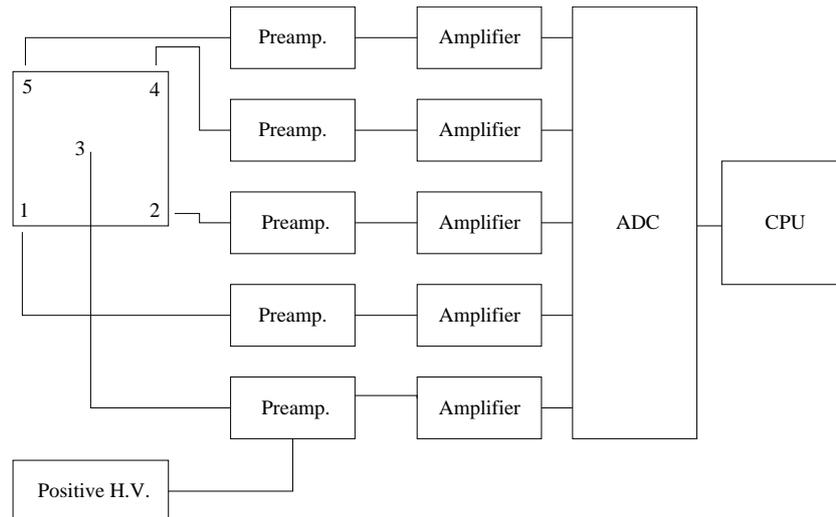


Abbildung 7.1: Elektronisches Ausleseschema des Si-Detektors. Die Vorverstärker stammen von der TU Darmstadt. An dem Vorverstärker der Rückseite wurde die Hochspannung angebracht. Nach Passieren der Vorverstärker wurden die Signale der Rückseite mit einem Silena Model 2010 Verstärker und die Positionen mit einem Eurisys Mesures Quad Amplifier verstärkt. Die shaping time der Verstärker betrug jeweils $2\mu\text{s}$.

7.3 Messung mit α -Teilchen

Anfänglich wurden mit α -Teilchen einer Energie von 5.486 MeV aus dem Zerfall $^{241}\text{Am} \rightarrow ^{237}\text{Np} + ^4\text{He}$ die orts- und energieauflösenden Eigenschaften des Detektors untersucht. Für diese α -Teilchen betrug die Energieauflösung der Rückseite 596 keV (FWHM), was in Prozentzahlen einem Auflösungsvermögen von 10.9% entspricht.

Damit alle Signale des Detektors die gleiche Verstärkung besitzen, können die Verstärker der Ecksignale der Rückseite angepaßt werden. Dazu bedient man sich eines Pulsers, dessen Aufgabe es ist, ein Spannungssignal zu simulieren, das jeweils in den Eingang des Vorverstärkers gegeben wird. Zunächst wird bei einer bestimmten Spannung der ADC-Wert der Rückseite gemessen. Danach versucht man für die Ecksignale durch Feinjustierung des Verstärkungsfaktors dem Wert der Rückseite möglichst nahe zu kommen. In einem zweiten Schritt werden die Linearitäten der Vorverstärker durch Messungen bei verschiedenen Spannungen des Pulsers überprüft. Um die Ecksignale anzugleichen, werden sie mit einem Polynom ersten Grades den Werten der Rückseite angepasst.

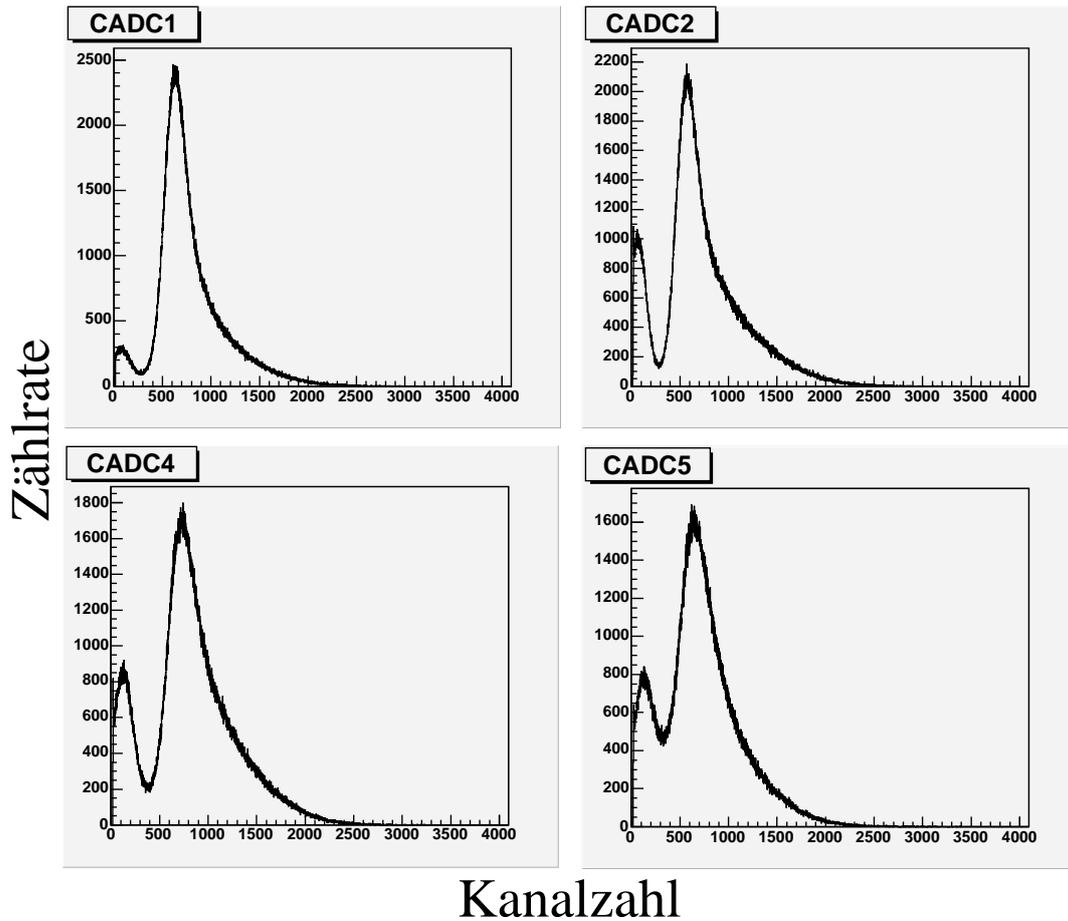


Abbildung 7.2: Energiespektren der Ecken des Si-Detektors (Kontakte 1, 2, 4 und 5 in Abbildung 7.1) bei einer Messung mit α -Teilchen.

Die spektrale Verteilung der vier Eckspektren ist in Abbildung 7.2 wiedergegeben. Es ist ersichtlich, daß die Maxima der verschiedenen Spektren trotz Kalibrierung und Symmetrie des Detektors und Messaufbaus nicht übereinstimmen, sondern um bis zu 150 Kanäle voneinander abweichen, was für Si-Detektoren charakteristisch ist.

Wie später gezeigt werden kann, besteht der erste niederenergetische Peak aus einem elektronischen Rauschen des Vorverstärkers, so daß für die korrekte Positionswiedergabe, die zunächst von allen vier Ecken ein Signal verlangt, die Bedingung gemacht wurde, daß alle vier Signale jeweils einen Wert von über 300 besitzen. Sollte das nur für drei Signale der Fall sein, so kann man dennoch die korrekte Position berechnen. Die vier Positionssignale bilden in der Summe eine Gaußverteilung, dessen Mittelwert der α -Energie entspricht. Fehlt eines der Signale, ist die Summe der übrigen drei geringer, so daß es möglich ist, dem fehlenden Signal die Energiedifferenz zum Mittelwert der Gaußverteilung zuzuordnen. Es stellt sich heraus, daß diese Korrektur vor allem für

die Randbezirke des Detektors gemacht werden muß, was durch die antiproportionale Beziehung zwischen Entfernung und Energieabgabe leicht zu erklären ist.

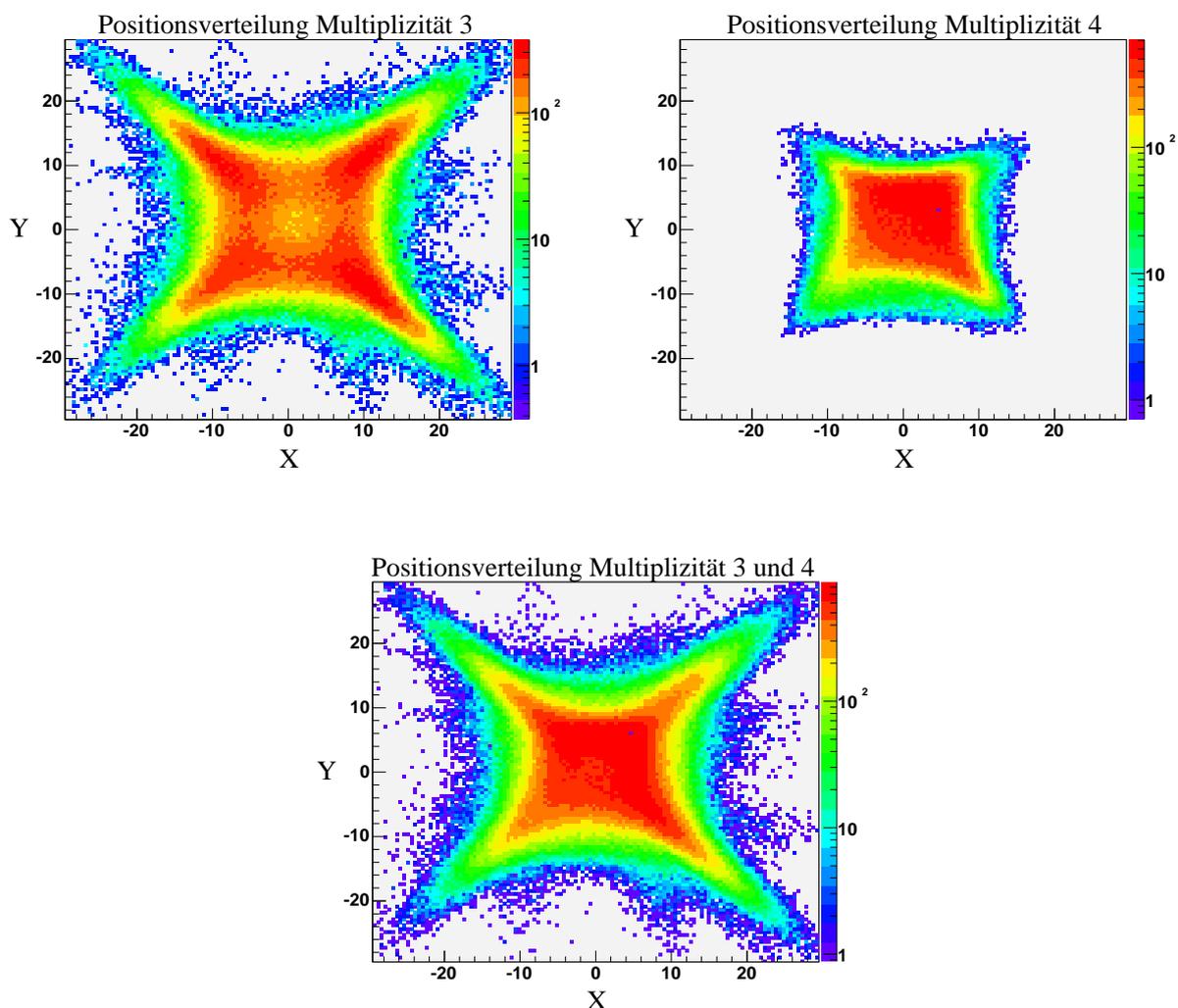


Abbildung 7.3: Vergleich der aus den Eckspektren unter Benutzung der Gleichungen 7.1 und 7.2 gewonnenen Positionsverteilungen für Multiplizität 3 und 4. Im unteren Bild sind die Verteilungen beider Multiplizitäten zusammengefügt. Positionen in mm . Die Intensität ist logarithmisch dargestellt.

Diese Energiezuordnung braucht nur bei α -Teilchen gemacht zu werden, bei der Ereignisse der Multiplizität 3 und 4 ungefähr gleich häufig auftreten. Bei Experimenten mit Schwerionen beträgt die Häufigkeit für Ereignisse der Multiplizität 4 durch die viel höhere deponierte Energie über 95 %, so daß bei diesen Versuchen keine Korrektur notwendig ist, aber auch aufgrund der ϑ -abhängigen Energie der Schwerionen auch nicht ohne weiteres durchführbar wäre.

Benutzt man zur Ortsdarstellung der Positionssignale die Gleichungen 7.1 und 7.2, so erkennt man in Abbildung 7.3:

- Die Detektorabbildung ist nicht zentriert und etwas in X und Y verschoben. Diese Verschiebung liegt aber nur zwischen $1 - 2 \text{ mm}$, so daß ihr keine weitere Beachtung geschenkt wird.
- Die Abbildung des Detektors ist kontrahiert.
- Die Form des Detektors entspricht keinem Quadrat. Zwischen den Eckpunkten scheint die Kontraktion größer zu werden.

Bei diesen Positionsverteilungen ist zu beachten, daß die Skalierung logarithmisch gewählt ist, so daß insbesondere für die erste Verteilung die Ausdehnung der gemessenen Verteilung täuscht. Auch in diesem Fall werden 90 % der Ereignisse in einem Quadrat der Ausdehnung $\pm 15 \text{ mm}$ gemessen. In den restlichen Fällen kommt es durch die Ungenauigkeit der Korrektur zu einer zu geringen Wertzuweisung des fehlenden Ecksignals, so daß diese Ereignisse in Richtung Ecke verzerrt werden.

Zur näheren Untersuchung der oben angesprochenen Phänomene wurden drei in Abbildung 7.4 gezeigten Blenden angefertigt, mit deren Hilfe das Maß der Verzerrungen und Kontraktionen näher untersucht werden konnte. Die Löcher der Blenden besaßen jeweils einen Durchmesser von 5 mm .

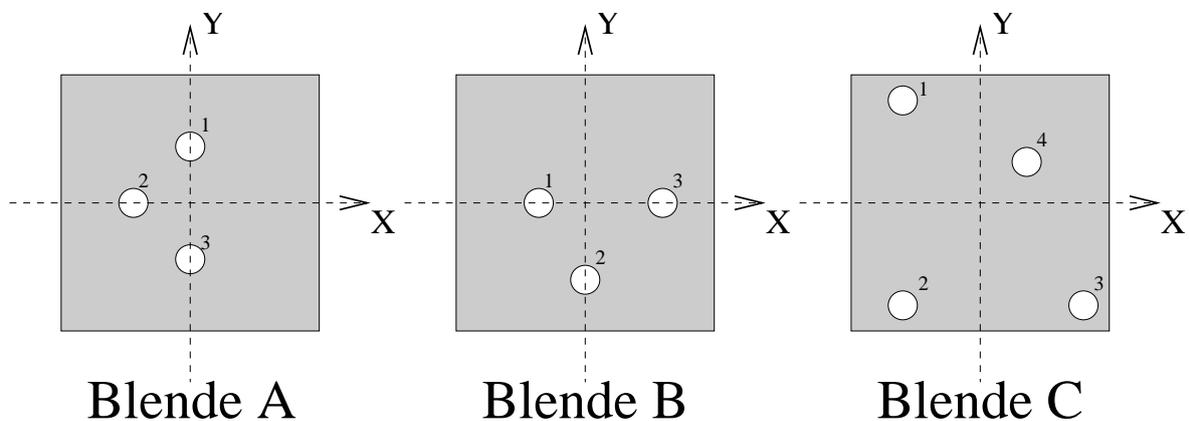


Abbildung 7.4: Zur Bestimmung der Ortsauflösung verwendete Blenden.

Mit diesen Blenden ist es möglich zu zeigen, daß das in Abbildung 7.2 gezeigte erste Maximum keinem nachgewiesenen α -Teilchen entspricht. In Abbildung 7.5 sind die Eckspektren für den Fall, daß in Blende C im Loch 3 ein α -Teilchen nachgewiesen wurde, wiedergegeben. Man erkennt, daß für die Eckposition 5 der Mittelwert von 451.7 noch deutlich über dem Grenzwert von 300 liegt. Diese Eckposition 5 besitzt aber fast die vom Loch 3 der Blende C maximal mögliche Entfernung. Daher können die Signale mit einem Wert von unter 300 nur vom Rauschen der Vorverstärker kommen. Die aus den Positionsmessungen mit vorgestellter Blende gewonnenen Daten zeigt Tabelle 7.2.

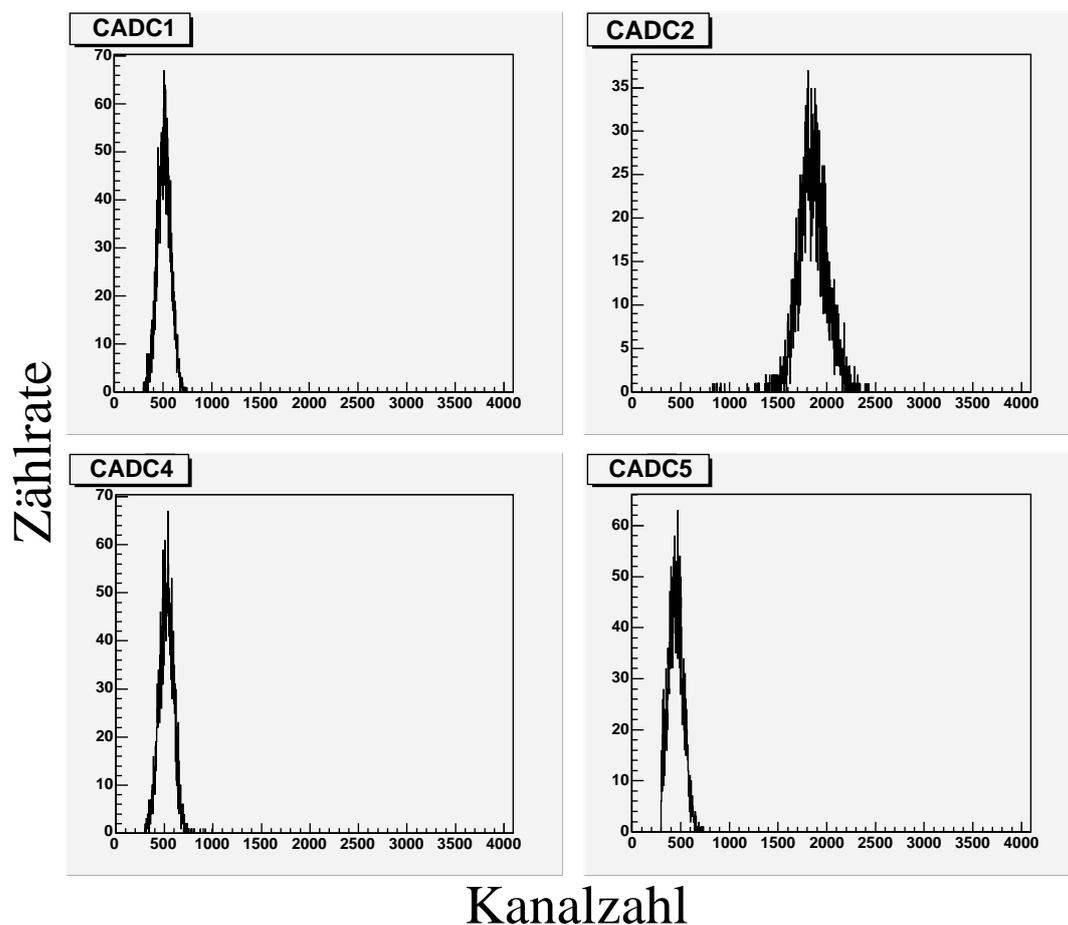


Abbildung 7.5: Energieverteilung der vier Eckspektren für Loch 3 der Blende C.

Blende	Loch Nr.	errechnete Position	wahre Position
A	1	(1.8, 5.9)	(0, 11)
A	2	(-5.6, 1.2)	(-11, 0)
A	3	(2.4, -6.0)	(0, -10)
B	1	(-5.0, 0.6)	(-10, 0)
B	2	(-0.3, -6)	(0, -15)
B	3	(5.9, 0.3)	(15, 0)
C	1	(-7.2, 8, 2)	(-15, 20)
C	2	(-8.6, -8.4)	(-15, -20)
C	3	(10.2, -10.1)	(20, -20)
C	4	(3.9, 4.8)	(9, 10)

Tabelle 7.2: Vergleich der aus Gleichung 7.1 und 7.2 gewonnenen mit den wahren Lochpositionen für das Experiment mit α -Teilchen. Positionen in mm .

7.4 Eigenschaften des Si-Detektors im Versuch mit Schwerionen

Neben Messungen mit α -Teilchen sind die Detektoreigenschaften auch noch beim Coulomb-Anregungsexperiment $^{58}Ni \rightarrow ^{197}Au$ bei $3,6 MeV/u$ getestet worden. Für die Messungen mit Schwerionen wurde die Blende C vor den Detektor plaziert, allerdings um 180° zur X-Achse gedreht (Abbildung 7.6). Es ergaben sich für die vier Lochpositionen die drei ϑ -Streuwinkel 30.5° , 33.25° und 47° . Betrachtet man sich das daraus gewonnene Spektrum der Rückseite, so bekommt es die in Abbildung 7.7 gezeigte Energieverteilung. Eine ϑ -Abhängigkeit der Energie der gestreuten Teilchen ist deutlich zu erkennen. Dabei stammen die drei niederenergetischen Peaks vom ^{197}Au , die drei hochenergetischen dagegen vom gestreuten Projektil ^{58}Ni .

Ist E_0 die Projektilenergie, so lauten die Energien der beiden gestreuten Stoßpartner:

$$\frac{E_1}{E_0} = \frac{M_1^2}{(M_1 + M_2)^2} \left(\cos \vartheta_1 + \left[(M_2/M_1)^2 - \sin^2 \vartheta_1 \right]^{1/2} \right)^2 \quad (7.3)$$

$$\frac{E_2}{E_0} = \frac{4M_1M_2}{(M_1 + M_2)^2} \cos^2 \vartheta_2 \quad (7.4)$$

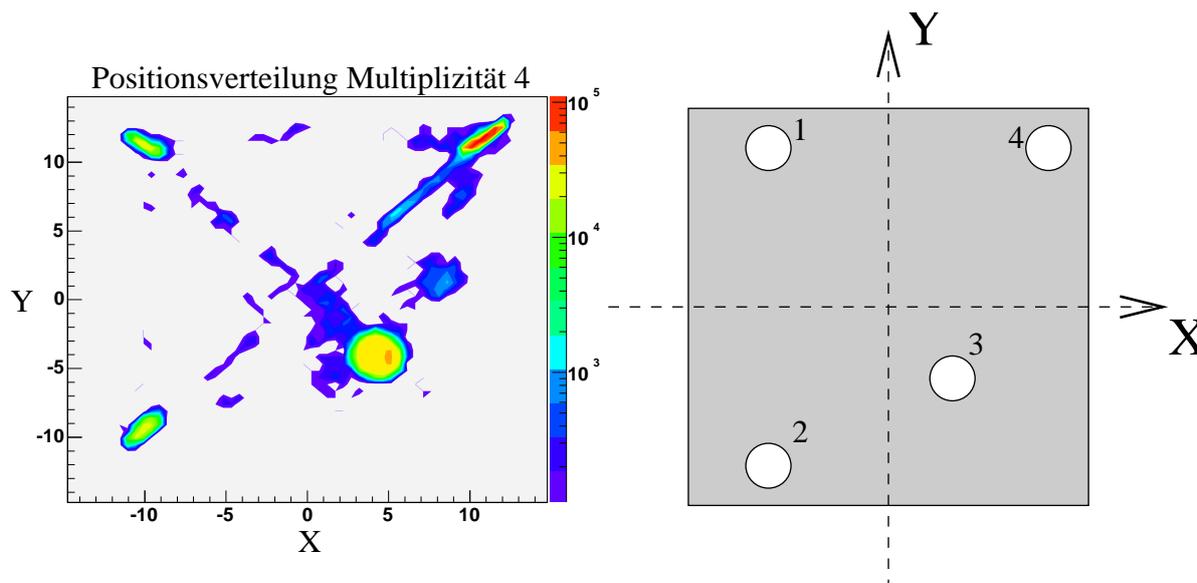


Abbildung 7.6: Links: Positionsspektrum der Coulomb-gestreuten ^{58}Ni Atome des Systems $^{58}\text{Ni} \rightarrow ^{197}\text{Au}$. Erkennbar ist neben der Kontraktion des Positionsspektrums um einen Faktor 2 auch eine Intensitätsverteilung entsprechend der Rutherford-Streuung. Rechts: Für diesen Versuch verwendete Blende.

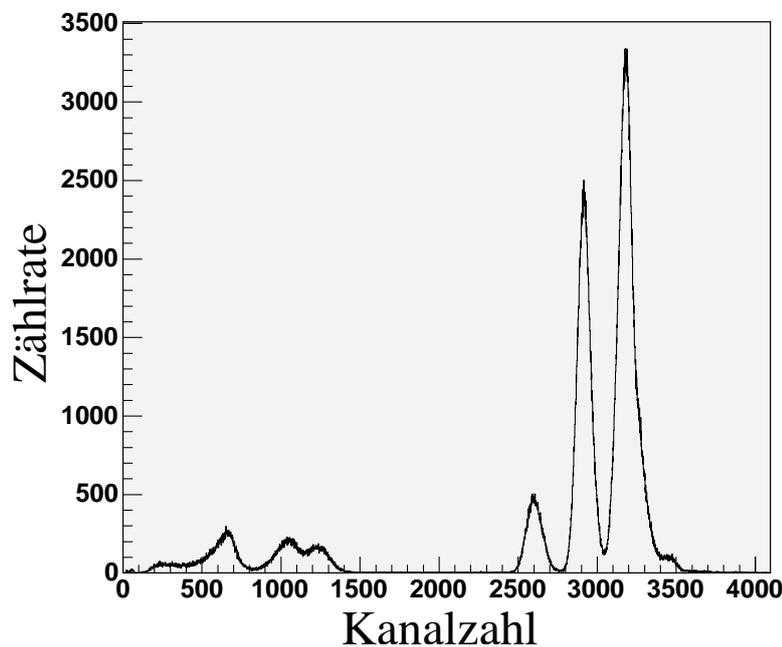


Abbildung 7.7: Energie- und Intensitätsverteilung der Rückseite im Schwerionenversuch $^{58}\text{Ni} \rightarrow ^{197}\text{Au}$ mit vorgestellter Blende. Die Energiesignale werden von der Rückseite des Si-Detektors gemessen.

7.4 Eigenschaften des Si-Detektors im Versuch mit Schwerionen

Man hat damit die Möglichkeit, die Energien der gestreuten Teilchen nach Gleichungen 7.3 und 7.4 auszurechnen und diese mit den gemessenen Werten aus Abbildung 7.7 zu vergleichen, wie in Tabelle 7.3 gezeigt.

Schwerion	Streuwinkel ϑ [°]	gemessener Energiekanal	Auflösung [FWHM]	Nach Gleichung 7.3 und 7.4 errechnete Energie [MeV]
^{197}Au	47	655	133	68.3
^{197}Au	33.25	1028	167	102.6
^{197}Au	30.5	1234	181	109.0
^{58}Ni	47	2601	107	172.7
^{58}Ni	33.25	2920	108	189.4
^{58}Ni	30.5	3193	142	192.3

Tabelle 7.3: Vergleich der gemessenen Werte mit den errechneten Energiewerten im Schwerionenversuch.

Mit dieser Tabelle ist es möglich, eine Energiekalibrierung für den Si-Detektor durchzuführen. Abbildung 7.8 stellt die gemessenen Energiewerte graphisch dar und zeigt die beiden Möglichkeiten der Kalibrierung mit einem Polynom ersten oder zweiten Grades.

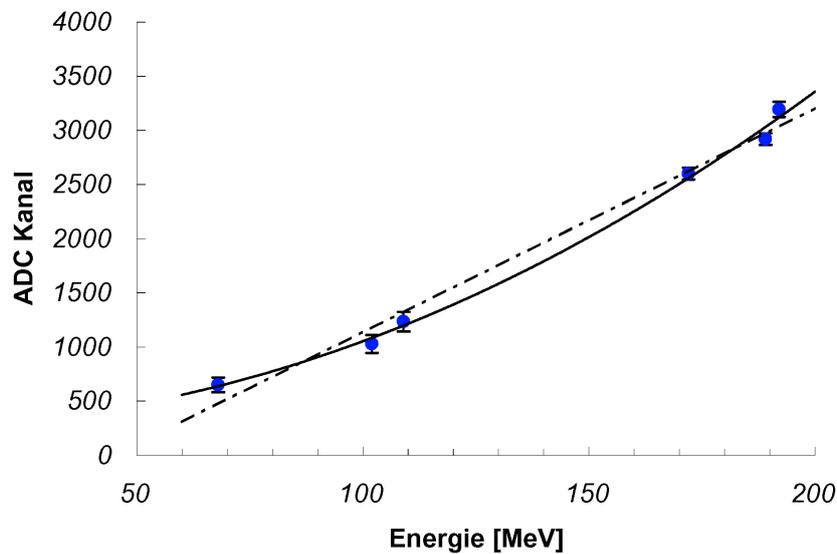


Abbildung 7.8: Graphische Darstellung der Energiewerte aus Tabelle 7.3. Zur Kalibrierung besteht die Möglichkeit einer linearen (gestrichelte Linie) oder einer quadratischen Trendlinie (durchgezogene Kurve).

7 Der Si-Detektor

Die Untersuchung der Positionsauflösung ist auf gestreute ^{58}Ni Kerne beschränkt, da die im Detektor hinterlassene Energie der Targetkerne zwar für eine Kalibrierung des Gesamtenergiesignals ausreichend war, nicht aber für eine exakte Positionsbestimmung. Es ergaben sich die in Tabelle 7.4 aufgeführten Werte, die in Abbildung 7.6 dargestellt sind. Wenn man die Ergebnisse mit α -Teilchen und Schwerionen miteinander vergleicht,

Blende	Loch Nr.	errechnete Position	wahre Position
C	1	(-9.9, 11.2)	(-15, 20)
C	2	(-10.0, -9.4)	(-15, -20)
C	3	(4.4, -4.1)	(9, -10)
C	4	(10.8, 11.7)	(20, 20)

Tabelle 7.4: Vergleich der aus Gleichung 7.1 und 7.2 gewonnenen mit den wahren Lochpositionen für das Systems $^{58}\text{Ni} \rightarrow ^{197}\text{Au}$ bei 3.6 MeV/u . Positionen in mm .

zeigt sich, daß die Verzerrung weitgehend unabhängig von der dem Detektor zugeführten Energie ist. Dies wird auch in den von [Cow97] gemachten Rechnungen zum Ladungsfluß in Si-Detektoren bestätigt. Danach ist es zulässig, sämtliche errechneten Positionen mit einem Faktor zu multiplizieren, so daß die Eckpositionen der wahren Detektorausdehnung entsprechen. Bei dem getesteten Detektor stellt sich heraus, daß ein Faktor von zwei die Realität am Besten wiedergibt.

Hiernach muß eine zweite Korrektur angewandt werden, die sich auf die Verzerrung zwischen den Eckpunkten bezieht. Dazu werden die neuen Gitterpunkte mit einem Korrekturprogramm an die wahren Positionen angepasst. Hilfreich hierfür sind Programm-bibliotheken wie zum Beispiel [NAG]. Die Ausführung dieser zweiten Korrektur ist allerdings nicht unbedingt notwendig, wenn man sich mit einem Positionsfehler von 5 mm zufrieden gibt.

8 Experimentergebnisse der Coulomb-Anregung

8.1 Bandenstruktur von ^{184}W

Im Experiment wurde mit ^{184}W Projektilen bei einer Energie von $4,7 \text{ MeV}/u$ auf ein ^{120}Sn Target geschossen. Dabei konnte die Anregung des Grundzustandsbandes von ^{184}W und des γ -Bandes bis 12^+ beobachtet werden. Das Doppler-Shift korrigierte Spektrum ist für Streuwinkel $90^\circ \leq \theta_{cm} \leq 130^\circ$ analysiert worden. Anregungen mit größeren Schwerpunktwinkeln wurden nicht untersucht, da für diese die Geschwindigkeit des gestreuten Projektils schnell abnahm, und deshalb Ereignisse durch die Nachweisempfindlichkeit des PPAC teilweise unterdrückt wurden. Aussagen über die ϑ -abhängige Häufigkeitsverteilung der einzelnen Übergänge werden dadurch unmöglich.

Das γ -Spektrum des ^{184}W ist in Abbildung 8.1 gezeigt. Die Grundzustandsbande ist in Abbildung 8.2 zusammen mit der deutlich seltener angeregten γ -Bande als partielles Niveauschema dargestellt. Allerdings konnte durch die niederenergetische Abschirmung des Detektors, die 2^+ Anregung bei einer Energie von 111 keV nicht nachgewiesen werden, so daß es sich beim niedrigsten gemessenen Peak bei 253 keV um den $4^+ \rightarrow 2^+$ Übergang handelt. Die Auflösung der einzelnen Peaks dieses korrigierten Spektrums ist in Tabelle 8.1 mit der Auflösung der unkorrigierten Peaks verglichen. Nach Anwendung der Doppler-Shift Korrektur beträgt die Auflösung $\approx 1.5\%$, liegt also in guter Übereinstimmung mit dem in Abbildung 4.1 errechneten Verlauf.

Das höchste, eindeutig identifizierbare Niveau der Grundzustandsbande lag bei einem Spin von $I^\pi = 12^+$, indes konnte der nächsthöhere Spinzustand von $I^\pi = 14^+$ bei einer Energie von 762 keV aufgrund seiner energetischen Nähe zum $4_\gamma^+ \rightarrow 4_g^+$ Interbandübergang bei 769 keV und der gegenüber diesem deutlich schwächeren Intensität nicht mehr ermittelt werden. Das höchste gemessene Niveau des γ -Bandes lag ebenfalls bei $I^\pi = 12^+$, allerdings wurden von diesem hauptsächlich Interbandübergänge gemessen, die wiederum nur eine geringe Statistik besitzen.

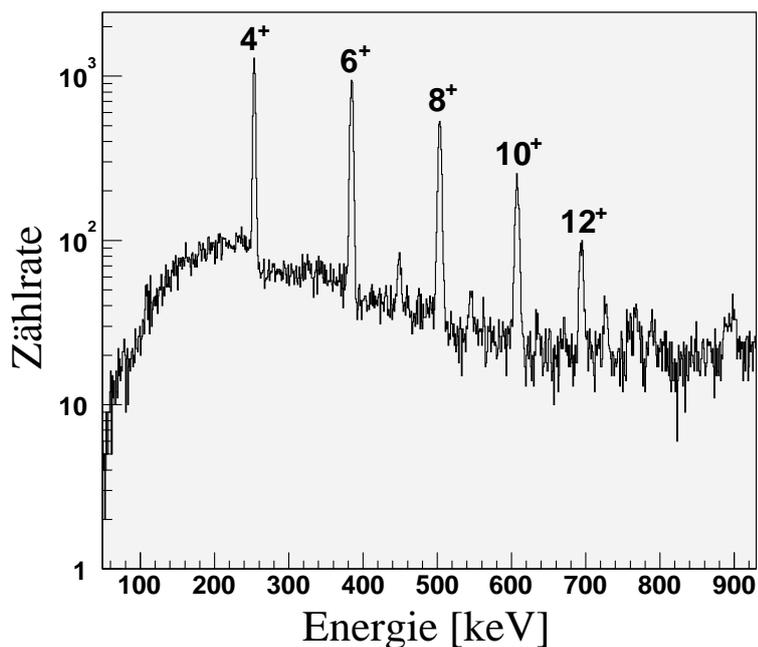


Abbildung 8.1: Doppler-Shift korrigiertes γ -Spektrum der Projektilanregung des Systems $^{184}\text{W} \rightarrow ^{120}\text{Sn}$, gemessen über einen Winkelbereich von $90^\circ \leq \theta_{cm} \leq 130^\circ$ bei einer Einschußenergie von $4.7 \text{ MeV}/u$.

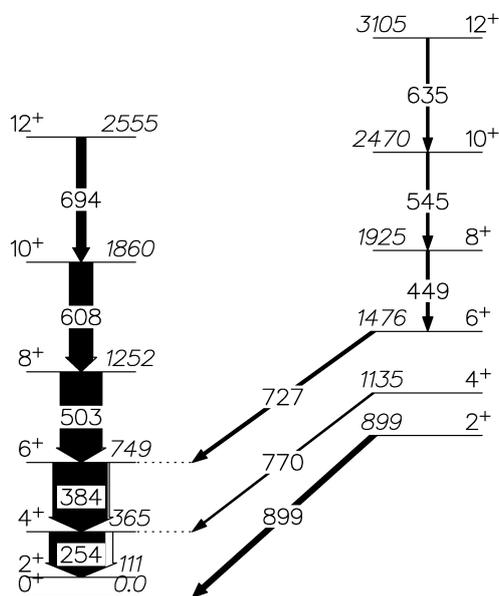


Abbildung 8.2: Partielles Niveauschema aller im Experiment identifizierten Zustände von ^{184}W . Die Pfeilbreite der Übergänge ist proportional zu ihrer Übergangswahrscheinlichkeit. Energieangaben in keV .

Übergang	gemessene Übergangsenergie	Energie nach [Fir96]	korrigierte Auflösung [FWHM]	unkorrigierte Auflösung [FWHM]
$4^+ \rightarrow 2^+$	253.4	253.8	3.8	12.4
$6^+ \rightarrow 4^+$	384.6	384.3	4.6	18.4
$8^+ \rightarrow 6^+$	503.3	504	5.2	23.5
$10^+ \rightarrow 8^+$	607.7	609	6.7	30.3
$12^+ \rightarrow 10^+$	694.4	696	7.4	45.6

Tabelle 8.1: Vergleich der mit dem Doppler-Effekt korrigierten und der unkorrigierten Energieauflösung der Übergänge des Grundzustandsbandes von ^{184}W . Energieangaben in keV .

Die einzelnen Übergangsenergien der Grundzustandsbande können mit dem $E_I - E_{I-2} = \frac{\hbar^2}{2\theta}(4I - 2)$ Gesetz des starren axialsymmetrischen Rotatormodells, wie in Abbildung 8.3 geschehen, verglichen werden. Es zeigt sich, daß dieses bis zu einem Spin $I^\pi =$

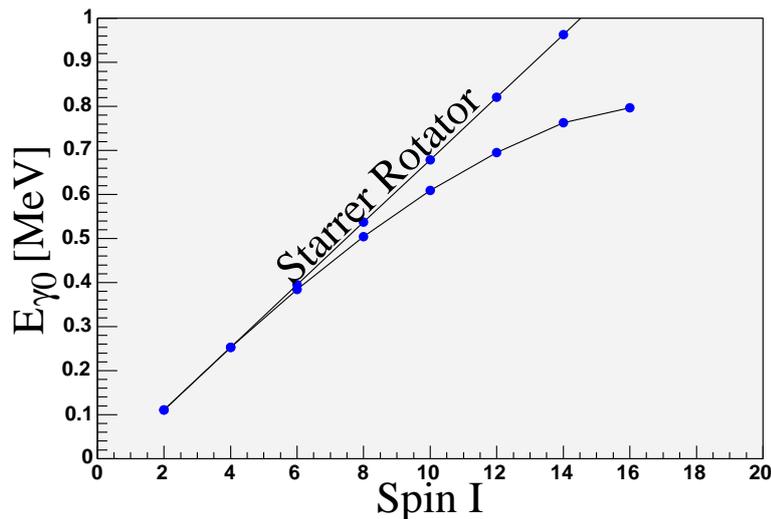


Abbildung 8.3: Vergleich der Abhängigkeit der Übergangsenergien $E_{\gamma 0}$ vom Spin I des Kernzustandes in der Grundzustandsbande mit einem starren Rotator. Der Spin I ist angegeben in Einheiten von \hbar .

6^+ gut übereinstimmt. Bei höheren Spins ist eine Abweichung von der Energiegeraden des Rotatormodells hin zu niedrigeren Energiewerten sichtbar. Vergleicht man die aus diesen Energien gewonnenen effektiven Trägheitsmomente, so zeigt sich, daß diese mit zunehmendem Drehimpuls von $\frac{2\theta}{\hbar^2} = 55\text{MeV}^{-1}$ für $I^\pi = 4^+$ auf $\frac{2\theta}{\hbar^2} = 63\text{MeV}^{-1}$ für $I^\pi = 12^+$ anwächst. Das mit Gleichung 5.26 gewonnene Trägheitsmoment eines starren Ellipsoids wird auch bei dem höchsten gemessenen Spinzustand nicht erreicht.

Für das Anwachsen des Trägheitsmomentes können sich zwei Effekte verantwortlich zeigen. Zum einen kann die Erhöhung der Rotationsfrequenz eine Zentrifugalstreckung des Kerns [Fae65] verursachen, bei dem der Kern sich nicht wie ein starres Ellipsoid verhält, sondern eher als Flüssigkeitstropfen zu betrachten ist. Die Zunahme des Drehimpulses bewirkt demnach unter dem Einfluß der Zentrifugalkraft eine Streckung in Richtung der Rotationsachse. Zum anderen muß die Wirkung der Corioliskräfte [Mot60] in Betracht gezogen werden. Sie führt zu einem Aufbrechen der antiparallelen Spins eines Nukleonenpaares, da sie diese zwingt, ihre Spins parallel zur Rotationsachse aufzurichten. Beide Interpretationen lassen sich durch die Messung der $B(E2)$ -Werte überprüfen.

Die im Winkelbereich von $90^\circ \leq \theta_{cm} \leq 130^\circ$ gewonnene Häufigkeitsverteilung der einzelnen Übergänge des ^{184}W kann man mit denen einer theoretischen Rechnung eines starren Rotators vergleichen. In einem ersten Schritt werden die Anregungsamplituden der einzelnen Spinzustände mit einem semiklassischen Coulomb-Anregungsprogramm [Lel78] berechnet, bei dem angenommen wird, daß sich die Bewegung des Projektils mit einer klassischen Hyperbelbahn beschreiben läßt, während der Anregungsprozess quantenmechanisch berechnet wird. Daß diese Annahme durch den großen Sommerfeldparameter des Reaktionsprozesses, wie Tabelle 3.1 zeigt, gerechtfertigt ist, wurde bereits im Abschnitt 3.1 erörtert. Zur Berechnung der Anregungsamplituden benötigt man neben Anregungsenergien, Spins und Paritäten der Kernzustände die elektromagnetischen Matrixelemente. Der Wert der reduzierten Übergangswahrscheinlichkeit beträgt für den $2^+ \rightarrow 0^+$ Übergang 119W.u. [NNDC]. Über die Gleichung 2.9 kann man daraus das entsprechende Matrixelement erlangen. Die restlichen Matrixelemente werden aus den Gleichungen 5.19 und 5.20 gewonnen.

Die ebenfalls für das Programm benötigte Eingabe der effektiven Einschußenergie von 864.8 MeV wurde aufgrund der elektromagnetischen Abbremskraft von Schwerionen um 20 MeV reduziert. Um die Amplituden der höchsten im Experiment nachgewiesenen Niveaus korrekt zu berechnen, müssen neben diesen noch höhere nicht gemessene Kernzustände in die Kalkulation mit einbezogen werden. Ohne diese zusätzlichen Angaben würde das Programm bei der Bevölkung des gemessenen Höchstspinzustands durch die Limitierung der Niveaus zu einem immensen Fehler führen.

Mit den Werten aus diesem Programm kann in einem zweiten Schritt die γ -Winkelverteilung und somit die Übergangswahrscheinlichkeiten der angeregten Niveaus ermittelt werden. Dabei muß man zusätzlich folgende Punkte beachten:

- Bei diesen Zerfällen werden von den theoretisch möglichen magnetischen Untereinständen $-I \leq m \leq +I$ nur die wenigsten um $m = 0$ populiert, weshalb die räumliche Verteilung der γ -Quanten nicht isotrop ist. Die Wechselwirkung zwischen dem magnetischen Moment des Atomkerns und dem magnetischen Hyperfeinfeld der Atomhülle, das durch Löcher in den inneren Elektronenschalen er-

zeugt wird, bewirkt, daß die magnetischen Unterzustände des Kernniveaus unbesetzt werden. Dies kann bis zu einer nahezu isotropen Winkelverteilung der Teilchen- γ -Korrelation führen. Mit dem von Abragam und Pound entwickelten Modell [Abr53], in einer gründlichen Untersuchung von [Mic81] in guter Übereinstimmung bestätigt, kann man die Deorientierungskoeffizienten durch

$$G_K(I) = 1/(1 + \lambda_k(I)\tau(I)) \quad (8.1)$$

angeben. Für eine rein magnetische Wechselwirkung hat man außerdem

$$\lambda_2(I)/\lambda_4(I) = 6/20 \quad (8.2)$$

$\tau(I)$ bezeichnet die Lebensdauer des Zustands mit Spin I und λ_k einen Parameter, der in [Sta84] zu $\lambda_2 = 0.06 \text{ ps}^{-1}$ ermittelt wurde.

- Bei niedrigen Spinzuständen gewinnen die Konversionskoeffizienten an Relevanz und müssen daher mit berücksichtigt werden. Da die Berechnung dieser Koeffizienten recht anspruchsvoll ist, kann man die numerischen Ergebnisse solcher Rechnungen den Tabellen aus [Hag68] entnehmen.
- Ein weiterer Korrekturfaktor, der ebenfalls zu einer Abschwächung der Winkelkorrelationen führen kann, ist der endliche Öffnungswinkel des Ge-Detektors, der aber keine Berücksichtigung fand.

Der Vergleich der experimentellen Daten mit den theoretischen Werten unter Berücksichtigung aller im Vorfeld gemachten Korrekturen ist in Abbildung 8.4 dargestellt. Diese Kurve ist normiert auf den $6^+ \rightarrow 4^+$ Übergang. Es zeigt sich eine gute Übereinstimmung zwischen den beiden Kurven, der relative Fehler liegt bei allen Werten unter 10 %, allerdings ist auch zu erkennen, daß die experimentellen Werte systematisch unter den theoretischen liegen. Betrachtet man die Abweichung von der elastischen Streuung nach Gleichung 3.16, so hat diese bei $\theta_{cm} = 130^\circ$ einen Wert von $[1 - P_{abs}(D)] = 0.89$. Ein Teil der Diskrepanz kann hiermit erklärt werden.

Verknüpft man die Ergebnisse der $B(E2)$ -Werte mit den gemessenen Übergangsenergien, so kann nur die Wirkung der Coriolis-Kraft für die Variation der Energien mit dem Drehimpuls verantwortlich sein.

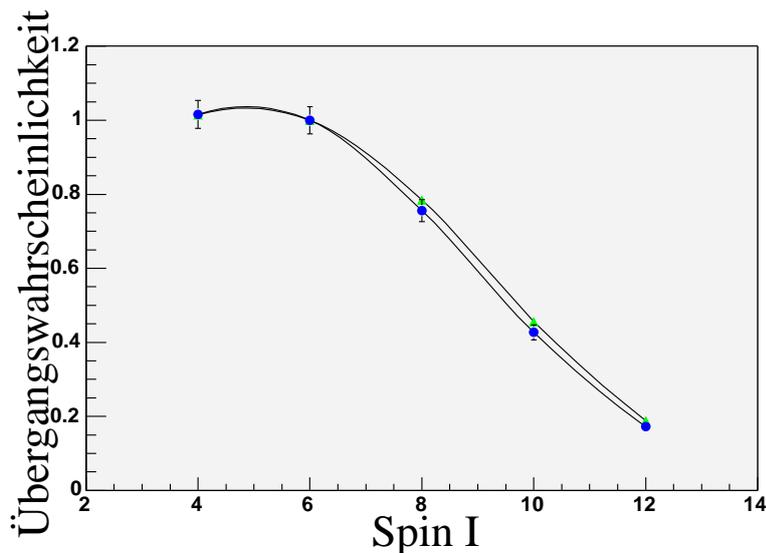


Abbildung 8.4: Vergleich der theoretischen γ -Übergangswahrscheinlichkeiten mit dem experimentellen Befund bei $90^\circ \leq \theta_{cm} \leq 130^\circ$ normiert auf den $6^+ \rightarrow 4^+$ Übergang. Der Spin I ist angegeben in Einheiten von \hbar .

8.2 Anwendung des Vibratormodells auf ^{120}Sn

Zur Messung der Vibrationszustände von ^{120}Sn wurde ein ^{208}Pb Strahl mit einer Energie von $4.7\text{MeV}/u$ benutzt. Aus dem Doppler-Shift korrigierten Spektrum, gezeigt in Abbildung 8.5, konnten die $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ Übergänge des 1-Phononzustandes in den Grundzustand und die $4_1^+ \rightarrow 2_1^+$ bzw. $0_2^+ \rightarrow 2_1^+$ Übergänge des 2-Phononzustandes in den 1-Phononzustand eindeutig identifiziert werden. Der aus diesem 2-Phonon Triplet fehlende, bei einer Energie von 925keV liegende $2_2^+ \rightarrow 2_1^+$ Übergang konnte aufgrund des im selben Energiebereich liegenden, von der Compton-Streuung des 2_1^+ Zustandes stammenden Maximums nicht aufgelöst werden. Des Weiteren wurde ein Übergang ($2_2^+ \rightarrow 0_1^+$) gemessen, bei dem es sich um einen 2-Phononübergang handelt. Zur Bestimmung seines $B(E2)$ -Wertes müssen Effekte zweiter Ordnung mit einbezogen werden. Zusätzlich zu diesen kollektiven Übergängen befinden sich im beobachteten Spektrum noch zwei 4^+ Zustände bei 2643 und 2466keV , die in den 2_1^+ Zustand zerfallen, bei denen es sich aufgrund ihrer geringen Übergangswahrscheinlichkeit um Einteilchenzustände handelt. Sie sind zusammen mit den kollektiven Übergängen im partiellen Niveauschema in Abbildung 8.6 gezeigt, während Tabelle 8.2 die γ -Auflösung und Energien der einzelnen Peaks angibt und sie mit den tatsächlichen Energien vergleicht.

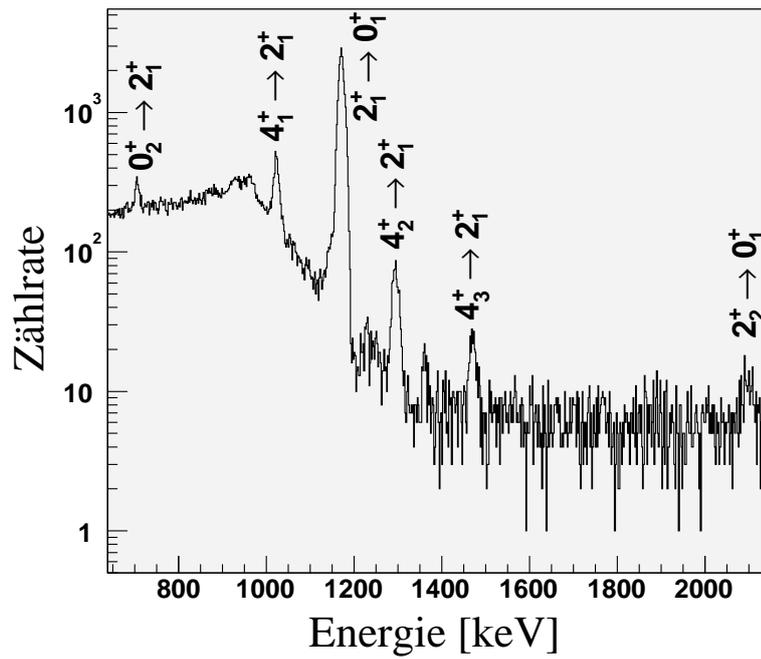


Abbildung 8.5: Doppler-Shift korrigiertes Spektrum des ^{120}Sn im System $^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{120}\text{Sn}$, gemessen über einen Winkelbereich von $90^\circ \leq \theta_{cm} \leq 150^\circ$ bei einer Einschußenergie von 4.7 MeV/u .

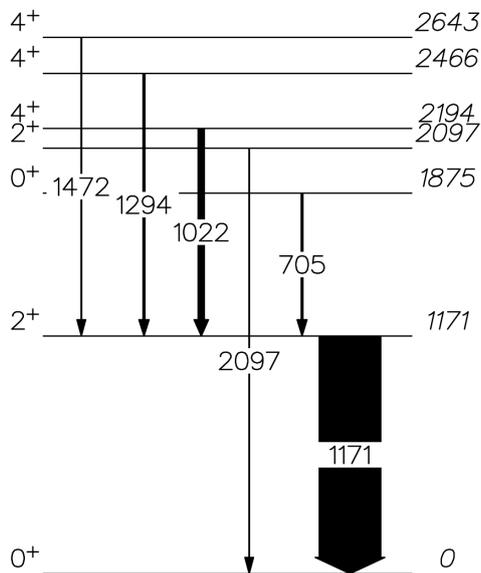


Abbildung 8.6: Niveauschema der gemessenen Zustände von ^{120}Sn . Die Pfeilbreite der Übergänge ist proportional zu ihrer Übergangswahrscheinlichkeit. Energieangaben in keV .

8 Experimentergebnisse der Coulomb-Anregung

Übergang	gemessene Übergangsenergie	Energie nach [Fir96]	korrigierte Auflösung [FWHM]
$0_2^+ \rightarrow 2_1^+$	704.9	703.8	10.1
$4_1^+ \rightarrow 2_1^+$	1022.2	1023.0	15.1
$2_1^+ \rightarrow 0_1^+$	1171.1	1171.3	16.7
$4_2^+ \rightarrow 2_1^+$	1294.3	1294.3	19.7
$4_3^+ \rightarrow 2_1^+$	1471.5	1472.1	18.8
$2_2^+ \rightarrow 0_1^+$	2097.3	2097.1	27.0

Tabelle 8.2: Energieauflösung und Energie der gemessenen Übergänge von ^{120}Sn . Energieangaben in keV .

Aus den aus [Jon81] entnommenen reduzierten Übergangswahrscheinlichkeiten der gemessenen Zustände wurden die reduzierten Matrixelemente nach Gleichung 2.9 ermittelt, um mit diesen das Verhältnis der Übergangswahrscheinlichkeiten zu berechnen. Sie stimmen bis auf den $\Delta N = 2$ Übergang gut mit den experimentellen Daten überein und sind in Tabelle 8.4 wiedergegeben.

Übergang	$B(E2)(e^2b^2 \times 10^{-2})$
$0_2^+ \rightarrow 2_1^+$	4.4
$4_1^+ \rightarrow 2_1^+$	3.5(5)
$2_1^+ \rightarrow 0_1^+$	4.06(8)
$2_2^+ \rightarrow 0_1^+$	0.053(14)
$2_2^+ \rightarrow 2_1^+$	2.1(6)

Tabelle 8.3: $B(E2)$ -Werte der Vibrationsübergänge von ^{120}Sn nach [Jon81]. Der erste Wert dieser Tabelle konnte aber von diesem nicht ermittelt werden und stammt aus den Nucl. Data Tables.

Übergang	Experiment	Theorie
$0_2^+ \rightarrow 2_1^+$	2.7	4.3
$4_1^+ \rightarrow 2_1^+$	10.1	8.8
$2_1^+ \rightarrow 0_1^+$	100	100
$2_2^+ \rightarrow 0_1^+$	0.6	0.16

Tabelle 8.4: Vergleich der Übergangswahrscheinlichkeiten der gemessenen kollektiven Zustände, normiert auf den $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ Übergang, mit den theoretischen Werten für einen Winkelbereich von $90^\circ \leq \theta_{cm} \leq 150^\circ$

Um einen Vergleich zur Theorie herstellen zu können, muß die Anregungsenergie des ersten 2^+ -Zustandes und der $B(E2)$ -Wert des Übergangs zum Grundzustand genommen werden, um die Parameter C_2 und B_2 mit den Relationen

$$E(2_1^+) = 1.171 \text{ MeV} = \hbar\sqrt{C_2/B_2} \quad (8.3)$$

$$B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+) = \left(\frac{3Ze}{4\pi} R_0^2 \right)^2 \frac{\hbar}{2\sqrt{C_2 B_2}} = 406 e^2 \text{ fm}^4 \quad (8.4)$$

zu berechnen, was zu

$$C_2 = 219.3 \text{ MeV}, \quad B_2 = 160.0 \frac{\hbar^2}{\text{MeV}} \quad (8.5)$$

führt.

Man erwartet nach dem Vibratormodell, daß

$$B(E2; 0_2^+, 2_2^+, 4_1^+ \rightarrow 2_1^+) = 2B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+) = 812 e^2 \text{ fm}^4 \quad (8.6)$$

ist, während die experimentellen Werte um einen Faktor 2 bis 4 kleiner sind. Dies deutet auf stark anharmonische Effekte. Der Übergang vom 2-Phononen-Zustand 2_2^+ zum Grundzustand sollte sehr schwach ausfallen, weil es sich dabei um einen Effekt zweiter Ordnung handelt. Es ergibt sich [Gre95]

$$B(E2; 2_2^+ \rightarrow 0_1^+) = \left(\frac{3Ze}{4\pi} R_0^2 \frac{10}{\sqrt{70\pi}} \right)^2 \frac{\hbar^2}{4C_2 B_2} = 0.493 e^2 \text{ fm}^4, \quad (8.7)$$

was vom experimentellen Wert von $5.3 e^2 \text{ fm}^4$ sogar um einen Faktor 10 abweicht. Der graphische Vergleich in Abbildung 8.7 verdeutlicht den Unterschied zwischen dem Experiment und der Theorie des sphärischen Vibrators.

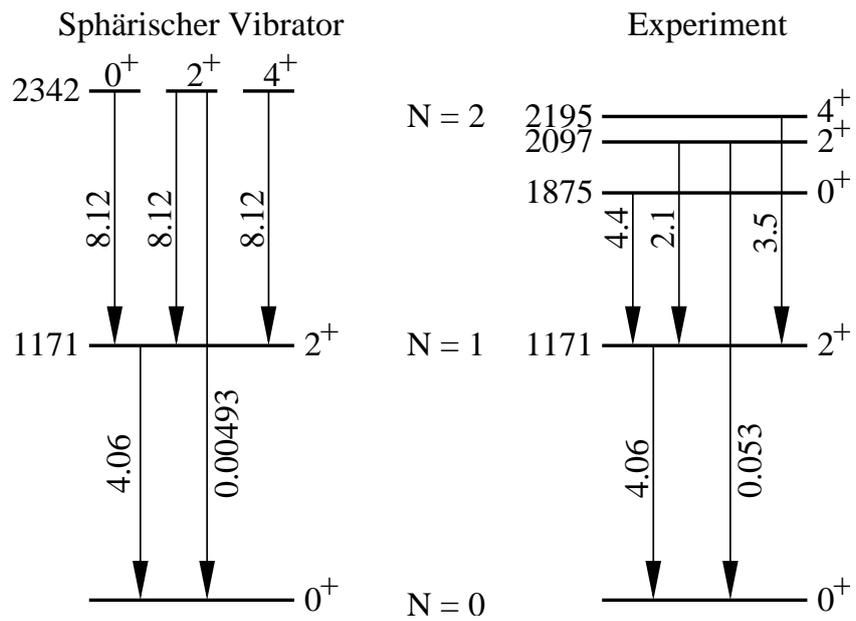


Abbildung 8.7: Vergleich zwischen Anwendung der Theorie des sphärischen Vibrators auf ^{120}Sn und gemessenen Werten. Die $B(E2)$ -Werte stammen von [Jon81] und sind in ($e^2b^2 \times 10^{-2}$) angegeben. Die Angaben zur Energie sind in keV .

8.3 Oktupolvibration bei ^{208}Pb

In der Beschreibung der Kerngestalt eines Atomkerns in Gleichung 5.1 stellen die Terme mit $\lambda = 3$ eine Oktupolschwingung dar. Da die Kugelfunktion $Y_{30}(\theta, \phi)$ antisymmetrisch ist, besitzt der erste angeregte 1-Phonon Zustand eine negative Parität. Außerdem besitzt er einen Drehimpuls von $3\hbar$, weshalb der Kernspin für diese Anregung $I^\pi = 3^-$ ist.

Das Spektrum eines harmonischen Oktupol-Oszillators besteht wie im Falle eines Quadrupol Vibrators aus äquidistanten entarteten Energiewerten, die durch

$$E = \hbar\omega_3\left(n_3 + \frac{7}{2}\right) \quad (8.8)$$

gegeben sind. Auch die Schwingungsfrequenz ist durch die Parameter C_3 und B_3 zu $\omega_3 = \sqrt{C_3/B_3}$ definiert. Diese beiden Parameter der Masse B_3 und der rücktreibenden Kraft C_3 werden durch die Anregungsenergie und der reduzierten Übergangswahrscheinlichkeit, des $B(E3)$ -Wertes, bestimmt, der durch

$$B(E3; 3^- \rightarrow 0^+) = \left(\frac{3ZeR_i^3}{4\pi}\right)^2 \frac{\hbar}{2\sqrt{B_3C_3}} \quad (8.9)$$

gegeben ist.

Wie Abbildung 8.8 zeigt, ist ohne Korrektur der Doppler-Verschiebung im ^{208}Pb Spektrum nicht der diesem Kern zugehörige 3^- Anregungszustand bei 2614.6 keV erkennbar. Bei Anwendung der Korrektur tritt im Spektrum der kollektive $3^- \rightarrow 0^+$ Übergang mit einer Energie von 2610 MeV auf, gezeigt in Abbildung 8.9. Die Energieposition weicht um etwa 5 keV vom wahren Wert ab. Dagegen besitzt die Verteilung die erwartete gute Auflösung von 20 keV (FWHM). Der $B(E3)$ -Wert dieses Übergangs beträgt 33.9 W.u. [NNDC]. Daraus erhält man für B_3 und C_3

$$C_3 = 672.5\text{ MeV} \quad B_3 = 98.4 \frac{\hbar^2}{\text{MeV}} \quad (8.10)$$

Die nach dem Tröpfchenmodell aus den Gleichungen 5.6 und 5.7 gewonnenen Werte für B_3 und C_3 errechnen sich zu

$$C_3 = 286.0\text{ MeV} \quad B_3 = 60.8 \frac{\hbar^2}{\text{MeV}} \quad (8.11)$$

und weichen damit von den experimentell beobachteten Daten ab. Hierbei wurde die Oberflächenspannung σ in C_3 mit

$$\sigma = \frac{b_{surf}A^{2/3}}{4\pi R_0^2} \quad (8.12)$$

berechnet. Der benutzte numerische Wert von $b_{surf} = 17\text{ MeV}$ beruht auf der Bethe-Weizsäcker-Massenformel.

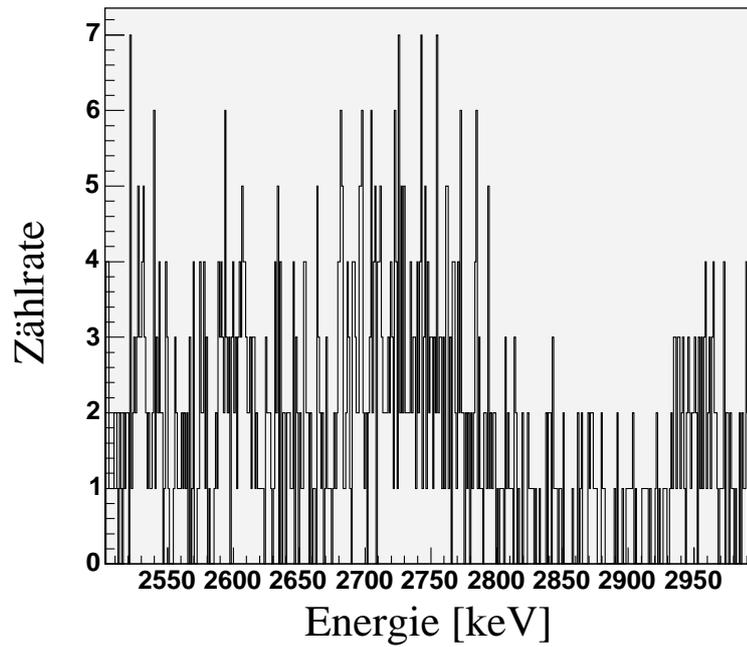


Abbildung 8.8: Unberichtetes ^{208}Pb Spektrum des Systems $^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{120}\text{Sn}$ im Bereich von 2.5 – 3 MeV.

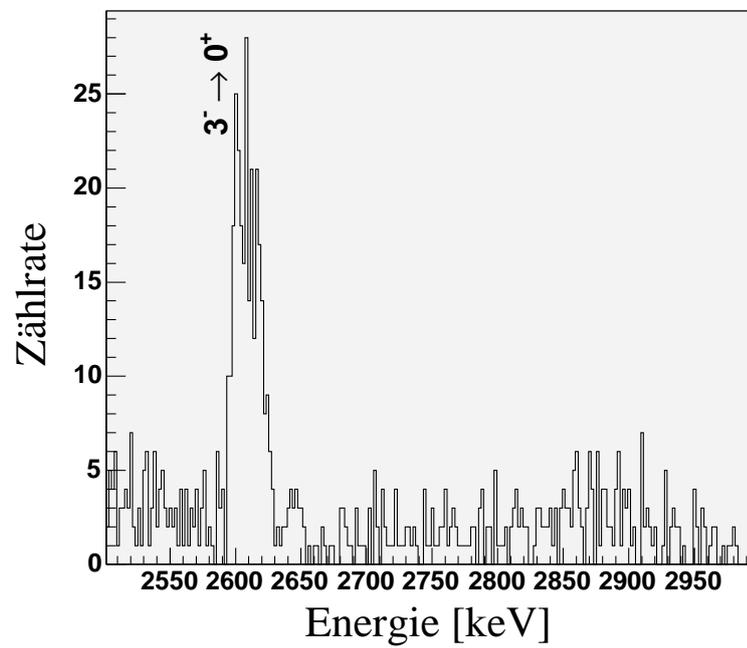


Abbildung 8.9: $3^- \rightarrow 0^+$ Übergang nach angewandter Doppler-Shift Korrektur.

8.4 Anregungen von ^{197}Au

Im Experiment $^{58}\text{Ni} \rightarrow ^{197}\text{Au}$ bei $3.6 \text{ MeV}/u$ kann immer nur ein Teilchen im PPAC nachgewiesen werden. Für den Fall des Nachweises eines ^{58}Ni Teilchens im PPAC liegt der Schwerpunktwinkel bei $20^\circ \leq \theta_{cm} \leq 60^\circ$, dagegen liegt er für ^{197}Au Teilchen bei $90^\circ \leq \theta_{cm} \leq 150^\circ$. Einen Vergleich der identifizierten Linien beider Fälle zeigt Tabelle 8.5.

Als Folge der Ununterscheidbarkeit von Projektil und Targetkern sind beide Kernanregungen im γ -Spektrum sichtbar. Für die angenommene Doppler-Shift Korrektur erhält man Linienformen mit guter Energieauflösung ($\frac{\Delta E}{E} \approx 1\%$), während eine falsche Korrektur zu deutlich breiteren Linienformen führt. Dieses Phänomen ist in Abbildung 8.10 für die Annahme eines ^{197}Au Nachweises (4. Fall) im PPAC zu sehen. Die Übergänge $5/2_1^+ \rightarrow 3/2_1^+$ und $7/2_1^+ \rightarrow 3/2_1^+$ besitzen eine Dublett-Struktur, weil sie in beiden Schwerpunktwinkelbereichen beobachtet werden konnten.

Das Anregungsspektrum von ^{197}Au kann nach [Bol79] am besten mit dem Weak-Coupling-Modell beschrieben werden. In diesem Modell koppelt das ungerade Nukleon an einen gg-Rumpf. Die kollektiven Bewegungen des Rumpfes haben aber nur geringen Einfluß auf die Bewegungen des unpaarigen Nukleons, so daß sich Energien und Drehimpulse des Rumpfes und des einzelnen Nukleons im wesentlichen additiv verhalten.

Übergang	Energie nach [Fir96]	Energie 2. Fall	Auflösung 2. Fall [FWHM]	Energie 3. Fall	Auflösung 3. Fall [FWHM]
$3/2_2^+ \rightarrow 1/2_1^+$	191.4	-	-	190.3	4.2
$5/2_1^+ \rightarrow 3/2_1^+$	279.0	278.7	3.7	278.3	3.8
$7/2_2^+ \rightarrow 5/2_1^+$	457.7	-	-	456.9	4.5
$5/2_2^+ \rightarrow 3/2_2^+$	502.5	-	-	501.8	4.9
$7/2_1^+ \rightarrow 3/2_1^+$	547.5	547.2	4.6	546.8	3.8
$9/2_1^+ \rightarrow 5/2_1^+$	576.5	-	-	575.7	4.2
$11/2_1^+ \rightarrow 7/2_1^+$	683	-	-	683.5	4.9

Tabelle 8.5: Vergleich der Energieauflösungen und identifizierten Peaks zwischen einem ^{58}Ni (3. Fall) und einem ^{197}Au (4. Fall) Ereignis im PPAC. Energiangaben in keV .

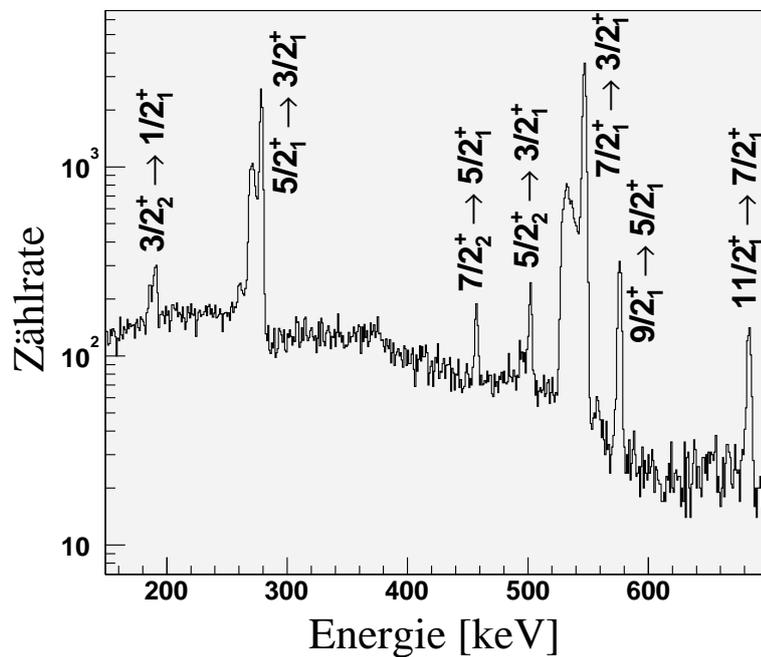


Abbildung 8.10: γ -Spektrum von ^{197}Au für den Schwerpunktwinkelbereich $90^\circ \leq \theta_{cm} \leq 150^\circ$.

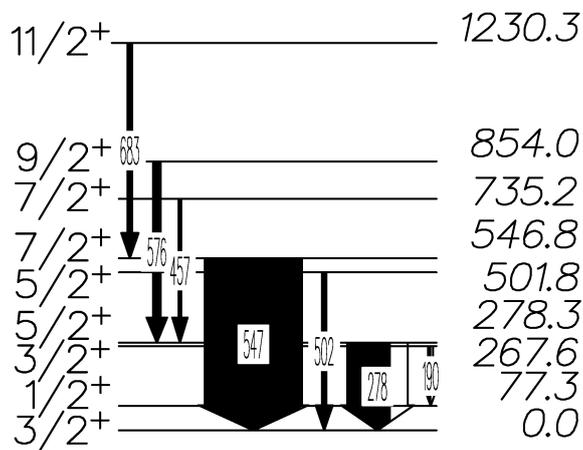


Abbildung 8.11: Niveauschema aller im Winkelbereich $90^\circ \leq \theta_{cm} \leq 150^\circ$ gemessenen Übergänge von ^{197}Au . Die Pfeilbreite der Übergänge ist proportional zu ihrer Übergangswahrscheinlichkeit. Energieangaben in keV.

8.5 Anregung des einfach magischen Kerns ^{58}Ni

Im Rahmen des Schalenmodells ist bei ^{58}Ni die $1f_{7/2}$ Schale mit 28 Protonen abgeschlossen, während sich bei den Neutronen zusätzlich noch zwei in dem nächst höheren Niveau befinden. Aufgrund dieser Tatsache, daß es sich bei ^{58}Ni um ein System mit nur wenigen Valenznukleonen handelt, erwartet man bei einer Coulomb-Anregung ein Spektrum, das dem eines harmonischen Oszillators ähnlich ist.

Bei der Untersuchung des nicht Doppler-Shift korrigierten Spektrums zeigte sich in Abbildung 8.12 ein scharfer Peak bei 1460 keV , der vom ^{40}K β^+ -Zerfall stammt. Das Vorhandensein dieses Peaks ist mit zufälligen Teilchen- γ Koinzidenzen zu erklären. Dadurch wurden γ -Strahlen aus dem Raumuntergrund aufgenommen. Nach Anwendung der Doppler-Shift Korrektur verschwindet dieser Peak, und man bekommt stattdessen in Abbildung 8.13 den $2^+ \rightarrow 0^+$ Übergang des Nickels zu sehen. Für diesen Übergang wurde eine Energie von 1453 keV mit einer Auflösung von 19.3 keV (FWHM) gemessen, während die Position des Peaks in Wirklichkeit bei 1454.0 keV liegt. Die Effizienz eines einzelnen γ -Detektors war in diesem Fall zu gering, um weitere Übergänge zu beobachten, die im Rahmen des Oszillatormodells diskutiert werden können.

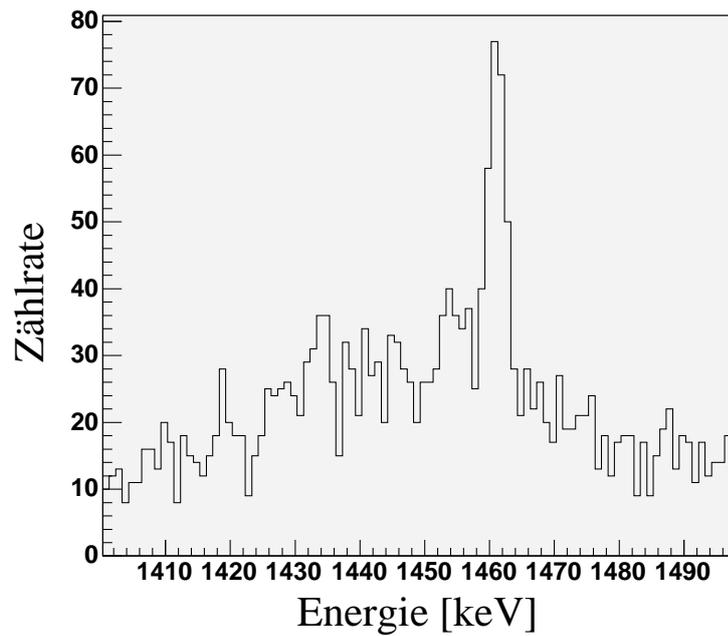


Abbildung 8.12: Im unberichtigten γ -Spektrum ist noch der $2^+ \rightarrow 0^+$ Übergang der ^{40}Ar -Untergrundstrahlung zu sehen.

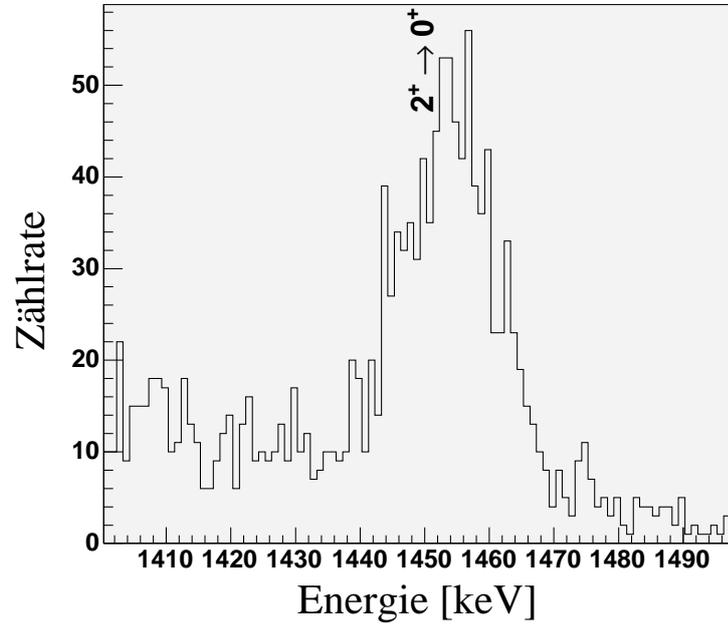


Abbildung 8.13: $2^+ \rightarrow 0^+$ Übergang des ^{58}Ni nach angewandter Doppler-Shift Korrektur. Die Linie des β^+ -Zerfalls ist nicht mehr zu erkennen.

9 Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurden Experimente zur Coulomb-Anregung der ^{58}Ni , ^{120}Sn , ^{184}W , ^{197}Au und ^{208}Pb Kerne mit Schwerionenstrahlen durchgeführt. Der Nachweis der inelastischen Streuung geschah durch eine Koinzidenzschaltung zwischen einem PPAC, der die gestreuten Schwerionen registrierte, und einem Ge-Detektor, der die emittierte γ -Strahlung erfasste. Für den starren Rotator ^{184}W konnten Zustände bis zum Drehimpuls von 12^+ beobachtet werden. Die daraus resultierenden gemessenen Übergänge liegen in guter Übereinstimmung mit der Theorie. Die Auswertung des Anregungsspektrums von ^{120}Sn ergab, daß dieses ebenfalls mit den Erwartungen übereinstimmt. Die Untersuchung der anderen Kerne zeigt, daß ohne Anwendung der Doppler-Shift Korrektur in Coulomb-Anregungsexperimenten keine Aussagen über die Kernstruktur der gestreuten Teilchen gemacht werden kann.

Aus den Daten zur Orts- und Energieauflösung des Si-Detektors können wichtige Schlüsse für die Benutzung dieser Detektoren in Coulomb-Anregungsexperimenten gezogen werden. Die gemessenen Ortsspektren sind um einen Faktor 2 gegenüber den geometrischen Abmessungen kontrahiert. Neben dieser linearen Kontraktion sind die Verbindungslinien zwischen den Ecken verzerrt, können aber durch Eichmessungen angepaßt werden.

Si-Detektoren besitzen gegenüber PPACs den Vorteil, daß man neben der Position auch noch die Energie des gestreuten Teilchens erhält. Daher ist es für diese Detektoren nicht notwendig, daß beide am Streuprozess beteiligten Teilchen nachgewiesen werden. Mit diesen Detektoren ist es außerdem möglich, Experimente oberhalb der Coulomb-Barriere durchzuführen, in der Fragmentationen und Kernreaktionen eine Rolle spielen. Benutzt man sie als Transmissionszähler in Verbindung mit CsI-Detektoren, die die Gesamtenergie der gestreuten Teilchen messen, geben die Si-Detektoren Auskunft über deren Ladungszahl. Somit ist eine eindeutige Elementbestimmung möglich. Solch ein Detektorsystem ist zum Beispiel CATE, das im RISING Projekt verwendet wird. Ein PPAC besitzt dagegen den Vorteil, daß er relativ großflächig hergestellt werden kann. Dadurch ist die Abdeckung eines großen ϑ -Winkelbereiches möglich. Je nach Zielsetzung des Experiments muß man sich für einen der beiden Teilchenzähler entscheiden.

Literaturverzeichnis

- [Abr53] Abragam, A.; Pound, R.: Phys. Review **93** (1953) 943
- [Ald56] Alder, K; Bohr, A.; Huus, T.; Mottelson, B.; Winther, A.: Reviews of Modern Physics, Vol. 28, No. 4, 432-542 (1956)
- [Boh75] Bohr, A.; Mottelson, B.R.: Nucl. Structure, Vol. II, W.A. Benjamin, Inc., Reading (1975)
- [Bol79] Bolotin, H.H.; Kennedy, D.L.; Linard, B.J.; Stutchberry, A.E.; Sie, S.H.; Katayama, I.; Sakai, H.: Nucl. Physics **A321** (1979) 231-249
- [Cow97] Cowin, R.L.; Watson, D.L.: Nucl. Instruments and Methods in Physics Research A 399 (1997) 365-381
- [Dir47] Dirac, P.A.M.: The Principles of Quantum Mechanics, third edition, p. 172 (1947)
- [Fae65] Faessler, A.; Greiner, W.; Sheline, R.K.: Nucl. Physics **70** (1965) 33
- [Fir96] Firestone, R.B.: Table of Isotopes, eighth edition, Volume I & II (1996)
- [Go4] <http://go4.gsi.de>
- [Gre70] Greiner, W.; Eisenberg, J.M.: Nucl. Models, Vol. I, North Holland Publishing Company (1970)
- [Gre95] Greiner, W.; Maruhn, J.: Kernmodelle, Theoretische Physik Band 11 (1995)

- [Hag68] Hager, R.S.; Seltzer, E.C.: Nucl. Data Tables **A4** (1968) 1
- [Jon81] Jonsson, N.-G.; Bäcklin, A.; Kantele, J.; Rulin, R.; Luontama, M.; Passoja, A.: Nucl. Physics **A371** (1981) 333-348
- [Lel78] Lell, A.: Diplomarbeit, Sektion Physik, Universität München (1978)
- [Mic81] Michel, C.; Emling, H.; Grosse, E.; Kulesa, R.; Piercy, R.; Schwalm, D.; Seiler-Clark, G.; Stachel, J.; Wollersheim, H.-J.: GSI Scientific report (1981) GSI 82-1 55
- [Mot60] Mottelson, B.R.; Valentin, J.G.: Phys. Review Letters **5** (1965) 511
- [NAG] NAG FORTRAN Library, E02DDF und E02DFF
- [NNDC] National Nuclear Data Center, Brookhaven National Laboratory, Evaluated Nuclear Structure Data File (ENSDF)
- [Nor70] Northcliffe, L.C.; Schilling, R.F.: Nucl. Data Tables Vol. 7, Numbers 3-4 (1970)
- [ROOT] <http://root.cern.ch>
- [Sta84] Stachel, J.; Hill, P.; Kaffrell, N.: Nucl. Physics **A419** (1984) 589-620
- [Ste92] Stelzer, K.: IKF-52 (1992)
- [Stu88] Stuchbery, A.E.; Wood, L.D.; Bolotin, H.H.; Doran, C.E.; Morrison, I.; Byrne, A.P.; Lampard, G.J.: Nucl. Physics **A486** (1988) 374-496
- [Wol92] Wollersheim, H.-J.: Kernstruktur schnell rotierender Atomkerne, Habilitationsschrift zur Erlangung der *venia legendi* (1992)

Danksagung

Dem geschäftsführenden Direktor des Instituts für Kernphysik der Johann Wolfgang Goethe-Universität Frankfurt, Herrn Prof. Dr. H. Ströbele, möchte ich für die Aufnahme in das Institut und für die damit gegebenen Voraussetzungen zur Durchführung dieser Arbeit danken.

Herrn Prof. Dr. Th. W. Elze danke ich für die Betreuung dieser Arbeit.

Für die Aufnahme in die Arbeitsgruppe der GSI in Darmstadt bedanke ich mich bei Herrn Dr. J. Gerl.

Bei Herrn PD Dr. H.-J. Wollersheim bedanke ich mich für die Themenstellung dieser Arbeit, seine engagierte Betreuung und vor allem die zahlreichen Erklärungen und Erläuterungen der dieser Diplomarbeit zugrunde liegenden Physik.

Für den mechanischen Aufbau des Experiments bedanke ich mich bei Herrn W. Prokopowicz.

In den Messungen und elektronischen Einstellungen wurde ich vor allem durch Frau Dipl.-Phys. R. Lozeva unterstützt. Herr Dr. J. Grebosz gab mir zahlreiche Hilfestellungen zur Analysesoftware Go4, während Fragen zur Kernphysik zumeist Herr Dr. F. Becker beantwortete. Ihnen möchte ich an dieser Stelle danken.

Ebenso danke ich den Mitgliedern der γ -Spektroskopie Gruppe für unterschiedliche Beiträge und vor allem für die angenehme Arbeitsatmosphäre.

Ganz besonders danke ich meinen Eltern für das Ermöglichen des Studiums.