

Protonen-Neutronen Schwingungen
in den Kernen
 ^{96}Ru und ^{64}Zn

Inaugural-Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Universität zu Köln

vorgelegt von
Heiko Klein
aus Wermelskirchen

2001

Berichterstatter:

Prof. Dr. P. von Brentano
Prof. Dr. W. Neuwirth

Tag der mündlichen Prüfung: 06. Juli 2001

Für meine Eltern

Zusammenfassung

Die Untersuchung von Zuständen, die sich in der Protonen-Neutronen Version des Modells wechselwirkender Bosonen (IBM-2) beschreiben lassen, ist seit über zehn Jahren ein Forschungsschwerpunkt des Instituts für Kernphysik der Universität zu Köln. Von besonderem Interesse sind die Zustände des IBM-2, die unter Austausch von Protonen und Neutronen nicht symmetrisch sind, da sie eine neue Klasse bilden. Erst im vergangenen Jahr gelang es N. Pietralla und C. Fransen mit Messungen, unter anderem in Köln, den fundamentalen 2_{ms}^+ und dessen Kopplung mit dem 2_1^+ -Zustand, ein Multiplett gemischt-symmetrischer Zustände, in ^{94}Mo zu etablieren. Die Untersuchung dieser Zustände in anderen Kernen war das Ziel der vorliegenden Arbeit.

Dazu wurden eine Messung zu ^{64}Zn und zwei Messungen zu ^{96}Ru , dem gerade-gerade Nachbarkern von ^{94}Mo durchgeführt und ausgewertet. Die Niedrigspinzustände von ^{64}Zn wurden mit dem β -Zerfall von ^{64}Ga bevölkert, das mit der Reaktion $^{64}\text{Zn}(p,n)^{64}\text{Ga}$ bei 15 MeV am Kölner FN-Tandembeschleuniger erzeugt wurde. Es wurde im Pulsungsbetrieb ^{64}Ga angeregt und ^{64}Zn gemessen. Analog dazu fand nach dem β -Zerfalls von ^{96}Rh die Messung an ^{96}Ru statt. ^{96}Rh wurde mit der Reaktion $^{96}\text{Ru}(p,n)^{96}\text{Rh}$ bei 15 MeV erzeugt. Aufgrund der hohen Präzision des Kölner Beschleunigers gelang es, ein nur 1.5 mm großes und 34 mg schweres Target zu verwenden. Zusätzlich fand zu ^{96}Ru eine Messung mit der kalten Fusionsreaktion $^{95}\text{Mo}(^3\text{He},2n)^{96}\text{Ru}$ bei 13.5 MeV statt.

Alle Experimente benutzten das Kölner OSIRIS-Würfelspektrometer, welches erstmals mit bis zu zehn HPGe-Detektoren ausgestattet wurde. Die aufgezeichneten $\gamma\gamma$ -Koinzidenzen erlaubten die Auswertung von γ -Übergängen, $\gamma\gamma$ -Winkelkorrelationen und Lebensdauern. Im Fall von ^{64}Zn konnten ein neues Niveau, vier neue Spinzweisungen, zehn neue γ -Übergänge, 15 neue bzw. verbesserte Verzweigungsverhältnisse und elf Multipolmischungsverhältnisse bestimmt werden. Die beiden Messungen zu ^{96}Ru lieferten zwei neue γ -Niveaus und acht Obergrenzen für Lebensdauern. Zudem konnte bei neun Zuständen der Spin zugeordnet oder eingeschränkt werden. Es konnten 14 neue γ -Übergänge gefunden und zu 20 Übergängen das Verzweigungsverhältnis bestimmt werden. Zwei bekannte Multipolmischungsverhältnisse konnten korrigiert und der Fehler verringert werden.

Intention dieser Messungen war es, Zustände gemischter Symmetrie zu finden. In ^{64}Zn wurden Kandidaten für den 2_{ms}^+ und den 1_{ms}^+ -Zustand gefunden. Noch erfolgreicher waren die Messungen an ^{96}Ru . Der fundamentale 2_{ms}^+ -Zustand konnte anhand von $M1$ -Übergangsstärken eindeutig festgelegt werden. Drei Kandidaten für Zustände des Multipletts gemischter Symmetrie wurden gefunden und mit Spin und Verzweigungsverhältnissen versehen. Durch den Vergleich der Verzweigungsverhältnisse der Kandidaten in ^{96}Ru mit den bekannten Zuständen gemischter Symmetrie in ^{94}Mo konnte ein Kandidat verworfen werden, während die Hypothese für die beiden anderen Kandidaten gefestigt wurde.

Zu den neuen experimentellen Daten in ^{96}Ru wurden IBM-2 Rechnungen im $O(6)$ -Limit und Schalenmodellrechnungen in Köln durchgeführt. Die theoretischen Ergebnisse reproduzieren in weiten Teilen die experimentellen Daten.

Abstract

The examination of states, predicted by the proton-neutron version of the IBM-2, has been a main topic of research for more than 10 years at the Institute of Nuclear Physics at the University of Cologne. In particular, states which are not symmetric under exchange of protons and neutrons in the framework of the IBM-2 are of special interest, since they form a new type of structure, so called mixed-symmetry states. Recently, N. Pietralla and C. Fransen were able to measure the fundamental state of this type and a multiplet build upon this state in ^{94}Mo . It has been the main aim of this work to find these structures of mixed symmetry in other nuclei.

One measurement of ^{64}Zn and two measurements of ^{96}Ru , a neighboring nucleus of ^{94}Mo , were performed at the Cologne FN-tandem accelerator. The low-spin states of ^{64}Zn were populated by the β -decay of ^{64}Ga following the reaction $^{64}\text{Zn}(p,n)^{64}\text{Ga}$ at 15 MeV. Measurement and activation of the target have been performed in pulsed mode. In analogy to this experiment, the β -decay from ^{96}Rh to ^{96}Ru was used after the reaction $^{96}\text{Ru}(p,n)^{96}\text{Rh}$ at 15 MeV. In later experiment, a target of only 1.5 mm and 34 mg of enriched ^{96}Ru has been used. In addition, ^{96}Ru was measured using the cold fusion reaction $^{95}\text{Mo}(^3\text{He},2n)^{96}\text{Ru}$ at 13.5 MeV.

All experiments used the Cologne OSIRIS-cube-spectrometer equipped with up to ten HPGe-detectors for the first time. $\gamma\gamma$ -coincidences were recorded in order to evaluate γ -transitions, $\gamma\gamma$ -angular correlations and lifetimes. In the case of ^{64}Zn , one level, 4 spin assignments, 10 γ -transitions, 15 branching ratios as well as 11 multipole mixing ratios were obtained. Together, the measurements in ^{96}Ru resulted in the assignment of 1 new level, 8 upper limits for lifetimes, 9 spin assignments, 14 new γ -transitions and 20 branching ratios. Two known multipole mixing ratios have been corrected, and their errors were reduced.

In ^{64}Zn , a candidate for the fundamental 2_{ms}^+ -state and candidates for the 1_{ms}^+ -state were found. Even more successful was the measurement of ^{96}Ru . The fundamental 2_{ms}^+ -state was identified by its strong $M1$ -transition strength. Three candidates for the multiplet of mixed-symmetry states have been found using the new data on spins and branching ratios. Comparing those branching ratios to the established ones of ^{94}Mo , one candidate had to be rejected, whereas the hypothesis of the other states has been confirmed.

Calculations using the IBM-2 in the the O(6)-limit and the shell-model were performed in Cologne to test the new data of ^{96}Ru . The results of these theoretical calculations match the experimental data well and support the mixed-symmetry assignment.

Inhaltsverzeichnis

Zusammenfassung	v
Abstract	vi
1 Einleitung	1
2 Theoretische Motivation der Experimente	3
2.1 Das Modell der wechselwirkenden Bosonen	3
2.2 Das IBM-1	3
2.3 Das IBM-2	5
2.3.1 Der F-Spin	7
2.3.2 Das Q-Phononen Schema	7
3 Die Experimente an ^{64}Zn und ^{96}Ru	9
3.1 Der Kölner FN-Tandem Beschleuniger	9
3.2 Das γ -Würfelspektrometer OSIRIS	10
3.2.1 Der Aufbau des ^{64}Zn Experiments	14
3.2.2 Die ^{96}Ru Experimente	17
3.3 Datenanalyse	21
3.3.1 Aufbereitung der Daten aus dem Experiment	22
3.3.2 Der Aufbau des Termschemas	27
3.3.3 Ermittlung von Verzweigungsverhältnissen	27
3.3.4 Auswertung von Winkelkorrelationen	29
3.3.5 Bestimmung von Lebensdauern	32
3.3.6 Experimentelle Ergebnisse von ^{64}Zn	36
3.3.7 Experimentelle Ergebnisse von ^{96}Ru	38
4 Diskussion	41
4.1 Kandidaten für MS Zustände in ^{64}Zn	42
4.2 Gemischt-symmetrische Zustände in ^{96}Ru	44
4.2.1 Die symmetrischen Q_s -Phonon Zustände	44
4.2.2 Der Ein-Q-Phonon Zustand gemischter Symmetrie	45
4.2.3 Die Zwei-Q-Phononen Zustände gemischter Symmetrie	46

4.2.4	Vergleich mit dem Nachbarkern ^{94}Mo	48
4.2.5	Vergleich mit IBM und Schalenmodellrechnungen	50
4.3	Schlussbetrachtung	54
Literaturverzeichnis		I
Veröffentlichungen		VII
EvapOr Rechnungen		IX
Ergebnisse der Winkelkorrelationen		XIII
Datenspeicherung		XVII
Lebenslauf		XXIII

Tabellenverzeichnis

3.1	Vergleich der Koinzidenzzählraten bei verschiedenen Energien	19
3.2	Auswahlregeln für elektromagnetische Multipolstrahlung	29
3.3	Detektorwinkel im Aufbau mit zehn Detektoren	31
3.4	Detektorgruppen der In-Beam Messungen	31
3.5	Detektorgruppen der β -Zerfallsmessungen	32
3.6	Termschema von ^{64}Zn im β -Zerfall	36
3.7	Termschema von ^{96}Ru bis 3.3 MeV	38
4.1	Elektromagnetische Übergangsstärken in ^{64}Zn	42
4.2	Übergangsstärken der proton-neutron symmetrischen Zustände	44
4.3	Übergangsstärken der Zerfälle des 2_3^+ Zustands	46
4.4	Vergleich der Zustände gemischter Symmetrie in ^{94}Mo und ^{96}Ru	48
4.5	Übergangsstärken des Experiments und der IBM-2 Rechnung	51
4.6	Schalenmodellergebnisse der Übergangsstärken in ^{96}Ru	53
7	Berechnung der Strahlenergie des ^{64}Zn Experiments	IX
8	Berechnung der Strahlenergie der $^{95}\text{Mo}(^3\text{He},2n)^{96}\text{Ru}$ Experimente	X
9	Berechnung der Strahlenergie des $^{94}\text{Mo}(\alpha,2n)^{96}\text{Ru}$ Experiments	XI
10	Berechnung der Strahlenergie des $^{96}\text{Ru}(p,n\beta^+\gamma)^{96}\text{Ru}$ Experiments	XII
11	Ergebnisse der Winkelkorrelationsauswertung von ^{64}Zn	XIII
12	Ergebnisse der Winkelkorrelationsauswertung von ^{96}Ru	XIV
13	Ergebnisse der Winkelkorrelation von ^{96}Ru im β -Zerfall	XV
14	Inhalt der CD ^{64}Zn	XVIII
15	Inhalt der CD $^{96}\text{Ru}-\beta$	XIX
16	Inhalt der CD ^{96}Ru -Testexperimente	XIX
17	Inhalt der CD ^{96}Ru -Cluster	XX

Abbildungsverzeichnis

2.1	IBM-2 Zustände im Q -Phononen-Bild	8
3.1	Fotografie des Osiris Würfelspektrometers	10
3.2	Fotografie des DENSIMET-Würfels	11
3.3	Fotografie des äußeren Würfels des Osiris-Würfelspektrometers . . .	12
3.4	Skizze des EUROBALL Cluster Detektors	13
3.5	Skizze des Aufbaus des ^{64}Zn Experiments	14
3.6	Vergleich zwischen der Messung bei Anregung und bei β -Zerfall . . .	16
3.7	Darstellung der Effizienz der Pulsung.	17
3.8	Skizze des Aufbaus des $^{95}\text{Mo}(^3\text{He}, 2n)^{96}\text{Ru}$ Experiments	19
3.9	Vergleich der $^{94}\text{Mo}(\alpha, 2n)^{96}\text{Ru}$ zur $^{95}\text{Mo}(^3\text{He}, 2n)^{96}\text{Ru}$ Messung . . .	22
3.10	Residuum der Eichfunktionen	23
3.11	Eichung der relativen Ansprechwahrscheinlichkeit	25
3.12	Zeitspektren und -fenster eines Detektors	26
3.13	Dreidimensionale Darstellung der Gesamtmatrizen	28
3.14	Beschreibung der Winkel der Detektoren bei der Winkelkorrelation . .	30
3.15	Corleone-Darstellung der $4 \rightarrow 2 \rightarrow 0$ -Kaskade	33
3.16	Darstellung des Messaufbaus zur DSAM-Methode	33
3.17	Abbremszeit von ^{96}Ru im Target.	34
3.18	Dopplerverschobener Peak des 2_{ms}^+ -Niveaus	35
4.1	Gegenüberstellung elektromagnetischer Übergangsstärken in ^{64}Zn . .	43
4.2	Bestimmung des Multipolmischungsverhältnisses $\delta(2_3^+ \rightarrow 2_1^+)$	45
4.3	Spinzuordnung des 3^+ Zustands bei 2898 keV	47
4.4	Vergleich der 3_{ms}^+ Zustände in ^{94}Mo und ^{96}Ru	49
4.5	Vergleich der $2_{\text{ms}_2}^+$ Zustände in ^{94}Mo und ^{96}Ru	50
4.6	Vergleich des $2_{\text{ms}_2}^+$ Zustands in ^{94}Mo mit dem $(2^+, 3)$ Zustand in ^{96}Ru	51
4.7	Vergleich der Zustände des Schalenmodells und der Messung von ^{96}Ru	52

Kapitel 1

Einleitung

Der Atomkern ist ein Vielteilchen-Quantensystem. Im Kern existieren sowohl Einteilchen- als auch kollektive Effekte. Eine Vielzahl dieser Phänomene tritt im Niedrigspinbereich auf. Deshalb ist die Untersuchung der Niedrigspinanregungen von Atomkernen ein Schwerpunktthema des Instituts für Kernphysik der Universität zu Köln.

Lange Zeit wurden die Einteilcheneffekte und kollektive Anregungen getrennt betrachtet. Dann versuchte man, auch die kollektiven Schwingungsmoden im Schalenmodell zu verstehen. Dies scheiterte oftmals an der Größe des Konfigurationsraums, den das Schalenmodell zur Berechnung von Anregungen mehrerer Nukleonen benötigt. Eine Möglichkeit, den Konfigurationsraum erheblich zu reduzieren, wurde mit dem IBM [ArIa75] für gerade-gerade Kerne eingeführt. Viele kollektive Schwingungsmoden konnten damit erklärt werden.

Die Nukleonen, die die fermionischen Bausteine des Atomkerns darstellen, sind jedoch nicht gleichartig. Protonen und Neutronen unterscheiden sich in ihren elektromagnetischen und schwachen Eigenschaften. Im Schalenmodell [GoMa55] werden den verschiedenen Nukleonen unterschiedliche Einteilchenenergien zugeordnet. In kollektiven Modellen werden gegenläufige Schwingungen der Protonen und Neutronen, wie die Dipolriesenresonanz, eingeführt. Das IBM ging in der ursprünglichen Fassung von gleichartigen Nukleonen aus. Zur Beschreibung des Proton-Neutron-Freiheitsgrades wurde es zum IBM-2 [ArOt77] erweitert. Einen ersten Erfolg feierte das IBM-2 in der Interpretation der Scherenmode, die 1983 von A. Richter und Mitarbeitern in Darmstadt am deformierten Kern ^{156}Gd experimentell bei 3075 keV identifiziert wurde. Diese kollektive magnetische Dipolanregung wurde ursprünglich von Lo Iudice und Palumbo im Rahmen des kollektiven Two-Rotor-Modell bei einer Energie von 10 bis 12 MeV vorhergesagt.

Neben der Scherenmode sagt das IBM-2 Modell weitere kollektive Zustände voraus, die bezüglich des Protonen-Neutronen-Freiheitsgrades nicht symmetrisch sind. Experimentelle Signaturen dieser sogenannten *gemischt-symmetrischen Zustände* (*mixed symmetry states*) sind starke $M1$ Übergänge zu den *symmetrischen Zuständen*, deren Wellenfunktion invariant unter Austausch von Protonen und Neutronen sind. Die Scherenmode ist der einzige dieser Zustände, die bisher systematisch untersucht wur-

den [PiBr98], daneben konnte bis vor einem Jahr nur der $J^\pi = 2^+$ -Zustand gemischter Symmetrie experimentell beobachtet werden.

Durch die Einführung des Q -Phononen Schemas [SiNe94, OtKi94, PiMi98] im Rahmen des IBM-2 ist es möglich, die niedrigsten symmetrischen und gemischt-symmetrischen Zustände zu beschreiben. Das symmetrische Q_s -Phonon erzeugt den ersten symmetrischen 2^+ -Zustand, das gemischt-symmetrische Q_{ms} -Phonon erzeugt den ersten 2_{ms}^+ -Zustand. Durch die Kopplung des symmetrischen und des gemischt-symmetrischen Q -Phonons kann ein Quintuplett an gemischt-symmetrischen Zuständen angeregt werden: $(2_1^+ \otimes 2_{ms}^+)^{(0^+, 1^+, 2^+, 3^+, 4^+)}$. Die Scherenmode wird hierbei durch den 1^+ -Zustand dieses Multipletts dargestellt.

Nach einer ersten Messung von ^{64}Zn nach β -Zerfall von ^{64}Ga wurden in dieser Arbeit Kandidaten für die 1^+ -Scherenmode und den fundamentalen 2^+ -Zustand gemischter Symmetrie gefunden und die Ergebnisse mit Multipolmischungs- und Verzweungsverhältnissen belegt.

C. Fransen und N. Pietralla gelang es durch eine Kombination von experimentellen Methoden im Niedrigspinbereich von ^{94}Mo , neben der 1^+ -Scherenmode und dem Ein- Q -Phonon 2^+ -Zustand weitere gemischt-symmetrische Zustände zu messen: den 2^+ und 3^+ Zustand des Quintupletts $(2_1^+ \otimes 2_{ms}^+)$ [PiFr99, PiFr00, Fr01].

Diese Arbeit beschäftigt sich mit ^{96}Ru , dem gerade-gerade Nachbarkern von ^{94}Mo . Motiviert durch die Messungen an ^{94}Mo wurden mit klassischen Methoden der γ -Spektroskopie die Zustände gemischter Symmetrie untersucht. Bei den Experimenten handelt es sich um eine kalte Fusionsreaktion mit einem ^3He Strahl, der von dem FN-Tandembeschleuniger des Instituts für Kernphysik der Universität zu Köln geliefert wurde. Des Weiteren fand in Köln eine Messung der nach dem β -Zerfall des Kerns ^{96}Rh in ^{96}Ru bevölkerten Zustände statt. Mit Hilfe dieser Experimente konnte das Niedrigspintermeschema von ^{96}Ru erweitert werden. Über die Analyse der Doppellerverschiebung konnten effektive Lebensdauern bestimmt werden und mit Hilfe der Winkelkorrelationen wurde der Spin einiger Niveaus und das Multipolmischungsverhältnis von Übergängen bestimmt.

Mit Hilfe dieser experimentellen Ergebnisse gelang es, den Ein- Q -Phonon Zustand gemischter Symmetrie zu identifizieren und Kandidaten für die Zustände des Zwei- Q -Phonon Multipletts zu finden. Durch den Vergleich dieser Zustände zu den bekannten Zwei- Q -Phononen Zustände in ^{94}Mo konnte ein 2_{ms}^+ und ein 3_{ms}^+ -Zustand bestätigt werden. Die symmetrischen sowie die gemischt-symmetrischen Zustände wurden mit einer IBM-2 Rechnung von A. Gade und einer Schalenmodellrechnung von A. Lisetskiy verglichen und zeigen eine gute Übereinstimmung mit den experimentellen Ergebnissen.

Kapitel 2

Theoretische Motivation der Experimente

2.1 Das Modell der wechselwirkenden Bosonen

Im Jahr 1975 wurde von Arima und Iachello [Ari75] das Modell wechselwirkender Valenzbosonen für gerade-gerade Kerne eingeführt. Aufgrund der starken Pairingkraft im Atomkern wird in diesem Modell der Ansatz gemacht, dass die Valenznukleonen zu bosonischen Paaren mit $L = 0$ beziehungsweise $L = 2$ koppeln. Diese Paarungskorrelationen bestimmen die tief liegende kollektive Kernanregungen [Har87] und können daher im IBM gut beschrieben werden. In der ersten Version, dem IBM-1, wurde nicht zwischen Protonen und Neutronen unterschieden. Daher konnten nur proton-neutron symmetrische Zustände im IBM-1 beschrieben werden. Aufgrund der zwei Nukleonenarten im Kern wurde das IBM zum Proton-Neutron IBM-2 [Iach76, ArOt77, OtAr78, Otsu78] erweitert. In dieser Arbeit wurde mit dem Modell wechselwirkender Bosonen mit Neutron-Proton Freiheitsgraden IBM-2 gearbeitet. Im Folgenden werde ich in Anlehnung an [Fran00] die theoretischen Grundlagen dieser Arbeit beschreiben.

2.2 Das IBM-1

Im Rahmen des IBM-1 wird der Zustandsraum aus s - und d -Bosonen aufgebaut. Das s -Boson ist dabei ein Paar von Valenznukleonen, die zu Spin und Parität $J^\pi = 0^+$ koppeln. Die d_μ -Bosonen sind aus Nukleonenpaaren gebildet, die zu $J^\pi = 2^+$ koppeln. Die magnetische Quantenzahl kann die ganzzahligen Werte $\mu = -2, \dots, 2$ annehmen. Die Gesamtbosonenzahl $N = n_s + n_d$ muss aufgrund der festen Zahl an Valenznukleonen eine Erhaltungsgröße sein. Alle Operatoren im Rahmen des IBM müssen daher aus der gleichen Menge Erzeuger s^\dagger, d^\dagger wie Vernichter s, d bestehen. Aus mathematischen Gründen wird anstatt des d -Vernichters der unter Drehungen invariante sphärische Tensor $\tilde{d}_\mu = (-1)^\mu d_{-\mu}$ als Vernichter verwendet.

Der Hamilton-Operator des IBM-1 kann in Multipoldarstellung angegeben werden:

$$\begin{aligned} \hat{H} = E_0 + \epsilon \hat{n}_d + a_0(\hat{P}^\dagger \cdot \hat{P}) + a_1(\hat{L} \cdot \hat{L}) + a_2(\hat{Q}^x \cdot \hat{Q}^x) \\ + a_3(\hat{T}^{(3)} \cdot \hat{T}^{(3)}) + a_4(\hat{T}^{(4)} \cdot \hat{T}^{(4)}) \end{aligned} \quad (2.1)$$

mit

$$\begin{aligned} \hat{n}_d &= (d^\dagger \cdot \tilde{d}) && d\text{-Bosonenzahloperator} \\ \hat{P} &= \frac{1}{2}(\tilde{d} \cdot \tilde{d} - s \cdot s) && \text{Pairing Operator} \\ \hat{L} &= \sqrt{10}[d^\dagger \tilde{d}]^{(1)} && \text{Drehimpulsoperator} \\ \hat{Q}^x &= [d^\dagger s + s^\dagger \tilde{d}] + \chi[d^\dagger \tilde{d}]^{(2)} && \text{Quadrupoloperator} \\ \hat{T}^\lambda &= [d^\dagger \tilde{d}]^\lambda \text{ f\"ur } \lambda = 3, 4 && \text{Oktupol- bzw. Hexadekapoloperator} \end{aligned}$$

In der γ -Spektroskopie werden elektromagnetische Übergänge betrachtet. Der $E2$ -Übergangoperator hat im Rahmen des IBM folgende Gestalt:

$$\hat{T}(E2) = q_{\text{eff}} \left([d^\dagger s + s^\dagger \tilde{d}] + \chi_{E2} [d^\dagger \tilde{d}]^{(2)} \right) \quad (2.2)$$

Hierbei haben die Parameter q_{eff} die Bedeutung der effektiven Ladung und χ_{E2} die Bedeutung des Formparameters. Der $M1$ -Übergangoperator ist proportional zum Drehimpuls und hat die Form:

$$\hat{T}(M1) = \sqrt{\frac{3}{4\pi}} g \hat{L} \quad (2.3)$$

Im Rahmen des IBM-1 ist der $M1$ -Übergangoperator proportional zum Drehimpulsoperator \hat{L} aus dem Hamiltonoperator aus Gleichung 2.1 und ist somit eine gute Quantenzahl. Aus diesem Grund kann mit diesem Operator im IBM-1 kein $M1$ -Übergang erzeugt werden.

Die im Experiment messbaren Übergangsstärken $B(\sigma L)$ werden aus den reduzierten Übergangsmatrixelementen wie hier für $B(E2)$ berechnet:

$$B(E2; J_i \rightarrow J_f) = \frac{1}{2J_i + 1} \left| \langle J_f || \hat{T}(E2) || J_i \rangle \right|^2 \quad (2.4)$$

Dynamische Symmetrien Die dynamischen Symmetrien werden in [Iac87] beschrieben. Die 36 Generatoren des IBM, die sich aus dem s und den fünf d_μ -Bosonen bei Zweiteilchenwechselwirkungen ergeben, bilden die Lie-Gruppe $U(6)$. Für bestimmte Parametersätze ist das Eigenwertproblem

$$\hat{H}|\psi\rangle = E|\psi\rangle \quad (2.5)$$

lösbar. Diese Parametersätze werden durch die dynamischen Symmetrien des Hamiltonoperators bestimmt. Es ist dann möglich, Untergruppen von $U(6)$ zu finden, deren Generatoren alle mit dem Hamiltonoperator Gleichung 2.1 vertauschen. Die wichtigsten drei Untergruppenketten sind:

- **U(5)-Limit:** Es handelt sich hierbei um das algebraische Analogon zum anharmonischen Quadrupolvibrator des geometrischen Modells [BoMo75]. Es beschreibt sphärische Kerne nahe der Schalenabschlüsse.
- **SU(3)-Limit:** Dies entspricht dem axialsymmetrischen Rotor des geometrischen Modells [BoMo75]. Es beschreibt die Anregung stark deformierter Kerne.
- **O(6)-Limit:** Das O(6)-Limit korrespondiert zum γ -weichen Rotor [WiJe56] des geometrischen Modells.

Die Entsprechung im geometrischen Modell trifft erst im Limit großer Bosonenzahl $N \rightarrow \infty$ zu.

2.3 Das IBM-2

Der Erfolg des IBM-1 bei der Vorhersage von Anregungsmoden wie der Quadrupolvibration wurde getrübt durch einzelne Anregungen, die dieses Modell nicht in der Lage war vorherzusagen. So war es nicht möglich, 1^+ -Zustände aus einem System von s - und d -Bosonen zu bilden. Das IBM-2 ermöglicht Operatoren, die $M1$ -Übergänge erzeugen und ist in der Lage, neue Zustände wie die 1^+ -Scherenmode [Iach81, Iach84] vorherzusagen. Dieser Zustand wurde 1984 von A. Richter *et al.* [BoRi84, Rich95] gefunden.

Der Übergang vom IBM-1 zum IBM-2 entsteht durch die Einführung von unterschiedlichen Bosonen für Protonen π und Neutronen ν . Die sechs Bosonenoperatoren für Nukleonen s und d_μ gehen über in zwölf Bosonenoperatoren für Protonen und Neutronen: $s_\pi, s_\nu, d_{\pi,\mu}$ und $d_{\nu,\mu}$.

Da in dieser Arbeit keine Terme höherer Ordnung als der Quadrupolterm benötigt werden, werde ich im Folgenden den Übergang vom IBM-1 zum IBM-2 nur bis zu diesem Term nachvollziehen. In Gleichung 2.1 auf der vorherigen Seite müssen dann der Oktupol- und der Hexadekapoloperator entfallen. Ersetzt man in dieser verkürzten Gleichung 2.1 die Erzeuger und Vernichter von s - und d -Bosonen jeweils durch die Protonen- und Neutronenbosonenerzeuger und -vernichter s_π, s_ν, d_π und d_ν , so erhält man eine Hamiltonfunktion des IBM-2:

$$\hat{H}_{\text{IBM-2}} = \hat{H}_{\pi\pi} + \hat{H}_{\nu\nu} + \hat{V}_{\pi\nu} \quad (2.6)$$

$H_{\pi\pi}$ und $H_{\nu\nu}$ sind hierbei die IBM-1 Hamiltonoperatoren ohne höhere Terme aus Gleichung 2.1 auf der vorherigen Seite. Der Operator $V_{\pi\nu}$ ist die neu entstandene Proton-Neutron-Wechselwirkung. Dieser Operator besteht im wesentlichen aus folgenden Termen:

- Die Quadrupol-Quadrupolwechselwirkung zwischen Protonen und Neutronen:

$$\kappa' \hat{Q}_\pi^{\chi_\pi} \cdot \hat{Q}_\nu^{\chi_\nu}$$

mit

$$\hat{Q}_\rho^{\chi_\rho} = [d_\rho^\dagger s_\rho + s_\rho^\dagger \tilde{d}_\rho] + \chi_\rho [d_\rho^\dagger \tilde{d}_\rho]^{(2)} \quad (\rho = \pi, \nu) \quad (2.7)$$

- Der Majorana-Operator \hat{H}_M , der nur auf nicht-symmetrische Zustände bezüglich des Proton-Neutron-Freiheitsgrades wirkt:

$$\hat{H}_M = \frac{1}{2} \xi_2 [d_\nu^\dagger s_\pi^\dagger - d_\pi^\dagger s_\nu^\dagger]^{(2)} \cdot [\tilde{d}_\nu s_\pi - \tilde{d}_\pi s_\nu]^{(2)} + \sum_{K=1,3} \xi_K [d_\nu^\dagger d_\pi^\dagger]^{(K)} \cdot [\tilde{d}_\nu \tilde{d}_\pi]^{(K)}$$

Die Vielzahl der freien Parameter, die man im IBM-2 durch die Einführung von Protonen und Neutronen gewinnt, spiegelt nicht die Situation in Kernen wieder. Es genügen für diese Arbeit im Wesentlichen folgende Terme:

- Die Nukleon-Nukleon Restwechselwirkung $\epsilon_\rho \hat{n}_{d\rho}$
- Die Quadrupol-Quadrupol Wechselwirkung $\hat{Q}_\rho \cdot \hat{Q}_{\rho'}$
- Der Majorana-Operator in der Vereinfachung $\lambda = \xi_1 = \xi_2 = \xi_3$, also $\hat{H}_M = \lambda \hat{M}$

Damit erhält man den Talmi-Hamilton-Operator [OtAr78]:

$$\hat{H}_T = \epsilon_\pi \hat{n}_{d\pi} + \epsilon_\nu \hat{n}_{d\nu} + \kappa (\hat{Q}_\pi^{\chi_\pi} + \hat{Q}_\nu^{\chi_\nu})^2 + \lambda \hat{M} \quad (2.8)$$

Die experimentell sehr wichtigen Übergangsoperatoren können vom IBM-1 abgeleitet werden. Der $\hat{T}(E2)$ -Operator analog zu Gleichung 2.2 lautet:

$$\begin{aligned} \hat{T}(E2) &= e_\pi \left([d_\pi^\dagger s_\pi + s_\pi^\dagger \tilde{d}_\pi] + \chi_\pi [d_\pi^\dagger \tilde{d}_\pi]^{(2)} \right) \\ &\quad + e_\nu \left([d_\nu^\dagger s_\nu + s_\nu^\dagger \tilde{d}_\nu] + \chi_\nu [d_\nu^\dagger \tilde{d}_\nu]^{(2)} \right) \\ &= e_\pi Q_\pi + e_\nu Q_\nu \end{aligned} \quad (2.9)$$

Hierbei haben die Parameter $e_{\pi,\nu}$ die Bedeutung der effektiven Ladung und $\chi_{\pi,\nu}$ die Bedeutung des Formparameters. Der $M1$ -Übergangsoperator in Erweiterung zu Gleichung 2.3 lautet:

$$\begin{aligned} \hat{T}(M1) &= \sqrt{\frac{3}{4\pi}} \left(g_\pi \hat{L}_\pi + g_\nu \hat{L}_\nu \right) \\ &= \sqrt{\frac{3}{4\pi}} \left(\frac{g_\pi + g_\nu}{2} (\hat{L}_\pi + \hat{L}_\nu) + \frac{g_\pi - g_\nu}{2} (\hat{L}_\pi - \hat{L}_\nu) \right) \end{aligned} \quad (2.10)$$

Hierbei ist der erste Term wiederum proportional zum Drehimpulsoperator $\hat{L} = \hat{L}_\pi + \hat{L}_\nu$ und kann somit keine $M1$ -Übergänge erzeugen. Erst durch den zweiten Term werden $M1$ -Übergänge möglich.

2.3.1 Der F-Spin

Zur Klassifikation von Zustände im Rahmen des IBM-2 dient der F-Spin. Diese Quantenzahl wird analog zum Isospin, jedoch hier für Bosonen eingeführt. Jedem Boson wird der Spin 1/2 zugordnet mit:

$$F_0(\pi) = +\frac{1}{2} \quad (2.11)$$

$$F_0(\nu) = -\frac{1}{2} \quad (2.12)$$

Der F-Spin kann somit in Analogie zum Isospin folgende Werte annehmen:

$$\frac{1}{2}|N_\pi - N_\nu| \leq F \leq \frac{1}{2}(N_\pi + N_\nu) = F_{\max} \quad (2.13)$$

Im Gegensatz zum Isospin handelt es sich hierbei nicht um die Betrachtung von Fermionen. Somit muss die Gesamtwellenfunktion symmetrisch sein. Dies führt dazu, dass die tief liegenden Zustände maximalen F-Spin haben, während Niveaus mit $F < F_{\max}$ durch partielle Antisymmetrisierung der Wellenfunktion bei höheren Energien liegen [Otsu92].

Die Zustände mit maximalen F-Spin F_{\max} sind Proton-Neutron-symmetrische Zustände, in denen nicht zwischen Neutronen und Protonen unterschieden werden muss. Diese Zustände konnten schon im Rahmen des IBM-1 beschrieben werden. Zustände mit kleinerem F-Spin $F < F_{\max}$ bezeichnet man als *Zustände gemischter Symmetrie (mixed symmetry states MS)* [ArOt77, Otsu78, Iach81]. Der Zerfall von gemischt-symmetrischen zu symmetrischen Zuständen ist durch starke $M1$ -Übergänge gekennzeichnet, denn der zweite Teil aus Gleichung 2.10 mit $\hat{L}_\pi - \hat{L}_\nu$ erzeugt starke $M1$ -Übergänge und ändert den F-Spin.

2.3.2 Das Q-Phononen Schema

Das Q-Phononen-Schema ermöglicht es, experimentelle Signaturen für gemischt-symmetrische Zustände zu verdeutlichen [SiNe94, OtKi94, PiMi98, BrPi99]. Da der wichtigste kollektive Freiheitsgrad die Quadrupol-Kollektivität ist, werden die Wellenfunktionen der tiefsten symmetrischen und gemischt-symmetrischen Zustände näherungsweise durch die Protonen- und Neutronen-Quadrupoloperatoren \hat{Q}_π und \hat{Q}_ν dargestellt. Bei Wirkung auf den Grundzustand ergibt sich der erste angeregte Zustand als:

$$|2_1^+\rangle \propto (\hat{Q}_\pi + \hat{Q}_\nu)|0_1^+\rangle \equiv \hat{Q}_s|0_1^+\rangle \quad (2.14)$$

Hierbei ist \hat{Q}_ρ der Quadrupoloperator aus Gleichung 2.7 auf der vorherigen Seite. Zustände mit $J = 0^+, 2^+, 4^+$ können als Kopplung zweier Quadrupolphononen erzeugt werden.

Orthogonal zu \hat{Q}_s ist \hat{Q}_{ms} , das gemischt-symmetrische Zustände erzeugt und wie folgt definiert ist:

$$|2_{ms}^+\rangle \propto \left(\frac{N}{2N_\pi} \hat{Q}_\pi - \frac{N}{2N_\nu} \hat{Q}_\nu \right) |0_1^+\rangle \equiv \hat{Q}_{ms} |0_1^+\rangle \quad (2.15)$$

Dieses Q -Phonon \hat{Q}_{ms} reduziert bei Anwendung auf den Grundzustand den F-Spin um eins, so daß man hiermit gemischt-symmetrische Zustände mit $F = F_{\max} - 1$ erhält. Weitere Zustände mit $F = F_{\max} - 1$ und Spin $J^\pi = 0^+, \dots, 4^+$ erhält man durch Kopplung mit einem skalaren Q -Phonon:

$$|J_{ms}^+\rangle \propto (\hat{Q}_s \hat{Q}_{ms})^{(J)} |0_1^+\rangle \quad (2.16)$$

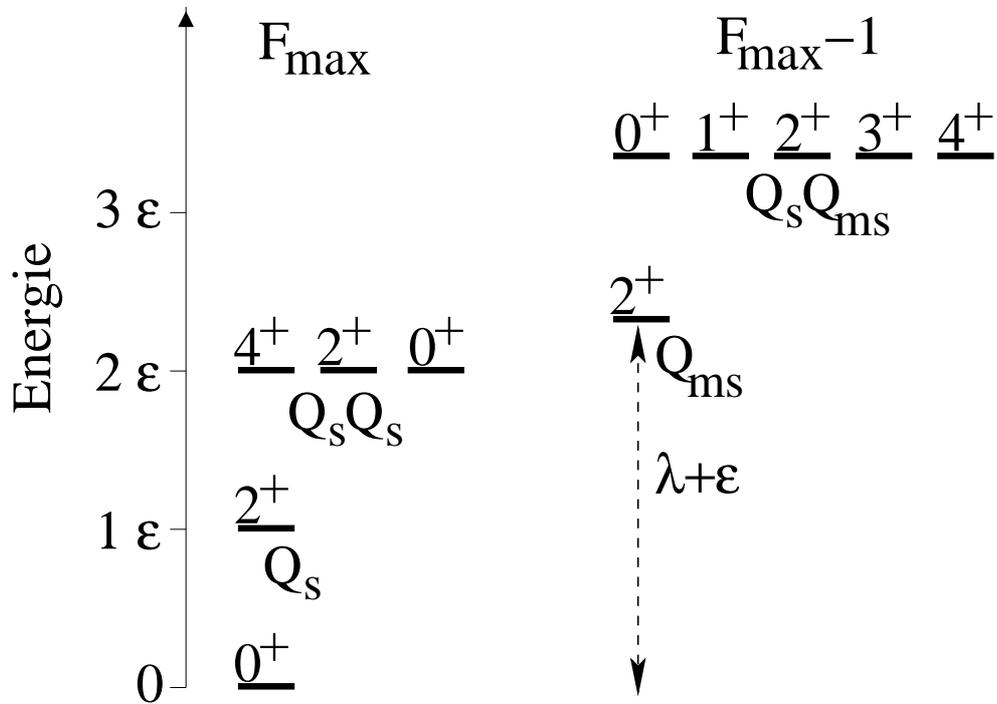


Abbildung 2.1: IBM-2 Zustände im Q -Phononen-Bild. Es werden die Zustände des U(5)-Limits gezeigt. Die Q -Phononen Q_s und Q_{ms} erzeugen symmetrische ($F = F_{\max}$) und gemischt-symmetrische ($F = F_{\max} - 1$) Zustände. Die Parameter ϵ und λ stammen aus dem vereinfachten Hamiltonoperator: $\hat{H} = \epsilon n_d + \lambda \hat{M}$. Die Übergänge zwischen den $F_{\max} - 1$ und den F_{\max} Zuständen besitzen $M1$ -Charakter.

Kapitel 3

Die Experimente an ^{64}Zn und ^{96}Ru

Die Untersuchung von Zuständen gemischter Symmetrie ist einer der Schwerpunkte der γ -Gruppe des Instituts für Kernphysik. Lange Zeit hielt man die $A=130$ Massenregion für vielversprechend bei der Suche nach diesen Zuständen, weil dort eine Übergangsregion zwischen den sphärischen und stark deformierten Kernen ist. Einzelne MS-Zustände wurden dort gefunden, z.B. ^{126}Xe [GaWi00], ^{136}Ba [PiBe98], ^{128}Xe [WiGe97] und ^{134}Ba [FaBe92]. Eine umfassende Untersuchung mehrerer Zustände scheiterte an der Fragmentierung der gemischt-symmetrischen Zustände in diesen Kernen. Die Kölner Photonenstreuerguppe hat mit Kernresonanzfluoreszenzexperimenten nach gemischt-symmetrischen 1^+ -Zuständen mit großem Erfolg in anderen Kernregionen, z.B. $A=80-120$ und $A=140-200$ [PiBr98, BrEb96] gesucht. Deshalb lag es nahe, die Untersuchungen auf diese Massenregionen mit teilcheninduzierten γ -Reaktionen auszuweiten.

3.1 Der Kölner FN-Tandem Beschleuniger

Der Kölner Tandembeschleuniger (FN-7) der Firma High Voltage Inc. wurde 1971 in Betrieb genommen und er ist für die Suche nach Zuständen gemischter Symmetrie sehr gut geeignet. Es hat sich gezeigt, dass diese Zustände bei ca. 3 MeV liegen. Der variable Spannungsbereich des Tandems liegt zwischen 1 MV und 11 MV. Somit kann abhängig vom Projektil eine Energie gewählt werden, in der der 3 MeV Bereich des untersuchten Kerns bevölkert wird.

Durch die Kombination von Duoplasmatron und Sputterquelle können alle Standardelemente als Projektil ausgewählt werden. Zudem sind die Teilchenströme von nA bis zu μA variabel. Dank der zur Verfügung stehenden sieben Strahlrohre (ein achttes wird gerade in Betrieb genommen) können Experimente parallel aufgebaut werden und Messungen können nahezu ungestört ihre Messzeit durchlaufen.

3.2 Das γ -Würfelspektrometer OSIRIS

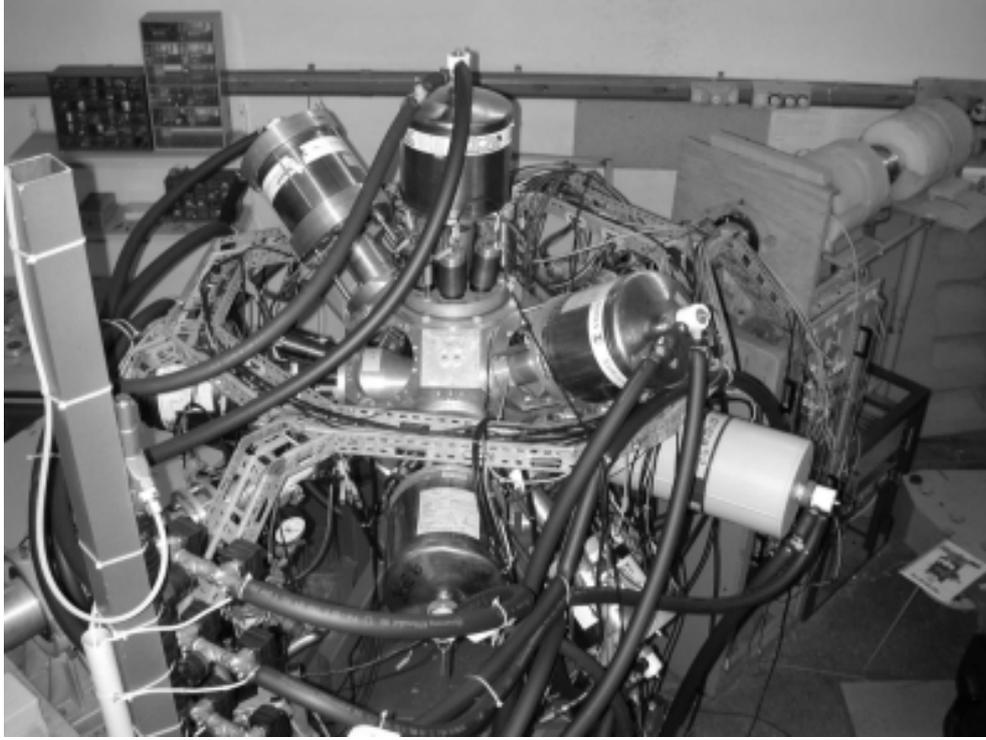


Abbildung 3.1: Fotografie des Osiris Würfelspektrometers im Aufbau mit 10 Detektoren. Das Strahlrohr verläuft von der linken unteren Ecke zur rechten oberen Ecke. Deutlich zu erkennen sind die Schläuche zur Befüllung der Kryostaten mit flüssigem Stickstoff zur Kühlung der HP-Ge-Detektoren.

Den zentralen Messplatz für Messungen der Kölner γ -Gruppe stellt das OSIRIS-Würfelspektrometer [Esc92, Wir93, WiSc95] dar. Dieses Spektrometer wurde 1990 gebaut und ist allein in den Jahren '99 und '00 bei mehr als 25 Experimenten genutzt worden.

Das Spektrometer ist so konzipiert, dass es mit sechs bis vierzehn Detektoren eine möglichst hohe Effizienz in $\gamma\gamma$ -Koinzidenzen erreicht. Die Effizienz hängt neben der Qualität der Detektoren vor allem vom Raumwinkel und somit quadratisch vom Abstand ab. Die Zählrate der Detektoren wird an ihrem technischen Maximum von 10 kBq mit Hilfe der Einstellung des Strahlstroms des Tandems gehalten.

Das Spektrometer besteht aus einem inneren und einem äußeren Würfel. Der innere Würfel ist in Abbildung 3.2 dargestellt. Es handelt sich dabei um einen massiven, 10 cm großen DENSIMET[®]-Würfel, der zur Abschirmung und Kollimierung von γ -Strahlung vorhanden ist. DENSIMET ist eine Legierung aus 97% W, 1,6% Ni, 0,8% Fe und 0,6% Cu und hat eine Dichte von $17,6 \text{ g/cm}^3$. Aus der Dichte folgt, dass DENSIMET einen fast 50% höheren γ -Absorptionskoeffizienten wie das üblicherweise verwendete Blei mit einer Dichte von $11,3 \text{ g/cm}^3$.

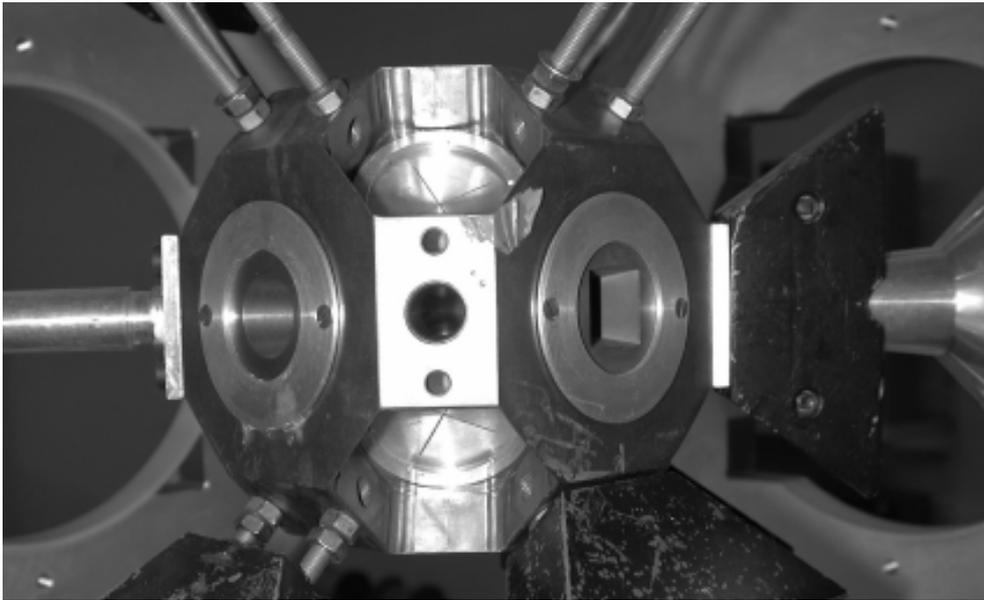


Abbildung 3.2: Fotografie des DENSIMET-Würfels mit Ansicht auf Targeteinschub. Dieser 10 cm große Würfel ist Targetkammer und Kollimator gleichzeitig. Neben dem Targeteinschub rechts und links sind jeweils Bohrungen mit Einsätzen für die Detektorkollimatoren zu sehen. Oben und unten auf den Ecken des Würfels erkennt man die sechseckigen Bohrungen, die zunächst für den Einsatz von Teilchenzählern vorgesehen waren. Am linken Bildrand ist der Strahleingang zu sehen. Rechts im Bild ist der Strahlausgang mit dem konischen Strahlrohr zu erkennen. Durch die schnelle Vergrößerung des Auslasses soll vermieden werden, dass gestreute Teilchen das Strahlrohr aktivieren.

In der Mitte des Würfels liegt die Targetkammer. Eine 1 cm große Bohrung durch die Mitte gegenüberliegender Kanten des Würfel stellt die Verbindung der Targetkammer zum Strahlrohr dar. Orthogonal zu der Strahlrohrbohrung befindet sich, ebenfalls durch eine Kante verlaufend, die 1 cm große Bohrung zur Auswechslung der Targetträger, Blenden und Quellen. Zum Wechsel muss der im Betrieb evakuierte DENSIMET-Würfel belüftet werden.

Die Flächen des Würfels sind konisch zur Targetkammer gebohrt. Der Öffnungswinkel beträgt 25° und kann mittels Einsätzen auf die im Experiment verwendeten 15° reduziert werden. Dadurch können die Detektoren exakt ausgeleuchtet werden. Am Ende jedes Konus vor der Kammer im Inneren des Würfels befindet sich zur Abdichtung eine Aluminiumplatte von 1 mm Dicke.

Auf den Ecken des Würfels befinden sich zusätzliche sechseckige Bohrungen. Diese waren für Teilchendetektoren vorgesehen, konnten sich jedoch auch mit Aluminiumplatten verschließen lassen. Mit dem Kauf von weiteren HP-Ge γ -Detektoren wurden für diese Position konisch geformte Bleieinsätze gefertigt, so dass auch dort der effektive Einsatz von γ -Detektoren stattfinden konnte. Zudem sind die Kanten des Würfels zur einfacheren Handhabung beim Bohren abgeflacht, wie man in Abbildung 3.2 sehen kann.

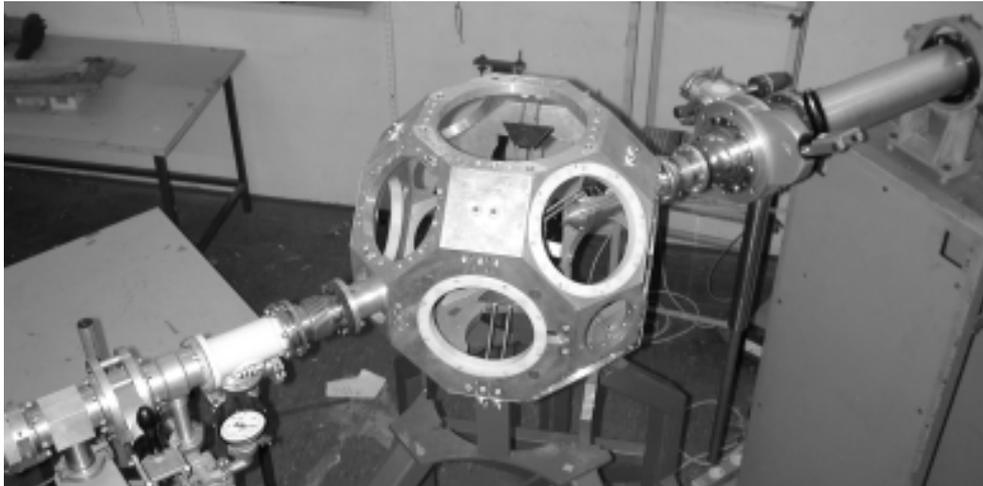


Abbildung 3.3: Fotografie des äußeren Würfels des Osiris-Würfelspektrometers bei der Demontage des Osiris-Würfels im Januar 2001. Es sind nur noch die Aluminiumplatten mit Ausbohrungen für die Detektoren zu sehen. Deutlich sichtbar ist die größere Ausbohrung auf der oberen Platte. Diese ist für die Aufnahme des EUROBALL Cluster Detektors vorgesehen.

Der äußere Würfel ist für die Befestigung der HP-Ge Detektoren vorgesehen. Er ist von der Form, die man in Abbildung 3.3 sehen kann, genauso aufgebaut wie der innere Würfel. Vierzehn 2 cm dicke Aluminiumplatten sind für die Halterung von HP-Ge Detektoren vorgesehen. Zu diesen sechs Flächen- und acht Eckplatten kommen noch einige Zwischenplatten, die dem Würfel Stabilität geben und den Zugang zum Target freigeben.

Da die Eckplätze zunächst nur für Teilchendetektoren vorgesehen waren, die nicht viel Platz in Anspruch nehmen, wurden diese Plätze mit Vakuumpumpen und Schiebern, sowie einen Kabelkanal zugebaut. Somit blieben von den acht Eckplätzen nur zwei zum Einbau von HP-Ge Detektoren über. Erst durch den Umbau des Kabelkanals vor meinen Messungen gelang es bis zu zehn HP-Ge Detektoren einzubauen. Der Aufbau mit 10 Detektoren ist in Abbildung 3.1 zu sehen.

Die Detektoren In den Experimenten wurden ausschließlich HP-Ge γ -Detektoren verwendet. Die Detektoren haben eine Ansprechwahrscheinlichkeit von 20% bis 60% relativ zu einem 3×3 NaI(Tl) Detektor für γ -Quanten mit einer Energie von 1.33 MeV und haben eine Energieauflösung von 2.0 bis 2.5 keV. Da weniger als 20% der einfallenden γ -Quanten in diesen Detektoren ihre Energie vollständig abgeben, wurden die Detektoren zum Nachweis der Compton-gestreuten Photonen mit sogenannten Anti-Compton Shields ausgestattet. Diese Anti-Compton Shields bestehen aus mehreren Wismut-Germanat (BGO) Kristallen, die um die HP-Ge Detektoren aufgebaut sind. Das BGO wird durch den DENSIMET-Würfel vor einfallender γ -Strahlung geschützt und detektiert bei hoher Ansprechwahrscheinlichkeit und niedriger Energieauflösung aus dem Germanium gestreute γ -Quanten, die später elektronisch unterdrückt werden.

Die Detektoren auf den Flächen können in einem Abstand von ca. 11.5 cm eingebaut werden und überdecken dabei einen Raumwinkel von 0.75%.

Für die Detektoren auf den Ecken wurden überwiegend die modernen Germaniumkapseln [Ebe92, Ebe94] verwendet. Sie haben eine Ansprechwahrscheinlichkeit von 60% und sind aufgrund ihrer Bauweise sehr oft regenerierbar. Aus Platzgründen wurden diese Detektoren ohne Anti-Compton Shieldung eingebaut. Selbst ohne Shield konnten sie nur unter einem Abstand von 16 cm zum Target eingebaut werden. Den kleineren Raumwinkel gleichen diese Detektoren durch eine höhere Effizienz aus, so dass die Zählraten der Detektoren auf den Flächen mit denen auf den Ecken übereinstimmen. Für diese neuen Detektoren und die für diese Detektoren neu gekauften Anti-Compton Schilde der Firma Scionix habe ich neue Halterungen für den Einbau in dieses und andere Spektrometer entworfen und bauen lassen. Zum Zeitpunkt meiner Messungen waren diese Halterungen leider noch nicht fertig und aufgrund von Fehllieferungen der Firma Eurisys nicht alle der vier gekapselten Detektoren einsatzfähig. In diesen Fällen musste auf minderwertigere Detektoren zurückgegriffen werden.

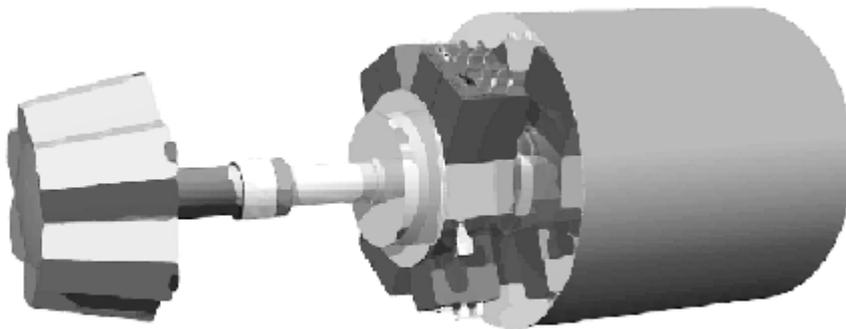


Abbildung 3.4: Skizze des EUROBALL Cluster Detektors

Eine Ausnahme bei den Detektoren ist der EUROBALL Cluster Detektor [Thom95], der in Abbildung 3.4 zu sehen ist. Im Gegensatz zu den anderen Detektoren handelt es sich hierbei um eine Gruppierung von sieben Germaniumkapseln zu einem Detektor. Dadurch können gestreute Photonen von benachbarten Kapseln detektiert werden und somit die Energie des einfallenden Photons zurückgerechnet werden. Dieses Verfahren bezeichnet man als *Addback* und wird ausführlich in [Kle98] beschrieben. Somit kann man je nach Experiment eine höhere Ansprechwahrscheinlichkeit erzielen als mit einzelnen Kapseln. Dieser Detektor ist für das γ -Spektrometer EUROBALL gebaut worden und wird dort unter einem Abstand von 43 cm eingesetzt. E. Radermacher und M. Wilhelm [RaWi96] bauten diesen in Köln entwickelten Detektor inklusive Anti-Compton Shield im OSIRIS-Würfelspektrometer unter einem Abstand von 25,7 cm zum Target ein. Der Detektor überdeckt so einen Raumwinkel von 1.5% von 4π . Seit-

dem wird er für Experimente verwendet, die sehr hohe Effizienz oder Polarisierungsinformationen benötigen. Aufgrund der sehr hohen Störanfälligkeit und der starken Inhomogenität des Spektrometers durch diesen Detektor wird er nicht in allen Experimenten eingesetzt.

3.2.1 Der Aufbau des ^{64}Zn Experiments

Das Experiment zu ^{64}Zn fand in der Zeit vom 18. Oktober 1998 bis zum 28. Oktober 1998 statt. Gemessen wurde die Reaktion $^{64}\text{Zn}(p, n)^{64}\text{Ga} \rightarrow (\beta^+ \gamma) \rightarrow ^{64}\text{Zn}$ bei einer Energie von 15 MeV. Als Target wurde nach anfänglichen Tests das dickste Target mit $6,4 \text{ mg/cm}^2$ ^{64}Zn bei einer Anreicherung von 99,4% gewählt. Nach Berechnungen mit dem Programm TSTOP [Fi98] wird bei dieser Dicke der angeregte ^{64}Ga -Kern vollständig im Target gestoppt.

Die Energie wurde mit den Programmen CASCADE [Cas77] und EVAPOR [Evap94] berechnet. Es wurde die Energie gewählt, bei der der Wirkungsquerschnitt für die (p, n)-Reaktion prozentual am höchsten ist. Dies ist in Tabelle 7 auf Seite IX für die EVAPOR-Rechnung zu sehen.

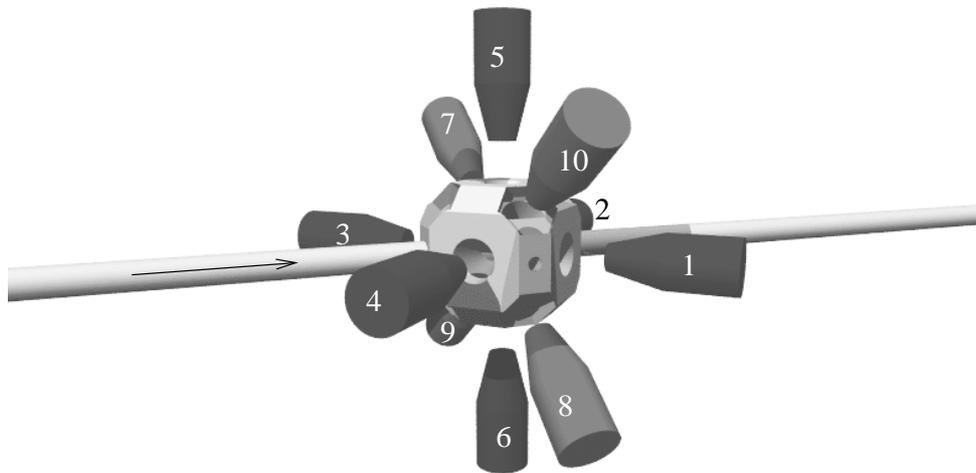


Abbildung 3.5: Skizze des Aufbaus des ^{64}Zn Experiments. Gemessen wurde mit 10 Detektoren, von denen die Detektoren 1 bis 6 auf den Flächen des Würfels und die Detektoren 7 bis 10 auf den Ecken orthogonal zur Strahlrichtung platziert wurden.

Gemessen wurde bei diesem Experiment erstmals mit 10 Detektoren. Darunter befanden sich drei neue, gekapselte Detektoren, die auf den Ecken des OSIRIS-Würfels angebracht waren. Die Detektoren auf den Seitenflächen waren mit Anti-Compton Shields versehen. Der schematische Aufbau ist in Abbildung 3.5 zu sehen.

β -Zerfall Bei dem ^{64}Zn Experiment wurden die $\gamma\gamma$ -Koinzidenzen nach β^+ -Zerfall gemessen. β -Zerfälle haben Lebensdauern zwischen Millisekunden und mehreren Jahren. Bei ^{64}Ga betrug die Lebensdauer 2.6 min. Daher ist die Zeit zwischen Aktivierung durch den Strahl und Zerfall des Kerns so groß, dass man im sogenannten Pulsungsbetrieb arbeiten kann. Dabei wird zwischen Aktivierung und Messung regelmäßig umgeschaltet. Dies hat den Vorteil, dass keine weiteren Kernanregungen wie die in der Reaktion starke (p, n)-Reaktion (siehe Tabelle 7 auf Seite IX) mitgemessen wird. Obwohl die Messzeit reduziert wird, verbessert sich das Verhältnis der interessierenden Reaktion zum Untergrund drastisch. Dies ist in Abbildung 3.6 zu sehen. Des Weiteren muss diese Trennung zur Auswertung von Winkelkorrelationsdaten geschehen, da vom Strahl angeregte Kerne die Strahlrichtung als Ausrichtungsparameter haben, während bei der γ -Strahlung nach β -Zerfall keine Vorzugsrichtung existiert.

Die Schaltzeiten der Pulsung Bestimmt werden die Schaltzeiten für lange Messungen (> 1 Tag) und kleine Lebensdauern (< 1 Stunde) im Gleichgewichtszustand. Ausgehend von A angeregten Kernen wird t_m Sekunden gemessen und anschließend t_a Sekunden das Target wieder aktiviert. Gleichgewicht heißt, dass nach diesem Zyklus wieder A angeregte Kerne zur Verfügung stehen. Die Funktion $f(t)$ stellt den Verlauf der Anzahl angeregter Kerne dar. Diese wird zunächst in zwei Teilstücke unterteilt: f_m während des Messvorgangs, f_a während der Aktivierung. Somit gilt für die Zeit der Messung bei einer Lebensdauer des Kerns von τ :

$$\Delta f_m = -\frac{\Delta t}{\tau} f_m \quad (3.1)$$

Mit der Aktivierungskonstante I , die linear mit dem Strahlstrom und dem Wirkungsquerschnitt der Reaktion zusammenhängt, erhält man während der Anregung:

$$\Delta f_a = -\frac{\Delta t}{\tau} f_a + I \Delta t \quad (3.2)$$

Dazu hat man die Gleichgewichtsnebenbedingungen:

$$f_m(0) = A, \quad f_a(t_m + t_a) = A \quad (3.3)$$

Hieraus folgt das Zerfallsgesetz

$$f(t) = A e^{-\frac{t}{\tau}} \quad (3.4)$$

und das Zerfallsgesetz mit Anregung

$$f(t) = I\tau \left(1 + e^{-\frac{t-(t_m+t_a)}{\tau}}\right) - A e^{-\frac{t-(t_m+t_a)}{\tau}} \quad (3.5)$$

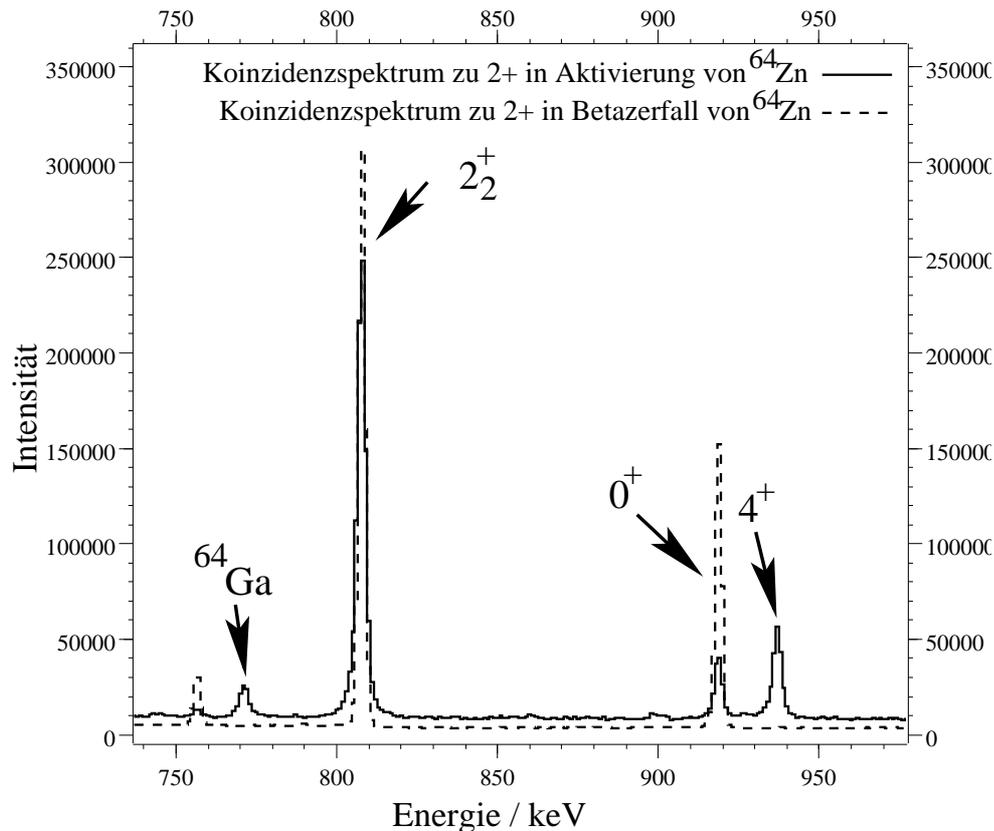


Abbildung 3.6: Vergleich zwischen der Messung bei Anregung des Kerns ^{64}Zn und bei β -Zerfall zu ^{64}Zn . Deutlich zu erkennen ist die schmalere Halbwertsbreite der Peaks und somit die bessere Energieauflösung sowie das Fehlen von Kontaminationen, wie es im Fall der Anregungsmatrix bei ^{64}Ga der Fall ist. Zudem erkennt man, dass nicht alle Niveaus durch den β -Zerfall bevölkert werden. Aufgrund der Auswahlregeln werden nur 0^+ und 1^+ Zustände direkt bevölkert. Tiefliegende Zustände höherer Spins werden indirekt bevölkert. Nicht bevölkert werden Zustände mit $J > 1$ bei hohen Energien, wie z.B. der 4_2^+ mit dem Zerfall über die 937 keV Linie.

Durch Gleichsetzen dieser Formeln mit der Anschlussbedingung $f_m(t_m) = f_a(t_m)$ erhält man die Abhängigkeit der angeregten Kerne A vom Strahlstrom I . Über die Formel:

$$\frac{f_m(0) - f_m(t_m)}{I(t_m + t_a)} \quad (3.6)$$

erhält man den Anteil der während der Messungszeit zerfallenden Kerne auf die angeregten Kerne bezogen, die bei durchgehender Anregung erzeugt werden. Diese Formel gilt es zu maximieren. Durch Substitution von t_m mit der zunächst festgesetzten Gesamtzeit $T = t_m + t_a$ hat man nur noch einen Parameter, der bei $t_a = \frac{1}{2}T$ maximiert (siehe Abbildung 3.7). Nun kann man versuchen, die Gesamtzeit T zu maximieren. Dies gelingt zunächst nicht, da die Formel aus diversen Exponentialfunktionen besteht

und man durch Reduktion der Gesamtzeit immer bessere Werte erhält. Demnach hätte man die technisch erreichbare, kleinste Zeit wählen müssen.

Bei der technischen Realisierbarkeit muss man auch die Zeit des Schaltens der Hochspannungsversorgung der Pulsung berücksichtigen. Diese wird auf ca. 10^{-3} s geschätzt. Wie in Abbildung 3.7 zu sehen ist, erhält man nun ein breites Maximum im Bereich weit oberhalb der Schaltzeiten und unterhalb 10% der Lebensdauer des Isotops. Somit wurden Schaltzeiten von 1 s für alle β -Zerfallsexperimente gewählt.

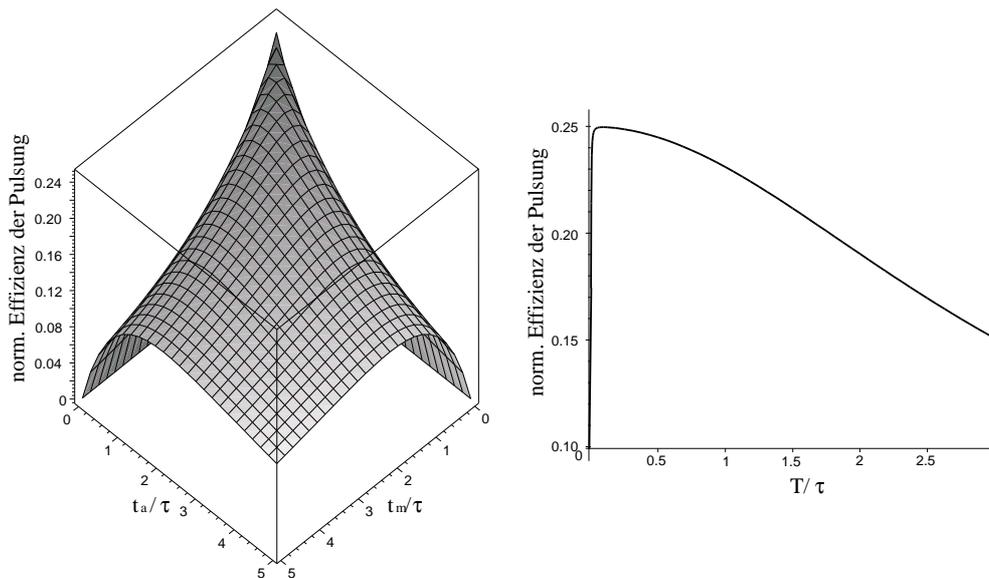


Abbildung 3.7: Darstellung der Effizienz der Pulsung. Auf dem linken Bild erkennt man, dass gleichlange Mess- (t_m) und Anregungszeiten (t_a) die Effizienz der Pulsung erhöhen. Auf der rechten Grafik sieht man die Abhängigkeit der Effizienz von der Zyklusdauer von $T = t_m + t_a +$ Schaltzeit mit $t_m = t_a$. Die Schaltzeit ist hierbei eine feste 5 ms lange elektronische Konstante. Ein flaches Maximum bei Schaltzeiten mit $T < \tau$ und $T > \tau$ ist zu erkennen. Normiert wurde jeweils auf die bei durchgehendem Strahlbetrieb und gleichem Strom angeregten Kerne.

Die Abnahme des Targetmaterials wurde bei den Berechnungen vernachlässigt, da pro Sekunde 10–100 Mio. Kerne aktiviert werden. Dies ist ein vernachlässigbarer Anteil im Vergleich mit der Avogadrozahl 6×10^{23} .

3.2.2 Die ^{96}Ru Experimente

Es wurden vier verschiedene Messungen zu ^{96}Ru am Kölner FN-Tandembeschleuniger durchgeführt. In der Strahlzeit vom 03. bis 10.06.1999 wurde an vier Tagen in einer Testmessung die optimale Strahlenergie der $^{95}\text{Mo}(^3\text{He}, 2n\gamma)^{96}\text{Ru}$ Reaktion ermittelt. Aufgrund des Erfolgs dieser Testmessung fand vom 21. bis 27.06.1999 die eigentliche Messung mit dieser Reaktion statt. Vom 05. bis zum 14.08.1999 fand ein Experiment

mit der Reaktion $^{96}\text{Ru}(p, n)^{96}\text{Rh}(\beta^+\gamma)^{96}\text{Ru}$ mit β -Zerfallspulsung statt. Die vielversprechenden Ergebnisse motivierten zu einem weiteren Testexperiment mit der kalten Fusionsreaktion $^{94}\text{Mo}(\alpha, 2n\gamma)^{96}\text{Ru}$, dass am 01.12.2000 durchgeführt wurde. Leider konnte hierbei keine ausreichende Bevölkerung der interessierenden Zustände festgestellt werden, so dass eine längere Messung nicht gerechtfertigt werden konnte.

Die $^{95}\text{Mo}(^3\text{He}, 2n\gamma)^{96}\text{Ru}$ Experimente Die Testmessung des $^{95}\text{Mo}(^3\text{He}, 2n\gamma)^{96}\text{Ru}$ fand Anfang Juni 1999 am Kölner Tandembeschleuniger statt. In dieser Strahlzeit wurden andere, vollwertige Experimente mit dem Osiriswürfel durchgeführt, so dass der Osiriswürfel mit den maximal möglichen 10 Detektoren bestückt worden ist. Um die vollwertigen Experimente nicht zu stören, konnte nur an Übergangstagen gemessen werden, was jedoch aufgrund der wechselnden Energie der Einzelmessungen zu keinerlei Problemen führte.

Gemessen wurde bei den Energien 16 MeV, 20 MeV, 10 MeV und 12 MeV. Diese Energien wurden vorher mit den Programmen CASCADE [Cas77] und EVAPOR [Evap94] (siehe Tabelle 8 auf Seite X) berechnet. Es sollte nun verifiziert werden, bei welcher Energie die maximale Bevölkerung des 2284 MeV Niveaus stattfindet. Dieses Niveau war der Kandidat des Ein-Phonon 2_{ms}^+ , auf den andere Zustände gemischter Symmetrie aufbauen. Bei 10 MeV war die Zählrate des vorher angeregten ^{96}Tc so groß, dass keine Daten aufgenommen wurden und die Messung sofort abgebrochen wurde. Die Ergebnisse der Messung können in Tabelle 3.1 betrachtet werden. Man erkennt dort, dass bei der geringsten Energie die beste relative Bevölkerung des 2_{ms}^+ stattfindet. Weil der Strahlstrom des ^3He Strahls aufgrund des geringen Wirkungsquerschnittes und der Störungsanfälligkeit der Quelle (Duoplasmatron) nicht immer die Leistungsfähigkeit der Detektoren von 12 kHz ausschöpfte, wurde zur Messung eine geringfügig höhere Energie gewählt. Damit ist es möglich gewesen, die maximale Statistik mit einer sehr guten relativen Bevölkerung der interessierenden Zustände zu erreichen.

Die Messung der Reaktion $^{95}\text{Ru}(^3\text{He}, 2n)^{96}\text{Ru}$ bei 13.5 MeV fand vom 21. bis 27.06.99 statt. Es wurde mit sieben einfachen Detektoren und dem EUROBALL Cluster Detektor gemessen. Aufgrund der Größe des Clusters konnten keine weiteren Detektoren auf die oberen Ecken gesetzt werden. Der Aufbau ist schematisch in Abbildung 3.8 dargestellt. Die Messung wurde in 110 Abschnitte, sogenannte Runs unterteilt. Zudem fanden noch Energieeichungen und Eichungen der Ansprechwahrscheinlichkeit mit ^{226}Ra und ^{56}Co statt.

Es wurden bei dieser Messung die Einzelereignisse pro Detektor in Energie-Histogrammen (sog. Spektren) aufgezeichnet. Detektoren, die innerhalb eines 300 ns Fensters ein Ereignis sehen, werden als gleichzeitig markiert und als koinzidentes Ereignis auf ein Magnetband geschrieben. Im Verlauf der Messung wurden 22 Magnetbänder mit einem Fassungsvermögen von jeweils 5 GB beschrieben.

Energie (MeV)	Messzeit (h)	Koinz. (Mio.)	Norm.-faktor	Peak-zählrate	Norm. Peak
12	33	300	1	2100	2100
16	22	390	0.77	1900	1460
20	23	370	0.81	700	570
13.5	110	1260	0.24	9750	2350

Tabelle 3.1: Vergleich der Koinzidenzzählrate bei verschiedenen Strahlenergien. Aus der Gesamtstatistik wird der Normierungsfaktor ermittelt. Mit diesem wird die relative Koinzidenzzählrate des interessierenden Übergang ermittelt. Dies ist in diesem Beispiel die 366 keV-1451 keV Kaskade von einem Kandidaten gemischter Symmetrie über den Kandidaten des 2_{ms}^+ zum 2_1^+ Zustand. Die Zählraten für die 13.5 MeV können nicht direkt verglichen werden, da sie mit einem anderen Detektorsetup aufgenommen wurden. Die Zählraten des 13.5 MeV Setups mit EUROBALL Cluster Detektor sind 5-10% höher als im Setup der anderen Messungen [Kle98].

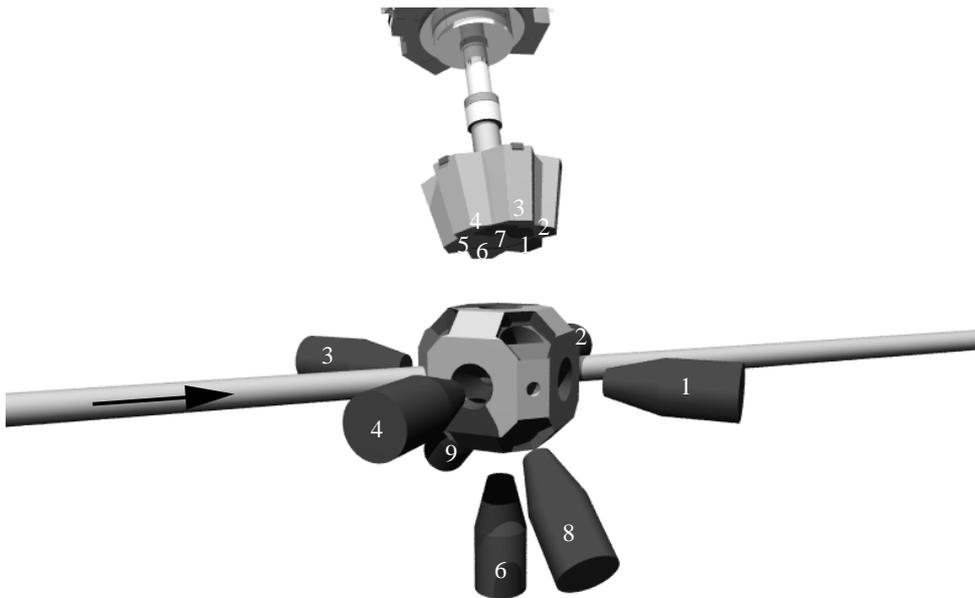


Abbildung 3.8: Skizze des Aufbaus des $^{95}\text{Mo}({}^3\text{He}, 2n){}^{96}\text{Ru}$ Experiments. Gemessen wurde mit 7 Detektoren plus dem aus 7 Segmenten bestehenden EUROBALL Cluster Detektor. Zwei Detektoren waren auf den Ecken platziert (8 und 9). Die restlichen Detektoren, sowie der Cluster bedeckten die Flächen des Würfels. Zur besseren Ansicht des EUROBALL Cluster Detektors ist dieser hier leicht geneigt eingezeichnet.

Das $^{96}\text{Ru}(p, n)^{96}\text{Rh}(\beta^+\gamma)^{96}\text{Ru}$ Experiment Aufgrund der in Abschnitt 3.2.1 auf Seite 14 beschriebenen Vorteile des β -Zerfalls gegenüber sogenannten *In-Beam* Messungen lag es nahe, neben der kalten Fusionsreaktionsmessung auch eine Messung nach β -Zerfall durchzuführen. Ruthenium ist jedoch ein sehr seltenes Element. Es ist das seltenste Element der Platinmetalle und wird aus den Rückständen der Platingewinnung extrahiert [Brock86]. ^{96}Ru kommt zu 5% in natürlichem Ruthenium vor. Hochangereichertes ^{96}Ru ist nicht käuflich und existiert nur in geringsten Mengen in einigen Forschungseinrichtungen. Die GSI in Darmstadt hat sich in den letzten Jahren um größere Mengen ^{96}Ru bemüht, da es in Zukunft bei der Erzeugung von superschweren Elementen eine Rolle spielen könnte. Unter der Auflage, keine messbare Menge zu verlieren, stellte uns die GSI ihre gesamte Menge ^{96}Ru von 34.67 mg zur β -Zerfallsmessung zur Verfügung.

Die 34.67 mg ^{96}Ru wurden zu einer 1.5 mm großen Kugel geschmolzen und zwischen zwei Tantalplatten mit einer 1.3 mm großen Bohrung eingeklemmt. Da die Kölner Standardtargets eine Größe von 50 mal 100 mm haben, konnten die üblichen Fokussierelemente für Standardtargets nicht benutzt werden, sondern es musste eine Blende erzeugt werden, die eine Öffnung von nur 1 mm aufweist. Der Strahlfleck des Projekttilstrahls des Kölner Tandembeschleuniger hat eine Größe von ca. 0.5 mm und er hat Positionsabweichungen durch Abbrand der Quelle von ca. 2 mm. Dies erforderte erhöhte Aufmerksamkeit bei allen Experimentbeobachtern und wiederholtes Fokussieren während des Experiments.

Der Aufbau des Spektrometers und der Pulsung war analog zu der des ^{64}Zn -Experimentes (siehe Abschnitt 3.2.1 auf Seite 14). Während dieser Messung ist jedoch der Detektor 8 (siehe Abbildung 3.5 auf Seite 14) ausgefallen, so dass die Auswertung mit neun Detektoren stattfinden musste. Es wurden auch hier neben den Daten des β -Zerfalls auch die Daten der Anregung bei eingeschaltetem Strahl aufgezeichnet. Die Energie der Protonen wurde nach der EVAPOR-Rechnung Tabelle 10 auf Seite XII auf 15 MeV festgelegt. Testexperimente fanden nicht statt, weil die Energie des anregenden Strahls nur indirekte Auswirkungen auf die Spektren des β -Zerfalls hat. Der Zeitverlust durch die Tests wäre deshalb größer als der Gewinn an angeregtem ^{96}Ru bei optimaler Energieauswahl. Es wurde ein Strahlstrom von ca. 1 nA gewählt. Damit wurden Zählraten der Detektoren von ca. 25 kBq während der Aktivierung und ca. 5.5 kBq während der Messung aufgezeichnet. Die Koinzidenzzählrate während der 212 Messstunden betrug ca. 2 kBq, die Koinzidenzen wurden auf 14 Magnetbänder mit jeweils 5 GB Datenplatz aufgenommen.

Das $^{94}\text{Mo}(\alpha, 2n)^{96}\text{Ru}$ Experiment Nach der Auswertung obiger Experimente festigte sich die Annahme mehrerer Zustände gemischter Symmetrie in ^{96}Ru . Um diese neuen Ergebnisse in das IBM einbinden zu können, fehlten für einige Zustände Lebensdauern, die für die Berechnung von Übergangsstärken relevant sind.

Aus den Experimenten an ^{94}Mo [Fran00] war bekannt, dass die Bestimmung von Lebensdauern empfindlich von der Geschwindigkeit der Rückstoßkerne abhängt. So

war eine DSAM-Bestimmung von Lebensdauern (siehe Abschnitt 3.3.5 auf Seite 32) bei der Reaktion $^{91}\text{Zr}(\alpha, n)^{94}\text{Mo}$ bei 15 MeV erfolgreich, während sie bei 12 MeV trotz höher angereichertem Target scheiterte.

Die Testmessung der Reaktion $^{95}\text{Mo}(^3\text{He}, 2n)^{96}\text{Ru}$ hat gezeigt (siehe Tabelle 3.1), dass eine Erhöhung der Energie von 13.5 MeV auf 16 MeV oder 20 MeV mit starken Nebenreaktionen verbunden ist. Damit war dieser Weg ausgeschlossen, da die Intensität der Spektren nicht schwächer werden durfte. Deshalb wurde ein neuer Test mit der Reaktion $^{94}\text{Mo}(\alpha, 2n)^{96}\text{Ru}$ durchgeführt.

Nach der EVAPOR-Rechnung in Tabelle 9 auf Seite XI wurde die Energie bei 24 MeV und 20 MeV getestet. Bei einem 24 MeV α Projektil ist die Geschwindigkeit des Rückstoßkerns¹ $v/c \sim 0.45\%$, während sie bei einem 13.5 MeV ^3He Projektil $v/c \sim 0.3\%$ beträgt. Diesem Gewinn der Rückstoßenergie steht die Zunahme des übertragenen Spins von $8\hbar$ anstatt $5\hbar$ gegenüber. Mit dieser höheren Strahlenergie werden die Niedrigspinniveaus bei hohen Energien weniger bevölkert.

Die Testmessung hat gezeigt (siehe Abbildung 3.9 auf der nächsten Seite), dass die Reaktion $^{94}\text{Mo}(\alpha, 2n)^{96}\text{Ru}$ nicht geeignet ist, um bessere Lebensdauern zu bestimmen. Zwar werden Lebensdauerereffekte von bekannten Übergängen deutlicher, die neuen, schwachen Übergänge von hochenergetischen Niedrigspinniveaus sind jedoch nicht sichtbar.

3.3 Datenanalyse

Die Datenanalyse ist der zeitaufwändigste Teil einer γ -Spektroskopie Messung. Die Qualität der Daten erlauben einen Fehler der Energie von weniger als 0.01% und in der Ansprechwahrscheinlichkeit von 5%. Dafür sind jedoch aufwändige Eichungen nötig, die in diesen Messungen jeweils einen Monat gedauert haben. Erst dann kann mit der Umsortierung der in zeitlicher Reihenfolge auf dem Band stehenden Daten in Energie- und Zeithistogramme (sog. Spektren bzw. Matrizen) begonnen werden (Abschnitt 3.3.1). Mit den sortierten Daten findet dann die Zuordnung der Energieübergänge zu den jeweiligen Kernniveaus statt (Abschnitt 3.3.2). Daraufhin werden die Kernniveaus und Energieübergänge über Intensitätsvergleiche auf weitere Eigenschaften wie Lebensdauern in Abschnitt 3.3.5, Spins und Multipolmischungsverhältnisse in Abschnitt 3.3.4 untersucht.

¹Die Geschwindigkeit der Rückstoßkerne wird von EVAPOR nicht exakt berechnet, da der Energieverlust durch die Reaktion nicht berücksichtigt wird. Zudem muss zur exakten Berechnung die mittlere Geschwindigkeit der Projektile bei der Reaktion nach teilweiser Abbremsung im Target und nicht die Energie des Strahls im Vakuum verwendet werden. Für einen Vergleich bei ähnlichen Reaktionen bieten diese Werte jedoch einen guten Anhaltspunkt.

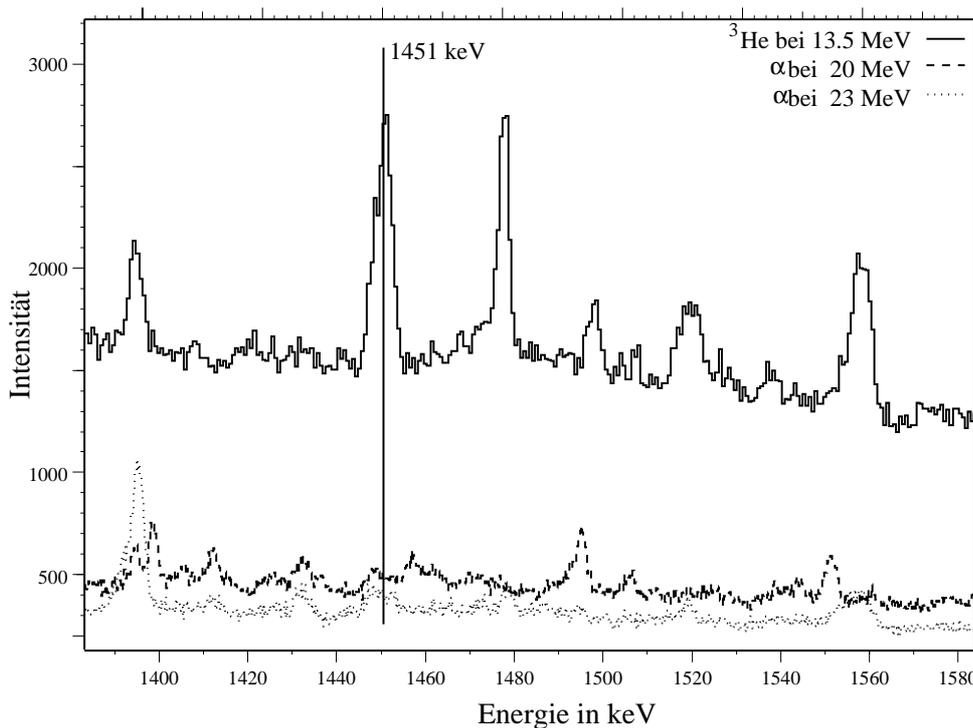


Abbildung 3.9: Vergleich der Spektren der $^{94}\text{Mo}(\alpha, 2n)^{96}\text{Ru}$ -Testmessung bei 20 MeV und 23 MeV zu dem Spektrum der $^{95}\text{Mo}({}^3\text{He}, 2n)^{96}\text{Ru}$ Messung bei 13.5 MeV. Es wurde jeweils derselbe Detektor unter Rückwärtsrichtung eine Stunde lang betrachtet. Bei dem 23 MeV α -Strahl trat das ^{96}Ru -Spektrum deutlich hervor. Leider wurden überwiegend Yrast-Zustände bevölkert. Hochenergetische Linien mit niedrigem Spin, wie hier der 2_3^+ bei 2284 keV mit dem Zerfall über 1451 keV wurden kaum bevölkert. Bei 20 MeV wurde der Kern ^{96}Ru wie von EVAPOR vorhergesagt, insgesamt schlechter bevölkert.

3.3.1 Aufbereitung der Daten aus dem Experiment

Die in den Experimenten verwendeten Detektoren liefern Energie und Zeitinformationen des einfallenden γ -Quants. Diese Zeitsignale werden zur Festlegung der Gleichzeitigkeit zweier γ -Quanten benötigt. Die Energiesignale müssen zur Aufzeichnung zuvor mit einem Analog-Digital-Converter (ADC) in ein digitales Format gebracht werden. Die verwendeten ADC's wandeln Spannungen von bis zu 5 V in einen digitalen Wert von 0 bis 2^{13} (teilweise 2^{14}) um. Zuvor müssen deshalb die Detektorsignale mit einem Hauptverstärker von einigen mVolt auf einige Volt umgewandelt werden.

Die 13 Bit bzw. 14 Bit großen Energiewerte werden als 16 Bit Zahlen auf Band geschrieben. Die zusätzlichen 2 Bit wurden im β -Zerfall zur Markierung der Anregung bzw. der Off-Beam Aufzeichnung verwendet. In den In-Beam Spektren wurden so erkannte Mehrfachtreffer eines Detektors (sog. *Pile-Up* Signale) gekennzeichnet. Der genaue Aufbau der Elektronik kann in der Doktorarbeit von H. Tiesler [Tie99] nachgelesen werden.

Energieeichung Die Ausgangsspannungen der Hauptverstärker sind so gewählt, dass der Maximalbereich des ADC's ausgenutzt wird. Der Ausgangswert des ADC's (sog. Kanal) wird deshalb anhand von Literaturwerten kalibriert. Als Eichquelle wurde ^{226}Ra verwendet. Diese Quelle hat bekannte, innerhalb von einer Stunde mit ausreichender Statistik verfügbare Übergangsenergien bis zu 2.4 MeV mit gut bekannten relativen Intensitäten. In den β -Zerfallsmessungen stand zudem noch eine ^{56}Co Quelle zur Verfügung. Hierbei reicht der Bereich der Eichlinien bis zu einer Energie von 3.5 MeV. Diese Quelle hat jedoch den Nachteil einer Halbwertszeit von 72 Tagen, so dass diese Quelle nicht dauerhaft zur Verfügung steht.

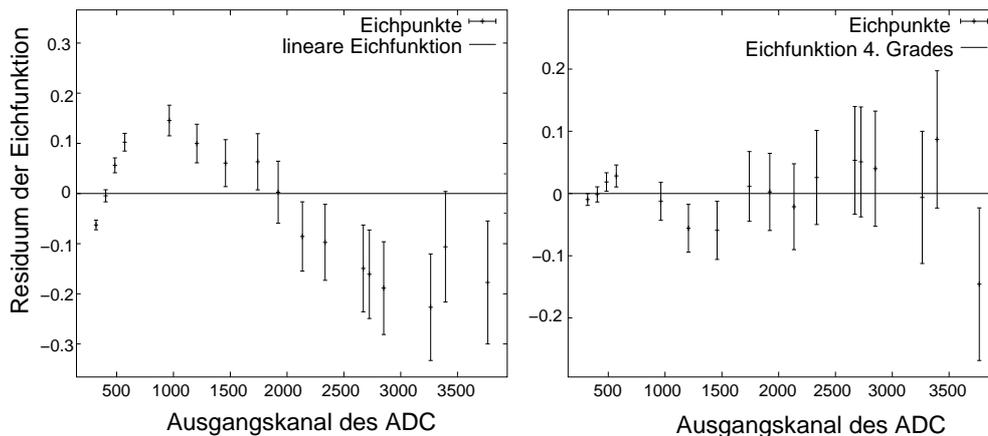


Abbildung 3.10: Abweichungen der Eichfunktion von den gemessenen Eichlinien der ^{226}Ra Quelle. Es werden hier exemplarisch die Eichfunktion und die Eichpunkte des Mittelsegments des CLUSTERS bei der (^3He , 2n)-Messung betrachtet. Im linken Bild erkennt man starke Abweichungen der Eichlinien von der linearen Eichfunktion. Im rechten Bild wurde deshalb eine Eichfunktion vierten Grades gewählt. Somit liegt der Fehler der Energieeichung bei unter 0.01%.

Zur Eichung wurde ein Polynom 4. Grades gewählt. Eine lineare Eichung ist bei der Extrapolation über den Bereich der Eichpunkte hinaus zuverlässiger, wie man jedoch in Abbildung 3.10 erkennen kann, lies sich dies bei diesem experimentellen Aufbau jedoch nicht verwirklichen. Zudem waren Übergangsenergie von mehr als 3.5 MeV nicht von Interesse.

Runshifts Aufgrund von Schwankungen der Temperatur und der Luftfeuchtigkeit ist die aufwändige und empfindliche Elektronik nicht in der Lage, die Verstärkungseinstellungen über mehrere Tage konstant zu halten. Deshalb werden die Daten in stündlichen Messeinheiten gesammelt und weggeschrieben. Die Abweichungen, die es pro Stunde gibt, können mit den Messspektren korrigiert werden. Diese Korrekturen werden *Runshifts* genannt. Dazu wurden zwei Programme mit unterschiedlichem Ansatz gewählt. AUTOSHIFT [WiWi95] bringt die Spektren der Messruns zu einer Flächenüberdeckung, AUTOSHIFT_BS sucht die stärksten Peaks in einem Spektrum und legt

durch diese eine Gerade. AUTOSHIFT_BS basiert auf den Funktionen des Programms BS_VISUS [Sa00] zur Energiekorrektur von Lebensdauerspektren. Trotz zweier unterschiedlicher Ansätze waren beide Programme nicht in der Lage, alle Energiesprünge der Detektoren in ausreichender Genauigkeit zu kompensieren. Deshalb war es nötig, zwischen beiden Methoden zu springen und in einzelnen Fällen Runshifts per Hand zu tätigen. Alle Runshifts konnten mit einer linearen Eichung bewältigt werden.

Eichung der detektorspezifischen Ansprechwahrscheinlichkeit Die Eichung der Ansprechwahrscheinlichkeit, der sog. *Efficiency*, ist für die Bestimmung von Verzweigungsverhältnissen und Multipolmischungsverhältnissen essentiell. Zum einen unterscheiden sich die verschiedenen Detektortypen sehr stark in der Ansprechwahrscheinlichkeit, zum anderen ist die Ansprechwahrscheinlichkeit eines Detektors sehr stark abhängig von der Energie des einfallenden γ -Quants. Die Umwandlung des Photons in elektrische Signale erfolgt im Detektor über den Photoeffekt, die Paarerzeugung sowie die Comptonstreuung, zudem wird durch Abschirmung der niederenergetischen Röntgenstrahlung die Ansprechwahrscheinlichkeit der Detektoren modifiziert.

Aus diesem Grund gibt es zur Bestimmung der Ansprechwahrscheinlichkeit nur empirische Eichfunktionen. Folgende Funktionen haben sich in der Vergangenheit als sinnvoll erwiesen:

$$\epsilon(E_\gamma) = \exp\left(\frac{2}{\pi}(a + b \ln(E_\gamma) + c \ln(E_\gamma)^2)\right) \times \left(\arctan(\exp(d + e \ln(E_\gamma) + f \ln(E_\gamma)^3)) - 25\right) \quad (3.7)$$

$$\epsilon(E_\gamma) = a \exp(-b \ln(E_\gamma - c + d \exp(-e E_\gamma))) \quad (3.8)$$

$$\epsilon(E_\gamma) = (a E_\gamma + b/E_\gamma) \cdot \exp(c E_\gamma + d/E_\gamma) \quad (3.9)$$

Die Gleichungen 3.7 und 3.8 wurden in der Doktorarbeit von I. Wiedenhöver [Wie95] beschrieben. Gleichung 3.8 wird seitdem für Messungen in Köln überwiegend benutzt. Gleichung 3.9 wurde bisher bei Kernresonanzfluoreszenzmessungen benutzt. Bei diesen Messungen hat man einen sehr hohen Untergrund im niederenergetischen Bereich, den man mit Blei abschirmt. Dadurch erhält man im Gegensatz zu den ersten Eichfunktionen ein sehr breites Maximum.

Bei der Messung des β -Zerfalls zu ^{96}Ru wurden aufgrund der unterschiedlichen Detektoren vor den Detektoren mit 60% Ansprechwahrscheinlichkeit einige 1 bis 2 mm Dicke Blei- und Cadmiumabsorber aufgebaut. Dies führt dazu, dass diese Detektoren einen Verlauf der Ansprechwahrscheinlichkeit wie in Abbildung 3.11 auf der nächsten Seite zeigen, dessen Breite des Maximums zwischen der Eichung aus Gleichung 3.8 und der Eichung für KRF-Messungen aus Gleichung 3.9 liegt. Mit beiden Eichfunktionen gelang es nicht, den Verlauf der Eichpunkte für diese Detektoren nachzuvollziehen. Deshalb wurde eine modifizierte KRF-Eichfunktion eingeführt:

$$\epsilon(E_\gamma) = (a E_\gamma + b/E_\gamma) \cdot \exp(c E_\gamma + d/(E_\gamma)^e) \quad (3.10)$$

Diese Funktion ist in der Lage, alle verwendeten Detektoren mit ^{226}Ra im Bereich bis 2.4 MeV zu eichen. Da die Formel analytisch sehr einfach aufgebaut ist, ist die χ^2 -

Anpassung der Parameter leichter durchzuführen als bei den Funktionen 3.7 und 3.8. Leider neigt diese Funktion zu einem starken Abfall nach dem letzten Eichpunkt. Dies trifft auf die Ansprechwahrscheinlichkeit der Detektoren nicht zu. Deshalb ist von einer Extrapolation der Ansprechwahrscheinlichkeit bei Benutzung dieser Funktion abzuraten.

Zur Überprüfung der Zuverlässigkeit dieser Funktion wurde die vorher mit der Eichfunktion des Typs 3.8 ausgewerteten Messung teilweise mit der neuen Effizienzeichfunktion durchgeführt. Dazu musste das Programm CORLEONE [WiVo98] zur Berechnung von Winkelkorrelationen sowie weitere Programme zur Berechnung von Effizienzdaten erweitert werden. Die Ergebnisse blieben unverändert.

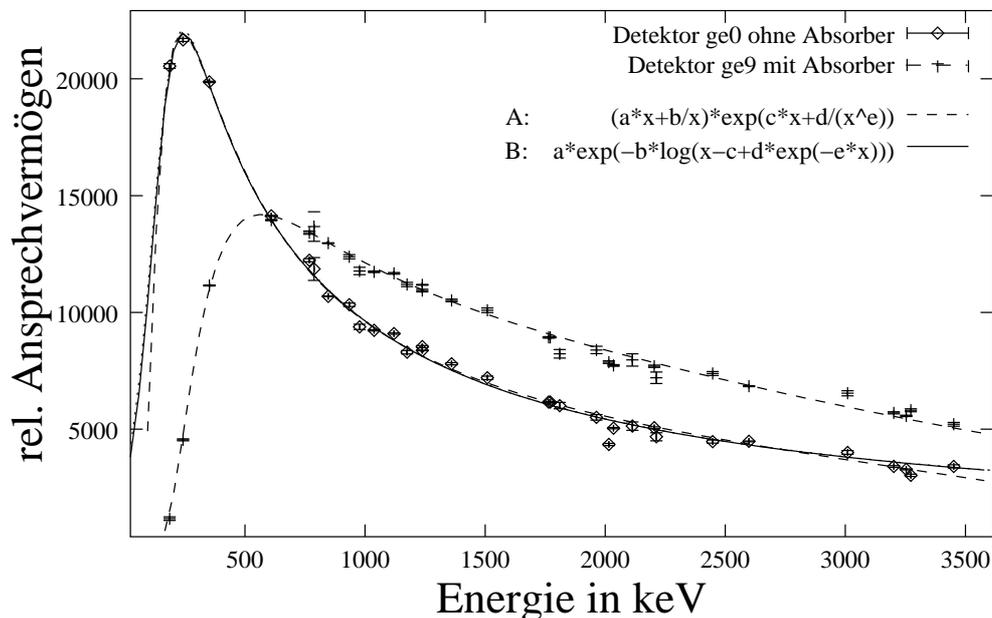


Abbildung 3.11: Eichung der relativen Ansprechwahrscheinlichkeiten für verschiedene Detektoren mit unterschiedlichen Eichfunktionen. Die Eichpunkte stammen aus einer Kombination von ^{226}Ra und ^{56}Co . Ein Detektor ohne Bleiabsorber hat ein scharfes Maximum bei ca. 300 keV. Die Eichfunktion A von I. Wiedenhöver passt die Eichpunkte des Detektors ohne Absorber sehr gut an. Die modifizierte KRF-Eichung B zeigt keine Abweichung im Bereich von 100 keV bis 3200 keV. Bei Energien außerhalb dieses Bereiches wird die Ansprechwahrscheinlichkeit zu gering geschätzt. Der Detektor mit Absorber hat ein breites Maximum bei einer Energie von ca. 600 keV. Deshalb konnten keine geeigneten Parameter für den Eichtyp B gefunden werden, während beim Eichtyp A aufgrund des einfacheren Aufbaus die Parameter ohne manuelle Interaktion mit den vorgewählten Parametern $(a,b,c,d,e)=(0,0,0,0,1)$ gefunden wurden.

Zeitfenster Das Setzen von Zeitfenstern eliminiert die zufälligen Ereignisse aus den vom Sortierprogramm erzeugten Matrizen. Während der Messung wird ein Zeitfenster von 300 ns in der Elektronik gesetzt, in das koinzidente Ereignisse fallen müssen.

Betrachtet man die Zeitspektren (siehe Abbildung 3.12), so erkennt man, dass über 90% der Koinzidenzen in ein Zeitfenster von wenigen Nanosekunden fallen. Dies sind die beim Kernzerfall gleichzeitig emittierten γ -Quanten. Bei den übrigen Ereignissen handelt es sich um zufällige Koinzidenzen. Durch das Setzen eines Zeitfensters auf die echten Koinzidenzen und einem Zeitfenster der selben Breite auf die zufälligen Koinzidenzen erhält man zwei Matrizen. Die erste enthält echte und zufällige Koinzidenzen, das zweite enthält nur die zufälligen Koinzidenzen. Durch Subtraktion der beiden Matrizen erhält man somit eine Matrix ohne zufällige Koinzidenzen.

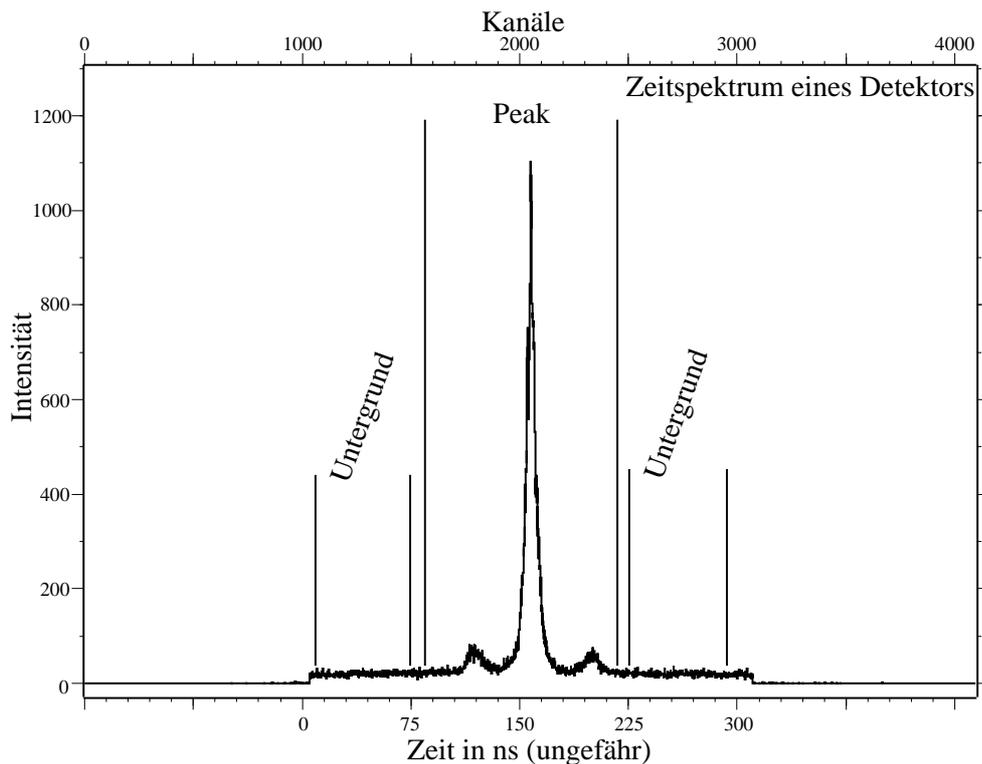


Abbildung 3.12: Zeitspektrum eines Detektors in Relation zu einem zweiten Detektor. Etwa 150 ns nachdem der zweite Detektor das Zeitfenster geöffnet hat, registriert der erste Detektor ein Signal. Über das Peakfenster und die Untergrundfenster können zufällige Koinzidenzen eliminiert werden. Die Breiten der beiden Untergrundfenster müssen dazu insgesamt die Breite des Peakfensters haben.

Sortierprogramme Durch die Tatsache, dass in diesen Experimenten zum ersten Mal in Köln mit mehr als acht γ -Detektoren gemessen wurde, konnten die bisher verwendeten Sortierprogramme nicht genutzt werden. Bei den β -Zerfallsexperimenten kam erschwerend hinzu, dass zum ersten Mal während eines Experiments in Köln durch die Messung der Anregung und des β -Zerfalls zwei zu trennende Datensätze aufgezeichnet wurden. Deshalb wurde für den β -Zerfall ein neues Sortierprogramm X_TWO (10 Detektoren, 2 Messungen) geschrieben. Dieses Programm trennt

die Daten der Anregung und des β -Zerfalls und sortiert Koinzidenz- sowie Korrelationsmatrizen.

Für die Sortierprogramme der ($^3\text{He}, 2n$)-Experimente konnte auf das Programmgerüst durch den Programmgenerator XSCRIPT von A. Fitzler [Fi97] zurückgegriffen werden. Zu dem Zeitpunkt der Auswertung waren in diesem Generator leider noch nicht die Addbackroutinen für den Cluster (siehe Abschnitt 3.2 auf Seite 10) implementiert. Des Weiteren fehlten noch Routinen für das Sortieren von Lebensdauermatrizen. Die Neuimplementierungen wurden auf Grundlage des im Rahmen dieser Arbeit erweiterten Sortierprogramms in den Programmgenerator eingebaut. Mit diesem Sortierprogramm wurden die Koinzidenzmatrix, Korrelationsmatrizen sowie Matrizen zur Auswertung von Lebensdauern erzeugt.

3.3.2 Der Aufbau des Termschemas

Die Koinzidenzmatrizen der Messungen wiesen eine hohe Liniendichte auf. Dies ist für die Matrizen aus dem β -Zerfall in Abbildung 3.13 dargestellt. Die β -Zerfallsmatrizen weisen keine Kontaminationen anderer Zerfälle auf. In der Matrix des $^{95}\text{Mo}(^3\text{He}, 2n)^{96}\text{Ru}$ sind neben den Linien von ^{96}Ru zudem noch Kontaminationen von ^{96}Mo sichtbar. Es wurde von den Termschemata der *Nuclear Data Sheets* für ^{64}Zn [NDSZn64] und ^{96}Ru [NDSRu96] ausgegangen. Neue Niveaus wurden etabliert, wenn mindestens zwei Zerfälle von diesen Niveaus gesehen wurden. Übergänge wurden dann eingeführt, wenn sie von einem bekannten Niveau zerfallen, oder mit einem weiteren Übergang ein neues Niveau bilden. In den kontaminierten Anregungsmatrizen mussten die Übergänge zudem in einer weiteren Matrix gesehen werden, um auszuschließen, dass der Übergang zur Kontamination gehört. Einige Energiekorrekturen innerhalb der Fehler wurden ohne weitere Erwähnung durchgeführt. Die neuen und verbesserten Ergebnisse sind in Tabelle 3.6 auf Seite 36 für ^{64}Zn und in Tabelle 3.7 auf Seite 38 für ^{96}Ru zu sehen.

3.3.3 Ermittlung von Verzweigungsverhältnissen

Die Verzweigungsverhältnisse der Zerfallskanäle wurden, nachdem das Termschema gebaut war, für jeden Zustand bestimmt. Im Fall eines stark bevölkernden Übergangs auf ein Niveau wurde auf das zu diesem koinzidente Spektrum betrachtet. In diesem Spektrum konnten dann nach der Korrektur der Ansprechwahrscheinlichkeit die Zerfallskanäle bestimmt und deren Intensität verglichen werden.

Zu vielen Zuständen, vor allem den Kandidaten gemischter Symmetrie, gab es keinen starken bevölkernden Übergang in dessen Koinzidenz alle Zerfallskanäle sichtbar waren. In diesen Fällen wurden die Koinzidenzspektren aller Zerfallskanäle bestimmt und die Intensitäten der Zerfälle der von diesen Kanälen bevölkerten Niveaus ermittelt. Über die Koinzidenz-Ansprechwahrscheinlichkeit konnte somit auf die Intensität des interessierenden Übergangs geschlossen werden. Bei dieser Methode muss das Problem größerer systematischer Fehler in Kauf genommen werden, da die Breite der Koinzidenzfenster einen Einfluss auf die Verzweigungsverhältnisse nimmt [Wie95].

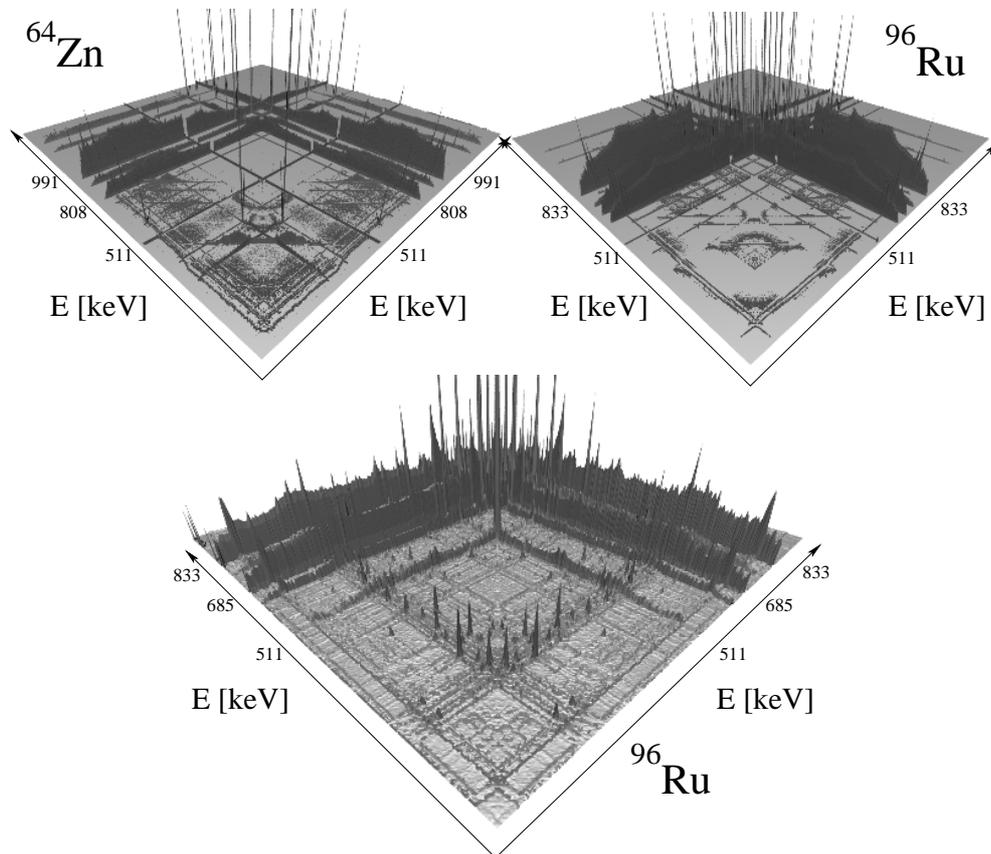


Abbildung 3.13: Dreidimensionale Darstellung der Gesamtmatrizen der ^{96}Ru und ^{64}Zn Experimente. Die oberen Matrizen stammen aus den β -Zerfallexperimenten. Die untere aus dem $^{94}\text{Mo}(^3\text{He}, 2n)^{96}\text{Ru}$ Experiment. Die Statistik der Grundzustandsübergänge in den β -Zerfallsexperimenten ist sehr groß, zudem ist der Untergrund gering. Viele schwache Linien können aufgrund der großen Intensitätsunterschiede in dieser Darstellung nicht erkannt werden. Da im β -Zerfall alle Übergänge koinzident zur Paarvernichtung sind, ist der Peak und der Compton-Untergrund dieser Linie so hoch, dass er alle anderen Linien überdeckt. Aus diesem Grund wurde er in den Matrizen ausgeschnitten. Der Unterschied zwischen den starken und schwachen Linien ist in der In-Beam Matrix nicht so stark ausgeprägt. Deshalb erkennt man erst dort die hohe Liniendichte.

3.3.4 Auswertung von Winkelkorrelationen

Die Messungen an ^{64}Zn und ^{96}Ru wurden durchgeführt, um Zustände gemischter Symmetrie in diesen Kernen zu bestimmen. Neben der Energie, dem Spin und der Parität eines Niveaus sind neben der Lebensdauer der Strahlungscharakter der Übergänge und deren relative Übergangsstärken relevant. Diese wurden mit Hilfe der Winkelkorrelationen bestimmt.

Es gelten die Regeln für die Multipolarität L der emittierten Strahlung beim Übergang von einem Zustand mit Spin J_i zu einem Zustand mit Spin J_f

$$|J_i - J_f| \leq L \leq J_i + J_f,$$

für die magnetischen Quantenzahlen μ

$$\mu = \mu_i - \mu_f$$

und für die Paritätsänderung

$$\begin{aligned} \pi_f &= (-1)^L \pi_i && (EL - \text{Strahlung}) \\ \pi_f &= (-1)^{L+1} \pi_i && (ML - \text{Strahlung}). \end{aligned}$$

Die Übergangswahrscheinlichkeit nimmt von einer zur nächsten Multipolordnung um etwa 4 Größenordnungen ab. Magnetische Multipolstrahlung ist gegenüber elektrischer Strahlung gleicher Multipolarität unterdrückt, so dass $E2$ -Strahlung in der gleichen Größenordnung wie $M1$ -Strahlung liegt. Es genügt daher im Allgemeinen, die Auswertung auf $E1$, $M1$ und $E2$ -Strahlung zu beschränken. Das Multipolmischungsverhältnis beschreibt das Verhältnis der Intensitäten der Strahlungsarten zueinander, die genaue Definition entnehme man Tabelle 3.2.

ΔI	π_f	δ^2	$\delta = 0$	$\delta = \infty$
0	π_i	$\frac{I_\gamma(E2)}{I_\gamma(M1)}$	M1	E2
	$-\pi_i$	$\frac{I_\gamma(M2)}{I_\gamma(E1)}$	E1	-
1	π_i	$\frac{I_\gamma(E2)}{I_\gamma(M1)}$	M1	E2
	$-\pi_i$	$\frac{I_\gamma(M2)}{I_\gamma(E1)}$	E1	-
2	π_i	$\frac{I_\gamma(M3)}{I_\gamma(E2)}$	E2	-

Tabelle 3.2: Auswahlregeln für elektromagnetische Multipolstrahlung. Es werden nur die für diese Auswertung relevanten Strahlungsarten $M1$, $E1$ und $E2$ angegeben.

Die theoretische Beschreibung der $\gamma\gamma$ -Winkelkorrelationen stammt von Krane, Steffen und Wheeler [KrSt70, KrSt73]. In Koinzidenzexperimenten ist die räumliche

Verteilung der Strahlungsintensität W eine Funktion der Winkel θ_1, θ_2 und ϕ , wobei (θ_1, ϕ_1) und (θ_2, ϕ_2) die Polarkoordinaten der an der Koinzidenz beteiligten Detektorrichtungen sind (siehe Abbildung 3.14). Die Winkelverteilung kann mit der Formel

$$W(\theta_1, \theta_2, \phi) = \sum_{\lambda_1 \lambda_2} \alpha_{\lambda_1 \lambda_2} (I_1 \gamma_1 \gamma_2) \cdot H_{\lambda_1 \lambda_2}(\theta_1 \theta_2 \phi)$$

berechnet werden. Die $H_{\lambda_1 \lambda_2}$ -Funktionen beschreiben die Winkelabhängigkeit. Aus den Korrelationskoeffizienten können Spin und Zerfallseigenschaften extrahiert werden.

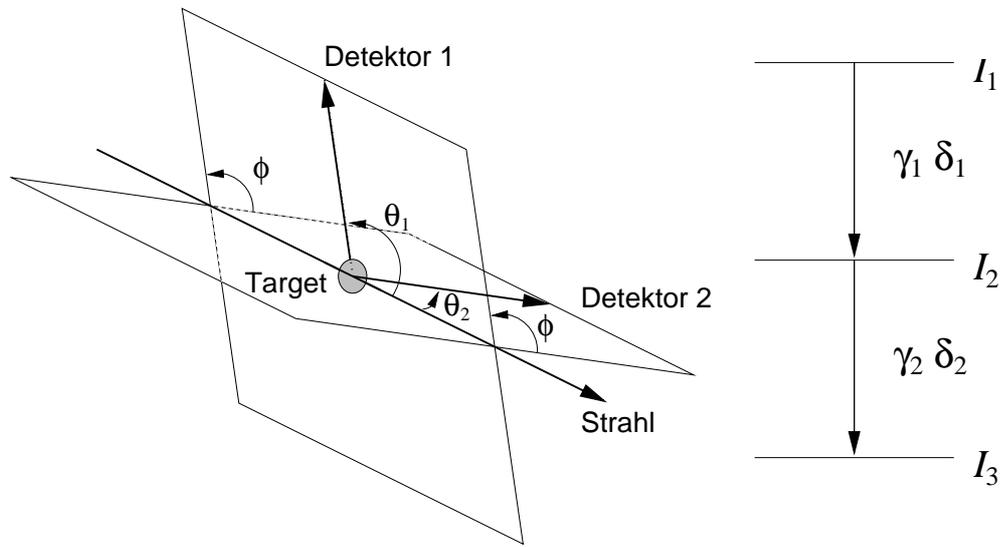


Abbildung 3.14: Beschreibung der Winkel der Detektoren bei der Winkelkorrelation. Rechts sind zusätzlich die Bezeichnungen einer $\gamma\gamma$ -Koinzidenz angegeben.

Die $H_{\lambda_1 \lambda_2}$ -Funktionen bauen sich aus Legendre-Polynomen P_λ auf. Somit gilt nach P. Ekstrom [Eks92]:

$$W(\theta_1 \theta_2 \phi) \sim \sum_{q \geq 0} P_\lambda^q(\cos \theta_1) P_\lambda^q(\cos \theta_2) \cos(q\phi)$$

Damit sind folgende Winkelkombinationen gleich:

$$\begin{aligned} W(\theta_1, \theta_2, \phi) &= W(\theta_1, \theta_2, -\phi) \\ W(\theta_1, \theta_2, \phi) &= W(180^\circ - \theta_1, 180^\circ - \theta_2, \phi) \\ W(\theta_1, \theta_2, \phi) &= W(\theta_1, 180^\circ - \theta_2, \phi + 180^\circ) \\ &\quad W(180^\circ - \theta_1, \theta_2, \phi + 180^\circ) \\ W(\theta_1, \theta_2, \phi) &= W(\theta_1, 180^\circ - \theta_2, 180^\circ - \phi) \\ &\quad W(180^\circ - \theta_1, \theta_2, 180^\circ - \phi) \end{aligned}$$

Dies ermöglicht es im Fall von 10 Detektoren im Osiriswürfel, die 90 Detektorkombinationen auf 9 Detektorgruppen zu reduzieren. Die Detektoren im $(^3\text{He}, 2n)^{96}\text{Ru}$ -Testexperiment hatten die Winkel aus Tabelle 3.3. Damit ergeben sich die Detektorkombinationen aus Tabelle 3.4. Für das Experiment mit Cluster sind die Detektoren ge6 und ge9 zu entfernen.

Für jede Detektorgruppe wird eine Energie-Energie-Matrix angelegt, in die alle koinkzidenten Ereignisse einsortiert werden, an denen die Detektoren aus den jeweiligen Detektorgruppen beteiligt waren. Diese Matrizen werden *Winkelkorrelationsmatrizen* genannt.

Detektor	θ_i	ϕ_i
ge0	45°	90°
ge1	45°	-90°
ge2	135°	-90°
ge3	135°	90°
ge4	90°	0°
ge5	90°	180°
ge6	90°	-55°
ge7	90°	125°
ge8	90°	-125°
ge9	90°	55°

Tabelle 3.3: Detektorwinkel im Aufbau mit zehn Detektoren

Gruppe	θ_1	θ_2	ϕ [°]	Detektorpaare
1	45°	90°	90°	(0,1,2,3)⊗(4,5)
2	90°	45°	90°	(4,5)⊗(0,1,2,3)
3	90°	90°	180°	(4:5)(5:4)(6:7)(8:9)
4	45°	135°	180°	(0:2)(2:0)(1:3)(3:1)
5	45°	135°	0°	(0:1)(1:0)(0:3)(3:0)(1:2)(2:1)(2:3)(3:2)
6	90°	45°	35°	(6,7,8,9)⊗(0,1,2,3)
7	45°	90°	35°	(0,1,2,3)⊗(6,7,8,9)
8	90°	90°	35°	(6,7,8,9)⊗(4,5);(4,5)⊗(6,7,8,9)
9	90°	90°	70°	(6,7,8,9)⊗(6,7,8,9);

Tabelle 3.4: Detektorgruppen gleichartiger Detektorkombinationen bei In-Beam Messungen. (a,b,c)⊗(a,d) entspricht den Gruppen (a:d)(b:a,)(b:d)(c:a)(c:d), also alle Kombinationen ohne (a:a).

Im β -Zerfall existiert keine Ausrichtung des Kerns durch den Strahl. Der Kern wird durch den β -Zerfall des Mutterkerns angeregt. Aus diesem Grund ist nur der Relativ-

winkel zwischen den Detektoren relevant. Damit ergeben sich die 4 Detektorgruppen in Tabelle 3.5. Diese Detektorgruppen sind alle symmetrisch.

Gruppe	Relativwinkel	Detektorpaare
1	90°	$(0,2)\otimes(1,3,4,5);(1,3)\otimes(4,5)$
2	180°	$(0:2)(1:3)(4:5)(6:7)(8:9)$
3	55°	$(0,1,2,3,4,5)\otimes(6,7,8,9)$
4	70°	$(6,7)\otimes(8,9)$

Tabelle 3.5: Detektorgruppen gleichartiger Detektorkombinationen bei β -Zerfallsmessungen. Alle Detektorgruppen sind zudem symmetrisch. $(a,b,c)\otimes(a,d)$ entspricht den Gruppen $(a:d)(b:a),(b:d)(c:a)(c:d)$, also alle Kombinationen ohne $(a:a)$.

Jede Gruppe wurde in eine Matrix sortiert. Die Auswertung wurde daraufhin mit dem Programm CORLEONE [Wie97] ausgewertet. Diesem Programm gibt man Efficiency Eichfunktion sowie deren Parameter pro Detektor an. Über die Zählrate der koinzidenten Linien in den einzelnen Gruppen berechnet dieses Programm die Winkelkorrelationskoeffizienten und bestimmt Spin- und δ -Hypothesen der Übergänge.

Leider stimmt die Position des Brennflekes des Strahls nicht immer mit der Position der Eichquelle überein, zudem hat die Eichquelle aus technischen Gründen eine größere Ausdehnung. Aufgrund der starken Kollimierung der γ -Strahlen ändert sich durch die Position des Brennflekes die Ansprechwahrscheinlichkeit. Diese Änderungen der Ansprechwahrscheinlichkeiten werden durch Überprüfung bekannter Übergänge ausgeglichen. In Abbildung 3.15 auf der nächsten Seite ist dies für den β -Zerfall und die In-Beam Messung mit Cluster zu ^{96}Ru bei dem $4 \rightarrow 2 \rightarrow 0$ Übergang zu sehen. Der Cluster hat eine wesentlich größere Effizienz als die anderen Detektoren. Deshalb ist hier die Anpassung sehr schwierig und ein größerer systematischer Fehler muss in Kauf genommen werden. Zudem war es nicht möglich, die Gruppen 8 und 9 mit in die Auswertung aufzunehmen.

3.3.5 Bestimmung von Lebensdauern

Zur Bestimmung von Lebensdauern angeregter Kernzustände wurde die *Doppler Shift Attenuation Methode* (DSAM) [AlFo78, All75, FoWa74] verwendet. Diese Methode beruht auf der Doppler-Verschiebung von γ -Strahlung, die von einem bewegten Kern ausgestrahlt wird. Am Vergleich der Intensitäten der verschobenen Linie zur unverschobenen Linie erkennt man die Wahrscheinlichkeit, in der ein Zustand in der Flugphase zerfällt und somit die Lebensdauer dieses Zustandes. Somit können Lebensdauern von einigen zehn Femto-Sekunden bis zu einigen hundert Femto-Sekunden bestimmt werden. Bei Zuständen gemischter Symmetrie werden Lebensdauern genau in dieser Größenordnung erwartet.

Bei der Reaktion überträgt das Projektil sowohl Energie als auch Impuls auf die Kerne des Targets. Die angeregten Rückstoßkerne strahlen γ -Quanten ab, die vom

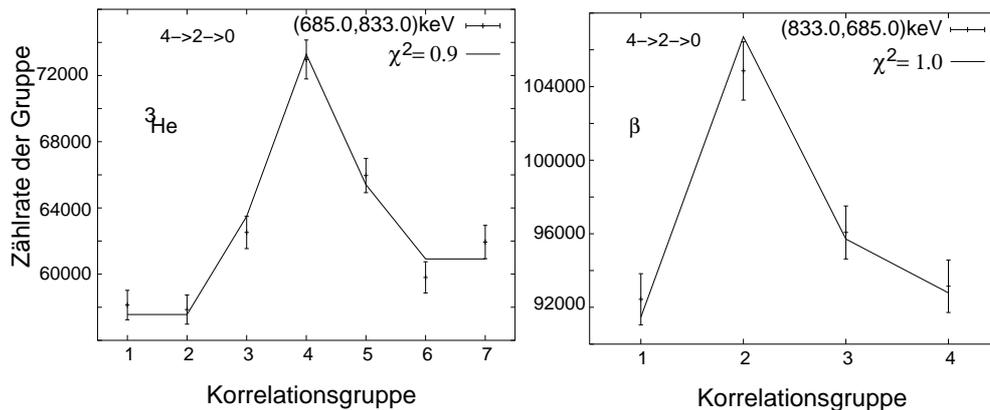


Abbildung 3.15: Corleone-Darstellung der $4 \rightarrow 2 \rightarrow 0$ -Kaskade zur Bestimmung des systematischen Fehlers. Der systematische Fehler wurde so gewählt, dass bei diesen bekannten δ und Spinhypthesen ein $\chi^2 \approx 1$ herauskommt. Des weiteren wurden die Ansprechwahrscheinlichkeit der Detektoren über diese Kaskade bis 5%, bei der Messung mit Cluster aufgrund der Inhomogenität des Spektrometers bis 15% korrigiert.

Detektor als Doppler-verschoben erkannt werden, wenn das Quant noch während der Flugphase ausgesandt wird. Der Zusammenhang zwischen der Doppler-verschobenen Energie E_γ , der Energie des γ -Quants E_γ^0 , der Geschwindigkeit v und dem Winkel des Detektors wird mit der folgenden Formel beschrieben:

$$E_\gamma(E_\gamma^0, v, \theta) = E_\gamma^0 \left(1 + \frac{v}{c} \cos \theta \right)$$

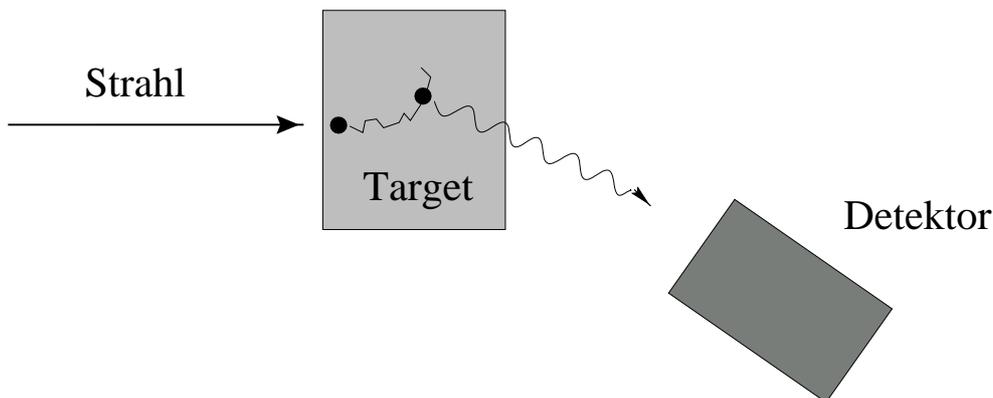


Abbildung 3.16: Darstellung des Messaufbaus zur DSAM-Methode. Der Projekttilstrahl trifft das Target und bildet einen Compound-Kern, der nach Abdampfung einiger Neutronen im Target abgebremst wird. Während der Abbremsung werden γ -Quanten abgestrahlt, die von den Detektoren aufgezeichnet werden.

Sowohl die Geschwindigkeit v als auch der Winkel θ sind, wie in Abbildung 3.16 schematisch zu sehen ist, abhängig vom Abbremsprozess des Rückstoßkerns im Tar-

get. Zur Beschreibung des Abbremsprozesses wurde nach dem in [Petk98] beschriebenen Verfahren vorgegangen. Ausgehend von den Werten der *Stopping Power* von ^{102}Ru in Zr aus [NoSc70] wurde die *Stopping Power* von ^{96}Ru in Mo ermittelt. Die Werte aus [NoSc70] sind theoretisch berechnete Abbremsvorgänge, die die Schalen-Effekte der Atome nicht berücksichtigen. Diese wurden mit Hilfe der Daten von [ZiBi85] korrigiert. Für die in [Petk98] benötigten Parameter der *Stopping Power* nach [LSS63] wurden für das Kernabbremsvermögen in Mo (Bi) $f_n = 0.7$ (0.7), das elektronische Abbremsvermögen $f_e = 0.587$ (0.334) und als Exponent $a = 0.640$ (0.606) ermittelt. Die Detektoren unter 45° bzw. 135° messen somit eine mittlere Energieverschiebung von $\sim 0.2\%$. Die mittlere Abstopzeit betrug 270 ± 90 fs. Nach der Abbildung 3.17 können somit nur Lebensdauereffekte unter 500 fs erkannt werden.

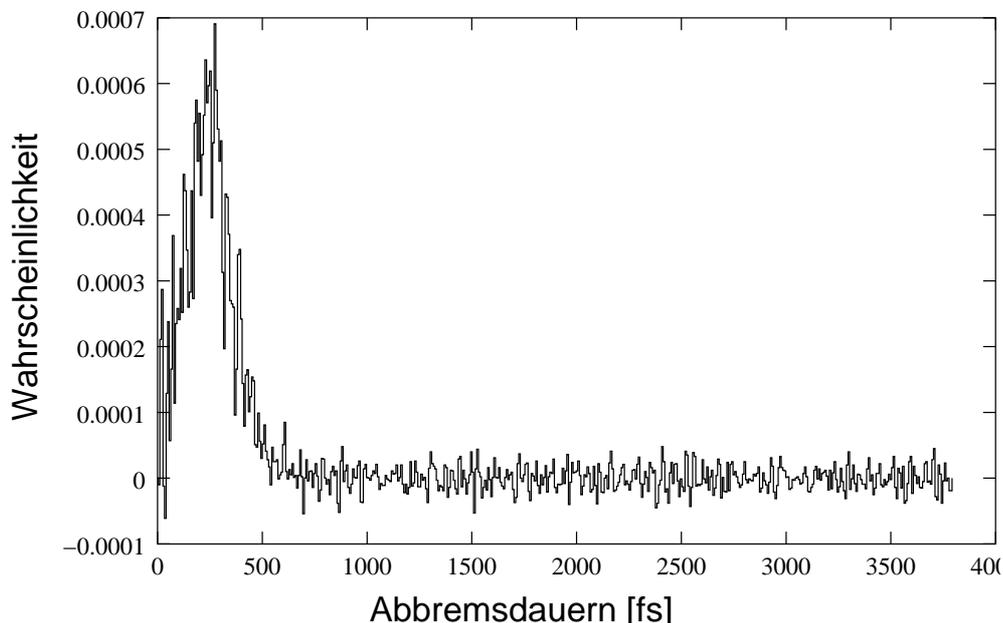


Abbildung 3.17: Berechnung der Abbremszeit von ^{96}Ru im Target mit dem Programm DSTOP [Petk96] und obiger Eingabedatei. Nach 500 fs sind alle Rückstoßkerne im Target vollständig gestoppt. Peaks, bei denen eine Verschiebung zwischen Vorwärts- und Rückwärtswinkel zu erkennen ist, leben somit kürzer als 500 fs.

Die Auswertung der Peaks wurde mit dem Programm DSAM [Petk95] durchgeführt. Dazu müssen für jeden Peak die Parameter Breite, Position, Volumen, Untergrund und Lebensdauer manuell angepasst werden. Mit Hilfe des Erweiterungsprogramms DSAMX2 ist es nun möglich, mit einem Parametersatz für das Programm DSAM alle Parameter bis auf den Untergrund über einen χ^2 -Test zu optimieren. Danach sind manuelle Modifikationen weiterhin möglich.

Die Lebensdauerspektren in Abbildung 3.18 wurden aus Koinzidenzmatrizen bestimmt. Leider war die Bestimmung mit bevölkernden Zuständen aufgrund geringer Statistik der Koinzidenzen nicht möglich. Damit konnte nicht ermittelt werden, wie

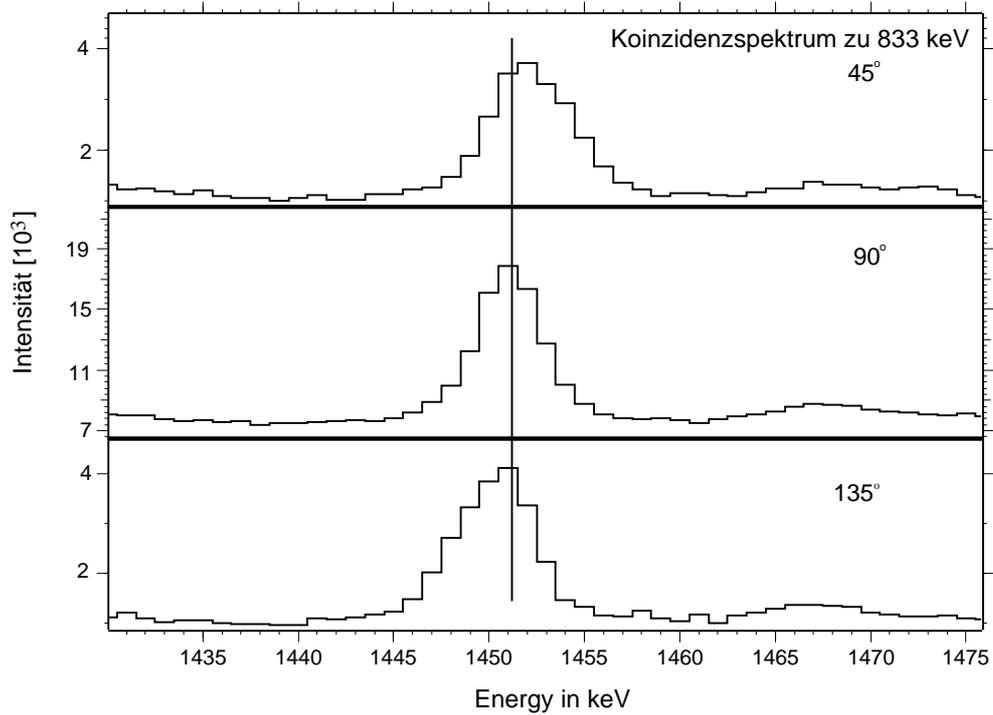


Abbildung 3.18: Dopplerverschobener Peak des 1451 keV-Zerfalls aus dem 2_{ms}^+ -Niveau bei 2284 keV in Koinzidenz zum Zerfall des 2_1^+ zum Grundzustand. Die Detektoren unter Vorwärtsrichtung (45°) sehen einen zu höheren Energien verschobenen Peak, die Detektoren unter Rückwärtsrichtung (135°) sehen den Peak zu niedrigeren Energien verschoben. Die orthogonal zum Strahl stehenden Detektoren sehen eine Peakverbreiterung aufgrund der Winkelauflösung der Detektoren.

schnell ein Kernniveau bevölkert wird. Da die Zeit der Bevölkering die Intensität des verschobenen Peaks mitbestimmt, können ohne Bevölkeringzeit nur obere Grenzen der Lebensdauern ermittelt werden.

3.3.6 Experimentelle Ergebnisse von ^{64}Zn

Tabelle 3.6: Termschema von ^{64}Zn im β -Zerfall. Es wurden fast ausschließlich Niveaus mit $J = 1$ im β -Zerfall bevölkert. Andere Niveaus wurden gesehen, wenn sie von einem der $J = 1$ Niveaus bevölkert wurden. Neue Ergebnisse wurden mit einem Stern * gekennzeichnet. Die übrigen Werte waren bekannt aus Referenz [NDSZn64].

E_{Niveau} (keV)	$T_{\frac{1}{2}}$ (ps)	J_i^π	J_f^π	E_γ (keV)	I_γ	δ ($J_i^\pi \rightarrow J_f^\pi$)
991.5 ₁	1.80 ₄	2 ⁺	0 ⁺	991.5 ₁		
1799.4 ₁	2.0 ₂	2 ⁺	2 ⁺	807.8 ₁	27 ₁	-4.6 ₁
			0 ⁺	1799.4 ₁	100 ₂	
1910.2 ₁	950 ₅	0 ⁺	2 ⁺	111.5 ₂	2.7 ₅	
			2 ⁺	918.7 ₁	100 ₂	
2609.3 ₂	0.20 ₈	0 ⁺	2 ⁺	1617.8 ₁		
3005.6 ₂	0.057 ₈	2 ⁺	2 ⁺	1206.1 ₂	68 ₇	0.6 ₅
			2 ⁺	2014.1 ₂	100 ₁₀	-0.06 ₁₀
			0 ⁺	3005.7 ₃	73 ₁₀	
3186.6 ₁	0.042 ₁₀	1 ⁺	0 ⁺	1276.3 ₂	50 ₃	
			2 ⁺	1387.2 ₁	100 ₅	-0.03 ₂ *
			2 ⁺	2195.1 ₁	82 ₄ *	0.07 ₂ *
			0 ⁺	3186.8 ₃	0.4 ₃ *	
3261.7 ₁	0.4 ₋₂ ⁺⁷	1	0 ⁺	1352.3 ₂	6 ₂ *	
			2 ⁺	1462.4 ₁	13 ₃	
			2 ⁺	2270.2 ₁	100 ₅	0.04 ₂ *
			0 ⁺	3261.6 ₂	7 ₂	
3365.9 ₁	0.023 ₈	1 ⁺	1 ⁺	180.0 ₅ *	0.07 ₂ *	
			2 ⁺	360.6 ₂ *	0.3 ₁ *	
			0 ⁺	756.5 ₁	7 ₁	
			0 ⁺	1455.6 ₁	12 ₂	
			2 ⁺	1566.5 ₁	13 ₂	-0.04 ₃ *
			2 ⁺	2374.3 ₁	46 ₃	-0.14 ₃ *
			0 ⁺	3365.8 ₂	100 ₅	
3425.2 ₁	0.031 ₇	1 ⁺	2 ⁺	419.7 ₁	1.4 ₄ *	0.05 ₄ *
			0 ⁺	1514.9 ₁	3.7 ₅	
			2 ⁺	1625.8 ₁	23 ₂	-0.12 ₅ *
			2 ⁺	2433.7 ₁	12 ₂	0.03 ₄ *
			0 ⁺	3425.1 ₁	100 ₅	
3795.1 ₁		1 ⁺	1	608.6 ₂ *	13 ₂ *	
			2 ⁺	789.4 ₂ *	2.5 ₅ *	
			0 ⁺	1185.7 ₂	7 ₂	
			2 ⁺	1995.8 ₁	100 ₅	-0.09 ₄ *
			2 ⁺	2803.7 ₁	41 ₃	0.00 ₄ *

E_{Niveau} (keV)	$T_{\frac{1}{2}}$ (ps)	J_i^π	J_f^π	E_γ (keV)	I_γ	δ $(J_i^\pi \rightarrow J_f^\pi)$
4454.42	0.0032 ₆	1 ⁺	0 ⁺	3795.12	79 ₄	-0.038 [*]
			0 ⁺	2544.11	19 ₂	
			2 ⁺	2655.11	36 ₃	
			2 ⁺	3463.15	1.7 ₅	
4608.03	(1) [*]	0 ⁺	4454.13	100 ₆		
		2 ⁺	3616.42	100 ₁₀		
		0	4608.55	35 ₅ [*]		
4712.43	(1) [*]	0 ⁺	2103.11	100 ₁₅		
		2 ⁺	2913.5 ₁₅			
5122.72		1 ⁺ [*]	0 ⁺	4711.4 ₁₀	10 ₅	
			0 ⁺	2513.6 ₂ [*]	12 ₃ [*]	
			2 ⁺	3323.3 ₂ [*]	100 ₁₀ [*]	
			2 ⁺	4131.0 ₃ [*]	32 ₅ [*]	
6147.2 ₁₀ [*]	(1) [*]	0 ⁺	5122.3 ₁₀ [*]	4 ₁ [*]		
		2 ⁺	5155.9 ₁₀ [*]	80 ₁₅ [*]		
		0 ⁺	6147.1 ₁₀ [*]	100 ₂₀ [*]		

3.3.7 Experimentelle Ergebnisse von ^{96}Ru

Tabelle 3.7: Vollständiges Termschema von ^{96}Ru bis 3.3 MeV. Oberhalb von 3.3 MeV werden nur neue Zerfälle erwähnt. Ausgehend von den Werten aus [NDSRu96, KhGh98, KhGa99] wurden die Zustände mit Hilfe der $^{96}\text{Ru}(p, n\beta^+\gamma)^{96}\text{Ru}$ -Messung und der $^{95}\text{Mo}(^3\text{He}, 2n)^{96}\text{Ru}$ -Messung verifiziert und in der Spalte *Status* markiert. Neue und bisher nicht genau bestimmte Werte wurden mit einem Stern * gekennzeichnet.

E_{Niveau} (keV)	$T_{\frac{1}{2}}$ (ps)	J_i^π	J_f^π	E_γ (keV)	L_γ	δ ($J_i^\pi \rightarrow J_f^\pi$)	Status
832.61	2.81 ₁₁	2 ⁺	0 ⁺	832.61	100		$\beta, ^3\text{He}$
1518.11	6.99	4 ⁺	2 ⁺	685.51	100		$\beta, ^3\text{He}$
1931.11	0.37 ₆	2 ⁺	0 ⁺	1930.92*	61*		β
			2 ⁺	1098.51	100	-1.11*	$\beta, ^3\text{He}$
2148.81	0.46 ⁺⁶³ ₋₁₈	0 ⁺	2 ⁺	1316.21	100		$\beta, ^3\text{He}$
2149.87	262	6 ⁺	4 ⁺	631.71	100		$\beta, ^3\text{He}$
2283.82	< 0.14*	2 ⁺	2 ⁺	1451.22	100 ₃	+0.123*	$\beta, ^3\text{He}$
			0 ⁺	2283.64	7.510*		$\beta, ^3\text{He}$
2462.11	0.10 ⁺⁵ ₋₃	4 *	4 ⁺	944.11	100		$\beta, ^3\text{He}$
2524.62	< 0.4*	(3 ⁺ , 4 ⁺)	2 ⁺	593.82	7.1 ₂₄		$\beta, ^3\text{He}$
			4 ⁺	1006.72	10.6 ₂₄		$\beta, ^3\text{He}$
			2 ⁺	1692.22	100 ₂		$\beta, ^3\text{He}$
2528.41		(1 ⁺ , 2 ⁺)	2 ⁺	1695.91	100 ₄		-
			0 ⁺	2528.43	30 ₄		^3He
2576.12		2 ⁺ *	2 ⁺	1743.41	100 ₄		$\beta, ^3\text{He}$
			0 ⁺	2576.2 ₃	43 ₄		$\beta, ^3\text{He}$
2579.0 ₃			2 ⁺	647.92	59 ₆	+2.0 ⁺⁶ ₋₅	-
			2 ⁺	1746.52	100 ₈		-
2588.4 ₂	> 2.8	5 ⁻	4 ⁺	1070.41	100	-0.014	$\beta, ^3\text{He}$
2650.0 ₂		3 ⁻ *	2 ⁺	366.34*	5.5 ₅ *		$\beta, ^3\text{He}$
			2 ⁺	718.52	41*		$\beta, ^3\text{He}$
			4 ⁺	1131.92	20 ₂ *		$\beta, ^3\text{He}$
			2 ⁺	1817.51	100 ₁₀		$\beta, ^3\text{He}$
2700.1 ₂		(4 ⁺ , 5)	4	237.72	100		$\beta, ^3\text{He}$
			4 ⁺	1181.6 ₃			^3He
2739.8 ₂	< 0.4*	2 ⁺ *	2 ⁺	455.92*	3.5 ₂ *		$\beta, ^3\text{He}$
			0 ⁺	591.12*	0.21*		β
			2 ⁺	808.4 ₃	100 ₈		$\beta, ^3\text{He}$
			2 ⁺	1907.5 ₃	40 ₂ *		$\beta, ^3\text{He}$
2760.2 ₁	< 0.12*	(4 ⁺ , 5)	4 ⁺	1242.11	100		$\beta, ^3\text{He}$
2793.8 ₂		(5, 6)*	6 ⁺	644.21	100 ₃		$\beta, ^3\text{He}$
			2 ⁺	863.5 ₅	2.8 ₉		-

E_{Niveau} (keV)	$T_{\frac{1}{2}}$ (ps)	J_i^π	J_f^π	E_γ (keV)	I_γ	δ $(J_i^\pi \rightarrow J_f^\pi)$	Status	
2851.42	0.14_{-5}^{+10}	$(2^+, 3)$	4^+	1275.81	67 ₂		$\beta, {}^3\text{He}$	
			2^+	567.02*	82*		$\beta, {}^3\text{He}$	
			2^+	920.65	93*		$\beta, {}^3\text{He}$	
			4^+	1332.83	13.35*		$\beta, {}^3\text{He}$	
			2^+	2018.82	100 ₁₅		$\beta, {}^3\text{He}$	
2891.62	$< 0.20^*$	6^+	6^+	741.91	100		$\beta, {}^3\text{He}$	
2897.73	$< 0.4^*$	3^{+*}	4	435.33*	31*		β	
			2^+	613.83*	20 ₁₀ *		$\beta, {}^3\text{He}$	
			2^+	966.82	100 ₁₂		$\beta, {}^3\text{He}$	
			4^+	1379.53	63 ₁₂ *		$\beta, {}^3\text{He}$	
			2^+	2064.73	20 ₂ *		$\beta, {}^3\text{He}$	
2950.42	20 ₂	8^+	6^+	800.71	100		$\beta, {}^3\text{He}$	
			2155.23	100		—		
2987.83								
2996.42			$(2,3,4)^*$	$(3^+, 4^+)$	471.45	15 ₅		β
					4	533.73*	3.1 ₅	β
	4^+	1479.05			17 ₆	β		
3060.52		$(1..4)^*$	2^+	2163.82	100 ₁₁		$\beta, {}^3\text{He}$	
			2^+	776.83	25 ₇		${}^3\text{He}$	
			2^+	1129.12	100 ₇		${}^3\text{He}$	
			2^+	2228.33	20 ₇		${}^3\text{He}$	
3072.23*			5^-	483.82*	100		${}^3\text{He}$	
3075.92		3^-	$(2^+, 3^-)$	425.85	18 ₂ *		β	
				5^-	487.05	32 ₉		—
				4^*	614.92*	81*		β
				2^+	792.02*			${}^3\text{He}$
				2^+	1144.92	55 ₃ *		β
				4^+	1557.43	100 ₃₅ *		$\beta, {}^3\text{He}$
3076.52			2^+	2244.0*	2.25*		β	
			4^+	1559.05	100		—	
3090.22	$< 0.13^*$		2^+	2257.62	100 ₆		$\beta, {}^3\text{He}$	
0^+			3090.25	6.4 ₂₁		β		
4^+			1648.72	100		$\beta, {}^3\text{He}$		
3166.72			4^+	1692.03	100 ₁₅		$\beta, {}^3\text{He}$	
3210.13			2^+	2377.63	64 ₂₅		$\beta, {}^3\text{He}$	
3232.15				1301.15	100		—	
3261.02		2^+	2^+	1330.5 ₁₀	12		$\beta, {}^3\text{He}$	
			4^+	1743.15	100 ₁₅		β	
			2^+	2428.32	32 ₇		$\beta, {}^3\text{He}$	
			0^+	3261.55	9 ₂		β	

E_{Niveau} (keV)	$T_{\frac{1}{2}}$ (ps)	J_i^π	J_f^π	E_γ (keV)	I_γ	δ ($J_i^\pi \rightarrow J_f^\pi$)	Status
3281.33*			5^-	692.93*	100		^3He
3291.03		7^-	(5,6)	497.44*			^3He
			5^-	703.12	100		$\beta, ^3\text{He}$
3291.62	$< 0.4^*$	4^{+*}	6^+	400.04	36 ₈		$\beta, ^3\text{He}$
			($4^+, 5$)	531.23*	82*		$\beta, ^3\text{He}$
			($3^+, 4^+$)	766.85	56 ₁₁		$\beta, ^3\text{He}$
			4^+	1773.45	44 ₁₄		$\beta, ^3\text{He}$
			2^+	2459.15	100 ₁₄		$\beta, ^3\text{He}$
3377.52		(4,5)		381.53*			β
3706.42				1118.13*			β
4592.63				1230.43*			β
4949.52				1657.74*			β

Kapitel 4

Diskussion

Die Dichte der Zustände bei 3 MeV ist sowohl im Kern ^{64}Zn als auch im Kern ^{96}Ru sehr hoch. Im Niedrigspinternschema liegen in dieser Region mehrere Zustände mit Spin $J^\pi = 0^+, \dots, 4^+$ vor. Deshalb genügen die Signaturen Spin, Parität und Energie nicht, einem Zustand gemischte Symmetrie zuzuweisen, sondern sie können nur Hinweise sein. Wie in Kapitel 2 beschrieben, zeichnen sich Zustände gemischter Symmetrie durch starke $M1$ -Zerfälle zu symmetrischen Zuständen wie den 0_1^+ , 2_1^+ und 2_2^+ aus. Bei Zerfällen zwischen Zuständen gleichen F-Spins sind starke $E2$ -Übergänge zu erwarten.

Experimentell hängen die reduzierten Matrixelemente mit den partiellen monopolen Partialbreiten $\Gamma_{f,\pi\lambda}$ zusammen:

$$\Gamma_{f,\pi\lambda} = 8\pi \frac{\lambda + 1}{\lambda[(2\lambda + 1)!!]^2} \left(\frac{E_\gamma}{\hbar c} \right)^{2\lambda+1} B(\pi\lambda; J_i \rightarrow J_f) \quad (4.1)$$

Die Multipolarität der Partialbreiten ergibt sich aus dem Multipolmischungsverhältnis. Dies ist im Falle von $M1$, $E2$ -Strahlung:

$$\delta^2 = \frac{\Gamma_{f,E2}}{\Gamma_{f,M1}} \quad \text{mit} \quad \Gamma_f = \Gamma_{f,M1} + \Gamma_{f,E2}$$

Auch die Partialbreiten können nicht direkt gemessen werden, sondern müssen über die Verzweigungsverhältnisse I_f und die Gesamtbreite Γ bestimmt werden:

$$\Gamma_f = \Gamma \cdot \frac{I_f}{\sum_k I_k}$$

Die Gesamtbreite folgt aus der Lebensdauer τ über:

$$\Gamma = \frac{\hbar}{\tau}$$

Daraus ergeben sich als experimentelle Signaturen für Zustände gemischter Symmetrie bei Zerfällen zu den symmetrischen Zuständen:

- kurze Lebensdauer: $\tau \approx 100$ fs
- kleines Multipolmischungsverhältnis: $\delta \approx 0.1$

Im Folgenden werde ich auf die einzelnen Signaturen der in Frage kommenden Zustände in ^{64}Zn und ^{96}Ru eingehen.

4.1 Kandidaten für MS Zustände in ^{64}Zn

Im Kern ^{64}Zn wurde schon vor der Messung ein Zustand gemischter Symmetrie vermutet. Der dritte 2^+ -Zustand hatte laut [NDSZn64] eine Lebensdauer von $80(10)$ fs und ein Multipolmischungsverhältnis von $\delta = 0.6(5)$ im Zerfall zum 2_2^+ . Der große Fehler des Verhältnisses δ sollte verringert werden, um die Frage der gemischten Symmetrie zu klären. Da in einem β -Zerfallsexperiment von einem Mutterkern mit $J^\pi = 0^+$ nur Zustände mit Spin $J = 0, 1$ bevölkert werden, konnte der 2_3^+ -Zustand nur indirekt bevölkert werden. Die indirekte Bevölkering dieses Zustands ist jedoch zu schwach, um ein genaueres δ bestimmen zu können.

Desweiteren wurde in diesem Kern nach der *Scherenmode* (*scissors mode*), die den 1_{ms}^+ als Kopplung von $Q_s \cdot Q_{\text{ms}}$ darstellt, gesucht. Der Name *Scherenmode* stammt aus der geometrischen Interpretation im Zwei Rotor Modell [LoPa78]. Neben den starken $M1$ Übergängen zu den symmetrischen Zuständen muss wegen der Vernichtung eines Q_s -Phonons (siehe Abschnitt 2.3.2 auf Seite 7) ein starker $E2$ -Übergang zu dem 2_{ms}^+ Zustand stattfinden.

Wie in Tabelle 3.6 auf Seite 36 zu sehen ist, konnten 2 neue Übergänge von 1^+ Zuständen zu dem 2_{ms}^+ Kandidaten bei 3005 keV gefunden werden. Es war wiederum nicht möglich, die δ 's dieser Zerfälle zu bestimmen.

	$B(E2)/e^2\text{fm}^4$	$B(M1)/\mu_k^2$
$2_3^+ \rightarrow 0_1^+$	13(3)	
$2_3^+ \rightarrow 2_1^+$	0.5(5)	0.036(8)
$2_3^+ \rightarrow 2_2^+$	300(300)	0.08(4)
$1_2^+ \rightarrow 0_1^+$		0.03(1)
$1_3^+ \rightarrow 0_1^+$		0.025(8)
$1_3^+ \rightarrow 2_3^+$	39(39)	0.19(8)
$1_5^+ \rightarrow 0_1^+$		0.09(2)

Tabelle 4.1: Elektromagnetische Übergangsstärken der Kandidaten gemischter Symmetrie in ^{64}Zn

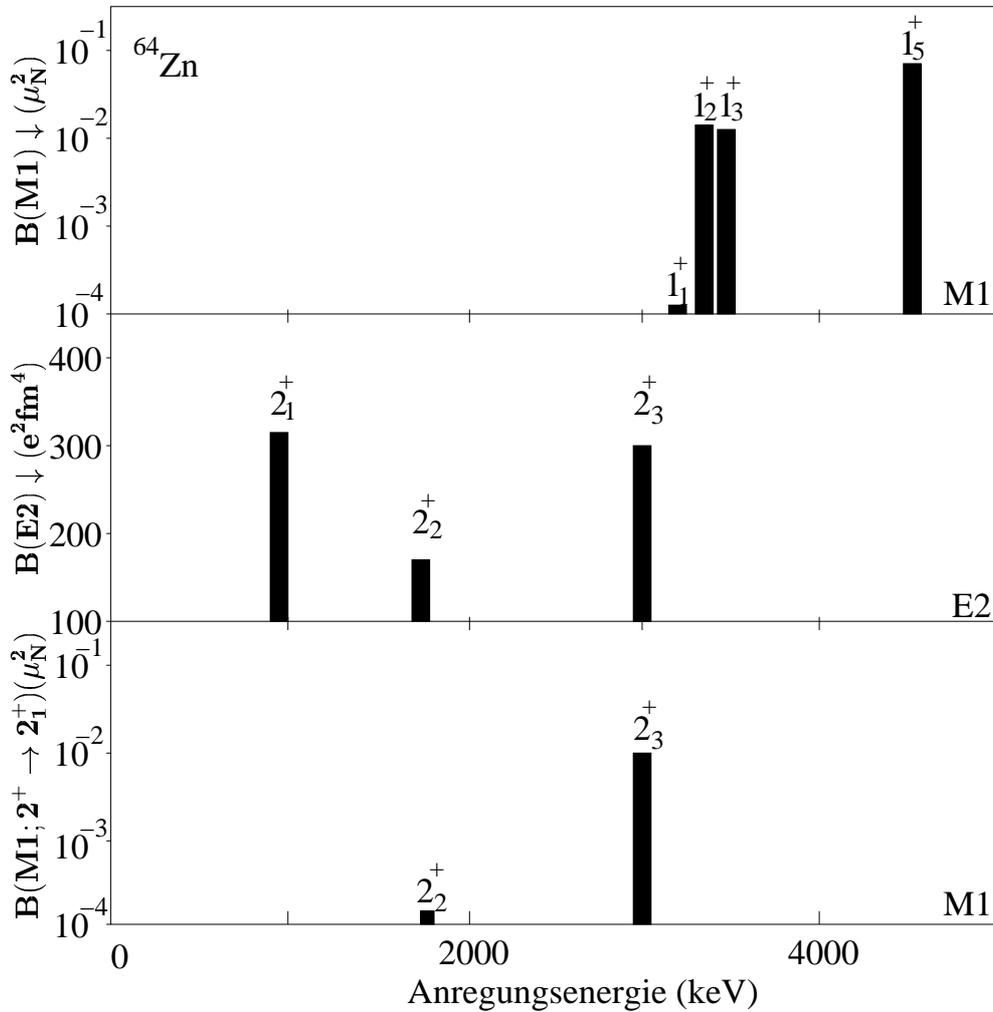


Abbildung 4.1: Gegenüberstellung der elektromagnetischen Übergangsstärken in ^{64}Zn . Der starke $M1$ -Charakter des 2_3^+ -Übergangs zum 2_1^+ -Übergang spricht für eine MS-Zuordnung. Der starke $E2$ -Grundzustandsübergang, dessen $B(E2)$ -Wert fast so groß ist wie der des 2_1^+ zum Grundzustand, widerspricht der Zuweisung gemischter Symmetrie. Die Zustände 1_2^+ , 1_3^+ und 1_5^+ könnten aufgrund ihres starken $M1$ -Übergangs Zustände gemischter Symmetrie sein. Leider sind die Übergangsstärken mit sehr großen Fehlern behaftet, so dass eine eindeutige Zuordnung zu Zuständen gemischter Symmetrie nicht möglich ist.

4.2 Gemischt-symmetrische Zustände in ^{96}Ru

Vor kurzem wurden in ^{94}Mo mehrere gemischt-symmetrische Zustände gefunden. N. Pietralla und C. Fransen waren in der Lage, sowohl den aus einem Q -Phonon bestehenden 2_{ms}^+ , als auch Zustände aus der Kopplung der Q_s - und Q_{ms} -Phononen zu messen und anhand der $B(M1)$ - und $B(E2)$ -Werte zu etablieren [PiFr99, PiFr00, Fran00, Fr01]. Desweiteren war es A.F. Lisetskiy [LiPi00] möglich, den Kern ^{94}Mo im Schalenmodell zu berechnen und die Zustände gemischter Symmetrie im Schalenmodell zuzuordnen. Im Folgenden wird die Zuordnung der Zustände gemischter Symmetrie in ^{96}Ru beschrieben und mit dem gerade-gerade Nachbarkern ^{94}Mo sowie den Theorien verglichen.

4.2.1 Die symmetrischen Q_s -Phonon Zustände

Aus den experimentellen Daten früherer Messungen [NDSRu96] war bekannt, dass der erste 2^+ -Zustand einen starken Zerfall zum Grundzustand hat, und damit die Eigenschaften des kollektiven Q_s -Phononen Zustands erfüllt. Auch für den 4_1^+ und den 0_2^+ -Zustand war dank der bekannten, kurzen Lebensdauern die Kollektivität bekannt. Mit dem verbesserten Multipolmischungsverhältnis $\delta = -1.1(1)$, dem erstmalig gemessenen Verzweigungsverhältnis von $2_2^+ \rightarrow 0_1^+$ und $2_2^+ \rightarrow 2_1^+$ sowie der bekannten Lebensdauer $\tau = 0.37(6)$ ps konnte auch die Kollektivität des 2_2^+ -Zustands wie in Tabelle 4.2 zu sehen ist, bewiesen werden. Damit sind in ^{96}Ru der $Q_s|0_1^+\rangle$ und alle Mitglieder des $Q_s Q_s|0_1^+\rangle$ -Multipletts bekannt.

Observable	Einheit	Ergebnis
$B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$	(W.u.)	18.0(6)
$B(E2; 4_1^+ \rightarrow 2_1^+)$	(W.u.)	21(3)
$B(E2; 0_2^+ \rightarrow 2_1^+)$	(W.u.)	> 8
$B(M1; 2_2^+ \rightarrow 2_1^+)$	(μ_N^2)	0.034(8)
$B(E2; 2_2^+ \rightarrow 2_1^+)$	(W.u.)	19(4)
$B(E2; 2_2^+ \rightarrow 0_1^+)$	(W.u.)	0.24(8)

Tabelle 4.2: Übergangsstärken der proton-neutron symmetrischen Zustände. Weisskopfeinheiten (W.u.) ergeben sich durch die Berechnung von $B(E2)/B(E2; \text{theo. Einteilchenzustand})$. $B(E2)$ -Werte in der Größe von mehreren Weisskopfeinheiten zeichnen kollektive Zustände aus.

4.2.2 Der Ein- Q -Phonon Zustand gemischter Symmetrie

Der dritte Zustand mit Spin und Parität $J^\pi = 2^+$ ist als Kandidat für den fundamentalen Baustein der Zustände gemischter Symmetrie mit $F = F_{\text{max}} - 1$ von besonderem Interesse. Das Verzweigungsverhältnis dieses Zustandes konnte im β -Zerfallsexperiment verbessert werden. Das Multipolmischungsverhältnis konnte für den $2_3^+ \rightarrow 2_1^+$ Übergang von $\delta = 0.03(10)$ auf $\delta = 0.12(3)$ wie in Abbildung 4.2 ersichtlich präzisiert werden.

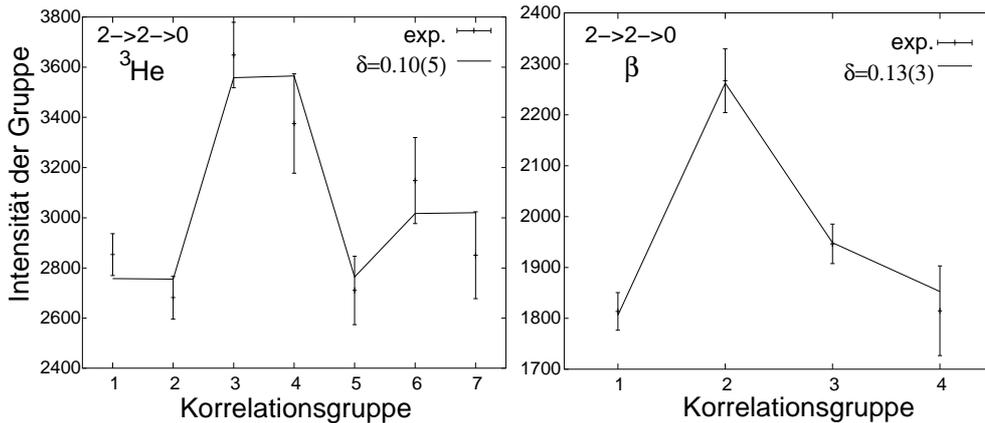


Abbildung 4.2: Bestimmung des Multipolmischungsverhältnisses $\delta(2_3^+ \rightarrow 2_1^+)$ im ^3He -Experiment (links) und im β -Zerfallsexperiment (rechts) über Auswertung der Winkelkorrelation. Die Gruppen sind in Abschnitt 3.3.4 auf Seite 29 beschrieben, die Zählraten in den Gruppen stammen aus den über die Ansprechwahrscheinlichkeit korrigierten Zählraten des Schnitts auf den 833 keV Übergang in Koinzidenz zum 1451 keV Übergang.

Die Lebensdauer dieses Zustands war bisher nicht bekannt. In der DSAM-Analyse aus Abschnitt 3.3.5 auf Seite 32 ist in Abbildung 3.18 sichtbar, dass dieser Zustand eine Lebensdauer unter 300 fs haben muss. Eine genaue Analyse der Lebensdauer ergab eine obere Grenze von $\tau < 120$ fs. Es gelang jedoch nicht, einen stark bevölkernden Übergang mit bekannter Lebensdauer für diesen Zustand zu finden. Deshalb konnte mit der DSAM-Methode nur eine Obergrenze für die Lebensdauer bestimmt werden. Diese Ergebnisse waren jedoch ausreichend, um eine weitere Messung zu rechtfertigen.

N. Pietralla [Pi01] führte im Herbst 2000 am SPEEDY Spektrometer der Yale University ein Experiment durch, in dem er mit einem ^{96}Ru Strahl bei 280 MeV auf ein Kohlenstofftarget schoss. Durch die damit erzeugte Coulombanregung des Strahls konnte in inverser Kinematik der $B(E2; 0_1^+ \rightarrow 2_3^+)$ im Vergleich zum $B(E2; 0_1^+ \rightarrow 2_1^+)$ bestimmt werden. Die voraussichtliche Lebensdauer, die über den $B(E2)$ -Wert ermittelt wird, liegt bei 20(10) fs. Dies lässt auf eine lange Feedingzeit des 2_3^+ Zustands schließen. Da diese Lebensdauer noch nicht endgültig ist, werde ich im Folgenden mit meinen Ergebnissen weiterarbeiten.

$$\begin{array}{l}
B(M1; 2_3^+ \rightarrow 2_1^+) \quad \left| \begin{array}{l} (\mu_N^2) \\ (W.u.) \end{array} \right| > 0.085 \\
B(E2; 2_3^+ \rightarrow 2_1^+) \quad \left| \begin{array}{l} (W.u.) \\ (W.u.) \end{array} \right| > 0.3 \\
B(E2; 2_3^+ \rightarrow 0_1^+) \quad \left| \begin{array}{l} (W.u.) \\ (W.u.) \end{array} \right| > 0.2
\end{array}$$

Tabelle 4.3: Übergangsstärken der Zerfälle des 2_3^+ Zustands. Die Abschätzung der Übergrenzen der Übergangsstärken folgen aus der Lebensdauer $\tau < 120$ fs. Die Untergrenze des $B(M1; 2_3^+ \rightarrow 2_1^+)$ -Wert ist fast einen Faktor 3 größer als der $B(M1; 2_2^+ \rightarrow 2_1^+)$ -Wert aus Tabelle 4.2.

Die Übergangsstärken der Zerfälle des 2_3^+ Zustands sind in Tabelle 4.3 aufgeführt. Die Untergrenze des $B(M1; 2_3^+ \rightarrow 2_1^+)$ -Wertes fast dreimal so groß ist wie die Übergangsstärke $B(M1; 2_2^+ \rightarrow 2_1^+)$. Somit sind für diesen Zustand die theoretischen Vorhersagen der Ein- Q_{ms} -Phonon Anregung erfüllt. Im Folgenden werde ich deshalb diesen Zustand mit 2_{ms}^+ bezeichnen.

4.2.3 Die Zwei- Q -Phononen Zustände gemischter Symmetrie

Durch die Identifikation des durch Q_{ms} angeregten 2_{ms}^+ Zustands bei 2284 keV und die Anregung des durch Q_s angeregten 2_1^+ Zustands bei 833 keV, werden die Zustände des Multipletts aus $Q_s Q_{ms} |0^+\rangle$ bei einer Energie von ungefähr 3 MeV in harmonischer Näherung erwartet. Zudem wird von den Zuständen dieses Multipletts erwartet, dass ein starker $M1$ -Übergang zum 2_2^+ Zustand in der Größenordnung $|\langle J^\pi || T(M1) || 2_2^+ \rangle|^2 \approx 1\mu_N$ und ein starker $E2$ -Übergang zum 2_{ms}^+ Zustand mit einem $B(E2)$ -Wert in der Größenordnung des Zerfalls $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ vorliegen.

Im Energiebereich zwischen 2.6 MeV und 3.2 MeV befinden sich aufgrund des erweiterten Termschemas fünf Zustände, die Zerfälle zum 2_2^+ und zum 2_{ms}^+ aufweisen: Ein $(2^+, 3^-)$ -Zustand bei 2650 keV, ein $(2^+, 3^+)$ -Zustand bei 2740 keV, ein $(2^+, 3)$ -Zustand bei 2851 keV, ein $(3^+, 4^+)$ -Zustand bei 2898 keV und ein Zustand bei 3060 keV ohne Spinzuzuweisung.

Der Zustand bei 3060 keV wurde im β -Zerfall nicht, und in der ${}^3\text{He}$ -Reaktion nur sehr schwach bevölkert. Wegen der Zerfälle zu den $2_{1,2,3}^+$ Zuständen muss der Spin dieses Zustandes zwischen null und vier liegen. Mit Hilfe der Winkelkorrelationsauswertung kann der Spin $J = 0$ widerlegt werden. Seine Zugehörigkeit zu dem $Q_s Q_{ms}$ -Multiplett kann in diesen Experimenten weder bestätigt noch widerlegt werden.

Nach der Korrelationsauswertung des 2650 keV Zustands stellte sich die (2^+) Zuordnung dieses Zustands als unwahrscheinlich heraus (siehe Tabelle 12 und Tabelle 12 auf Seite XIV im Anhang), so dass eine Zugehörigkeit zu den Zuständen gemischter Symmetrie mit $F = F_{\max} - 1$ aufgrund des Spins und der Parität $J^\pi = 3^-$ nicht gegeben ist.

Die weiteren Zustände hatten Spin und Paritätszuweisungen, die der Annahme gemischter Symmetrie nicht widersprechen. Aufgrund des neu gefundenen Zerfalls des 2740 keV Niveaus zu dem 0_2^+ Niveau bei 2149 keV kann die Annahme $J^\pi = 3^+$ für

dieses Niveau verworfen werden, so dass dieser Zustand eindeutig Spin und Parität $J^\pi = 2^+$ hat.

Die Korrelationsanalyse des Zustands bei 2898 keV verlief erfolgreich. Wie in Abbildung 4.3 zu sehen ist, kann die Hypothese mit $J = 4$ verworfen werden, während die $J = 3$ Hypothese eine sehr gute Übereinstimmung mit den experimentellen Werten zeigt. Leider konnte keine eindeutige δ -Hypothese gefunden werden, so dass dieser Wert weiterhin unklar ist.

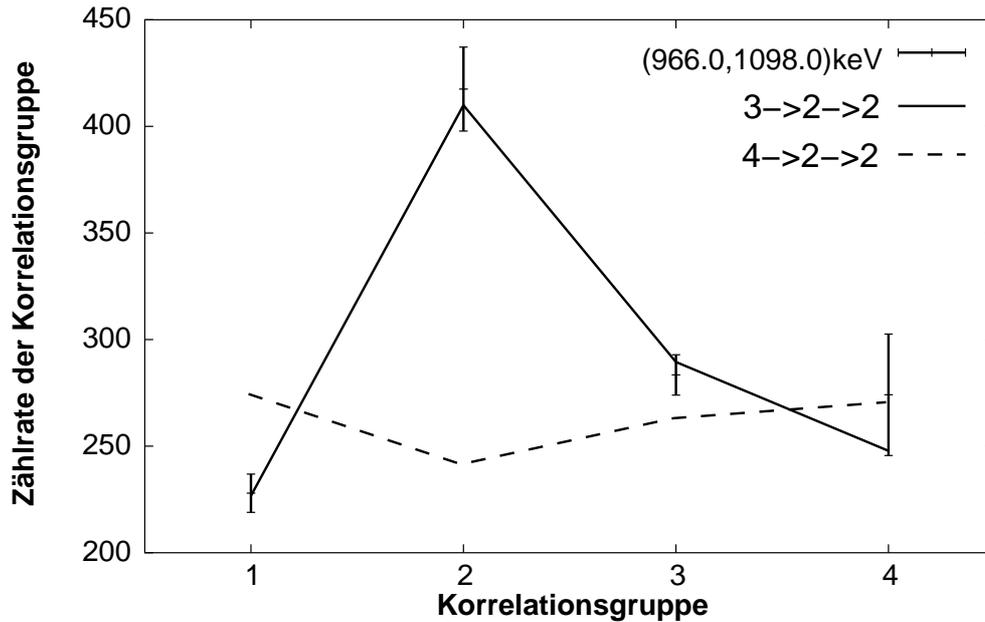


Abbildung 4.3: Spinzuordnung des 3^+ Zustands bei 2898 keV. Die Hypothese eines $J = 4^+$ -Zustands widerspricht den experimentellen Werten. Trotz der sehr guten Übereinstimmung der experimentellen Daten mit der Theorie sind die Werte nicht sensitiv genug zur Bestimmung des Multipolmischungsverhältnisses δ . Hier sind die Ergebnisse des β -Zerfallsexperiments in der Koinzidenz des $3^+ \rightarrow 2_2^+$ Zerfalls zum $2_2^+ \rightarrow 2_1^+$ Zerfalls zu sehen.

Die Lebensdauer des 2851 keV Zustands war mit $\tau = 0.14^{+10}_-5$ ps bekannt. Die Lebensdauern des 2^+ und des 3^+ -Zustands konnten nicht mit der DSAM-Methode bestimmt werden, da die geringe Statistik dieser Übergänge keine Analyse der Linienform zuließ. Eine Doppler-Verschiebung der Linien konnte jedoch qualitativ festgestellt werden. Damit fallen die Lebensdauern in den theoretisch messbaren Bereich der DSAM-Auswertung und somit ist nach Abschnitt 3.3.5 die Lebensdauer dieser Zustände $\tau < 500$ fs.

4.2.4 Vergleich mit dem Nachbarkern ^{94}Mo

Die experimentellen Ergebnisse der Zustände bei 3 MeV mit Spin $0 < J < 4$ sind allein zu schwach, um den Charakter der gemischten Symmetrie eindeutig beweisen oder widerlegen zu können. Die Lebensdauern sind kurz und ein Hinweis für den kollektiven Charakter dieser Zustände. Ohne Multipolmischungsverhältnisse ist es nicht möglich, Übergangsstärken für diese Zustände zu bestimmen. Im Folgenden werde ich deshalb die bekannten Zustände gemischter Symmetrie im Nachbarkern ^{94}Mo mit den Kandidaten aus ^{96}Ru vergleichen.

J_i^π	J_f^π	^{94}Mo			^{96}Ru		
		E_γ (keV)	I_γ (%)	$\tau(J_i^\pi)$ ps	E_γ (keV)	I_γ (%)	$\tau(J_i^\pi)$ ps
2_1^+	0_1^+	871.1(1)	100	4.15(6)	832.6(1)	100	4.1(2)
4_1^+	2_1^+	703.6(1)	100	7.2(10)	685.5(1)	100	10(1)
2_2^+	0_1^+	1864.3(2)	9.7(9)	0.19_{-4}^{+10}	1930.9(2)	6(1)	0.53(9)
2_2^+	2_1^+	933.1(1)	100(1)		1098.5(1)	100(3)	
2_{ms}^+	0_1^+	2067.4(1)	15.1(7)	0.06(1)	2283.6(4)	7.5(10)	< 0.2
2_{ms}^+	2_1^+	1196.2(1)	100(5)		1451.2(2)	100(3)	
$2_{\text{ms}_2}^+$	0_1^+	2870.0(2)	17.3(5)	0.10(2)	2739.8	-	< 0.5
$2_{\text{ms}_2}^+$	2_1^+	1998.9(2)	13.1(6)		1907.5(3)	40(2)	
$2_{\text{ms}_2}^+$	2_2^+	1005.5(1)	100(4)		808.4(3)	100(8)	
$2_{\text{ms}_2}^+$	2_{ms}^+	802.6(2)	26(2)		455.9(2)	3.5(2)	
$(2^+, 3)$	2_1^+				2018.8(2)	100(15)	0.14_{-5}^{+10}
$(2^+, 3)$	4_1^+				1332.8(3)	13.3(5)	
$(2^+, 3)$	2_2^+				920.6(5)	9(3)	
$(2^+, 3)$	2_{ms}^+				567.0(2)	8(2)	
3_{ms}^+	2_1^+	2094.3(1)	37(2)	0.08(3)	2064.7(3)	20(2)	< 0.5
3_{ms}^+	4_1^+	1391.6(1)	63(2)		1379.5(3)	63(12)	
3_{ms}^+	2_2^+	1101.1(1)	100(2)		966.8(2)	100(12)	
3_{ms}^+	2_{ms}^+	898.1(1)	23(1)		613.8(3)	20(10)	

Tabelle 4.4: Vergleich der Zustände gemischter Symmetrie in ^{94}Mo und der Kandidaten in ^{96}Ru . Übergangsenergie E_γ , Verzweigungsverhältnisse I_γ , E2/M1 Multipolmischungsverhältnis δ sowie die Lebensdauer der symmetrischen sowie gemischt-symmetrischen Zustände sind aufgelistet. Der $Q_s Q_s |0_1^+\rangle = |0^+\rangle$ Zustand ist in ^{94}Mo nicht bekannt und kann deshalb nicht verglichen werden. Der $(2^+, 3)$ Zustand bei 2851 keV kann aufgrund des starken Zerfalls zum 2_1^+ nicht als Mitglied des $Q_s Q_{\text{ms}}$ Multipletts etabliert werden.

In Tabelle 4.4 ist die Gegenüberstellung der symmetrischen und gemischt-symmetrischen Zustände aufgelistet. Die symmetrischen Zustände sind in Energie, in der Lebensdauer und der Verzweigungsverhältnisse sehr ähnlich. Der 2_{ms}^+ liegt in ^{96}Ru etwa 200 keV höher als in ^{94}Mo . In beiden Kernen handelt es sich jedoch um den

dritten 2^+ Zustand. Das Verzweigungsverhältnis zum Grundzustand ist in ^{96}Ru geringer, berücksichtigt man jedoch die Fehler des Übergangs zum 2_1^+ mit, so liegen die Verzweigungsverhältnisse in der gleichen Größenordnung. Hieran ist ersichtlich, dass sich die beiden Kerne ^{94}Mo und ^{96}Ru im bosonischen Bild ähnlich sind und somit der Vergleich der $Q_s Q_{ms}$ Zustände aussagekräftig ist.

Bei dem 3_{ms}^+ Zustand in ^{94}Mo handelt es sich wie bei dem 3^+ Zustand bei 2898 keV in ^{96}Ru um den zweiten 3^+ Zustand. Leider existieren in ^{96}Ru tieferliegende Zustände, deren Spin noch nicht zugeordnet werden konnte. Die Energien sowie die Verzweigungsverhältnisse sind sich so ähnlich, dass die Zuordnung des 3^+ Zustands in ^{96}Ru zum $Q_s Q_{ms}$ Multiplett erfolgt. Der Vergleich der 3_{ms}^+ Zustände ist grafisch in Abbildung 4.4 zu sehen.

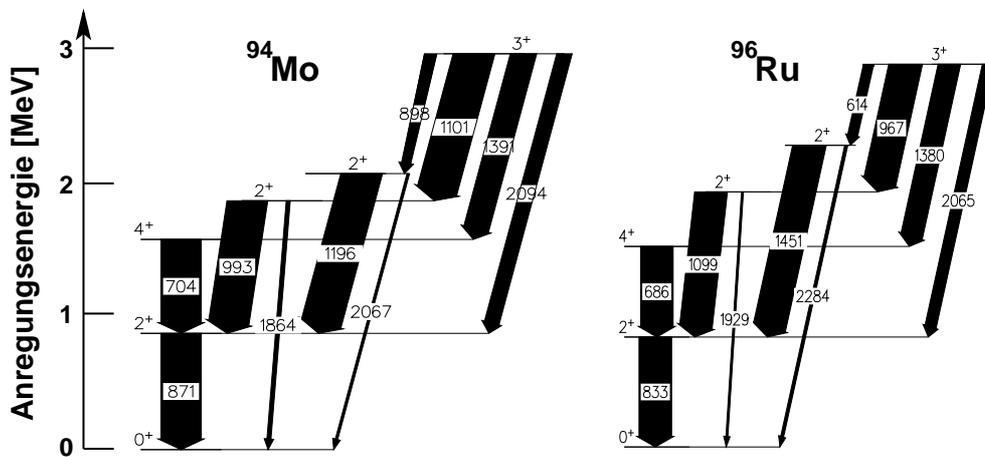


Abbildung 4.4: Vergleich der Energien und Verzweigungsverhältnisse der 3_{ms}^+ Zustände in ^{94}Mo und ^{96}Ru . Die Verzweigungsverhältnisse sind proportional zur Breite der Übergänge.

Der zweite Zustand gemischter Symmetrie mit Spin $J = 2$ in ^{94}Mo zerfällt hauptsächlich zum 2_2^+ -Zustand. Es existieren jedoch auch Zerfälle in den Grundzustand sowie zum 2_1^+ und 2_{ms}^+ . Der einzige Zustand in ^{96}Ru , der ein ähnliches Verhalten zeigt, ist der 2^+ Zustand bei 2740 keV. Der Vergleich dieser beiden Zustände ist in Abbildung 4.5 dargestellt. Der Grundzustandsübergang dieses Zustands in ^{96}Ru konnte nicht beobachtet werden, weil dieser Zustand direkt aus dem Kontinuum bevölkert wurde und die Liniendichte in den Einzelspektren zu hoch war, um einen schwachen Übergang zu sehen. Zudem ist das Verzweigungsverhältnis des 2^+ bei 2740 keV zum 2_{ms}^+ geringer als in ^{94}Mo , da die Energiedifferenz dieser Zustände kleiner ist. Die Übergangsstärke wird aufgrund der Energieabhängigkeit in beiden Kernen in der gleichen Größenordnung liegen. Aus diesen Gründen kann der 2^+ bei 2740 keV dem gemischt-symmetrischen Multiplett $Q_s Q_{ms}$ zugeordnet werden.

In Abbildung 4.6 ist der letzte Kandidat für einen Zustand gemischter Symmetrie, ein $(2^+, 3)$ Zustand bei 2851 keV, dargestellt. Trotz geeigneter Energie und kurzer Lebensdauer zeigt dieser Zustand einen sehr starken Zerfall zum 2_1^+ Zustand auf. Dies

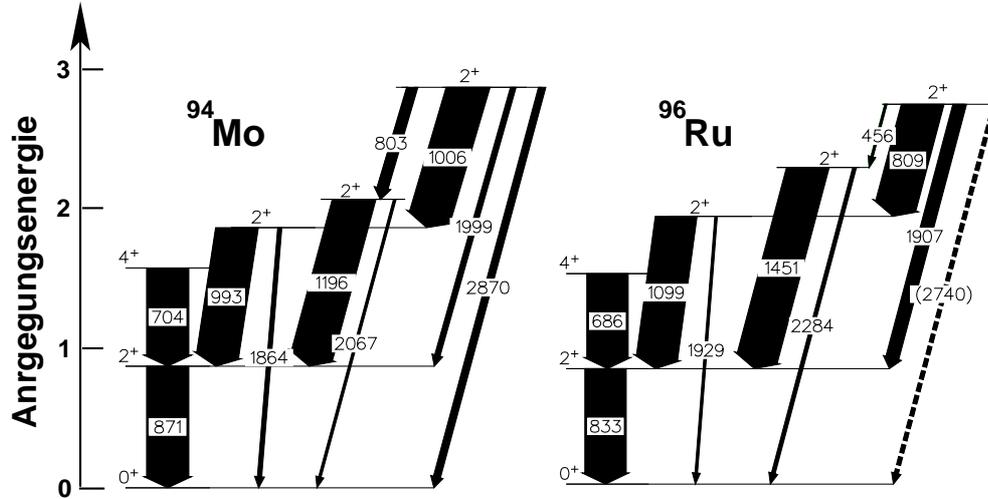


Abbildung 4.5: Vergleich der Energien und Verzweungsverhältnisse der $2_{ms_2}^+$ Zustände in ^{94}Mo und ^{96}Ru . Wegen der hohen Liniendichte der Einzelspektren kann der Grundzustandsübergang des $2_{ms_2}^+$ in ^{96}Ru nicht gefunden werden. Aufgrund der geringen Energiedifferenz zwischen dem $2_{ms_2}^+$ und dem 2_{ms}^+ Zustand in Ruthenium widerspricht das schwächere Verzweungsverhältnis nicht der Annahme ähnlicher Übergangsstärken.

widerspricht den Vorhersagen des IBM-2. Eine Übereinstimmung der "Verzweungsverhältnisse ist weder bei dem $2_{ms_2}^+$ noch dem 3_{ms}^+ in ^{94}Mo festzustellen. Deshalb kann dieser Zustand kein Mitglied des $Q_s Q_{ms}$ Multipletts sein.

4.2.5 Vergleich mit IBM und Schalenmodellrechnungen

Die IBM-2 Rechnung für ^{96}Ru wurde von A. Gade mit dem Programm NPBOS [OtYo85] durchgeführt. Es wurde eine Hamiltonfunktion der Form

$$H = \kappa(Q_\pi + Q_\nu)^2 \quad (4.2)$$

im $O(6)$ -Limit gewählt. Als inerter Core wurde $^{88}_{38}\text{Sr}_{50}$ gewählt. Damit hat der Kern $^{96}_{44}\text{Ru}_{52}$ ein Neutronboson und drei Protonbosonen. Die Parameter zur Berechnung der Übergangsstärken nach Gleichung 2.9 und Gleichung 2.10 auf Seite 6 sind:

$$\begin{aligned} e_\pi &= 10.02 \text{efm}^2 \\ e_\nu &= 4.74 \text{efm}^2 \\ g_\pi &= 0.9 \mu_N \\ g_\nu &= 0 \mu_N \end{aligned}$$

In Tabelle 4.5 sind die Übergangsstärken des ^{96}Ru Experiments und die theoretischen Vorhersagen des IBM-2 aufgelistet. Die Ergebnisse zeigen eine hervorragende

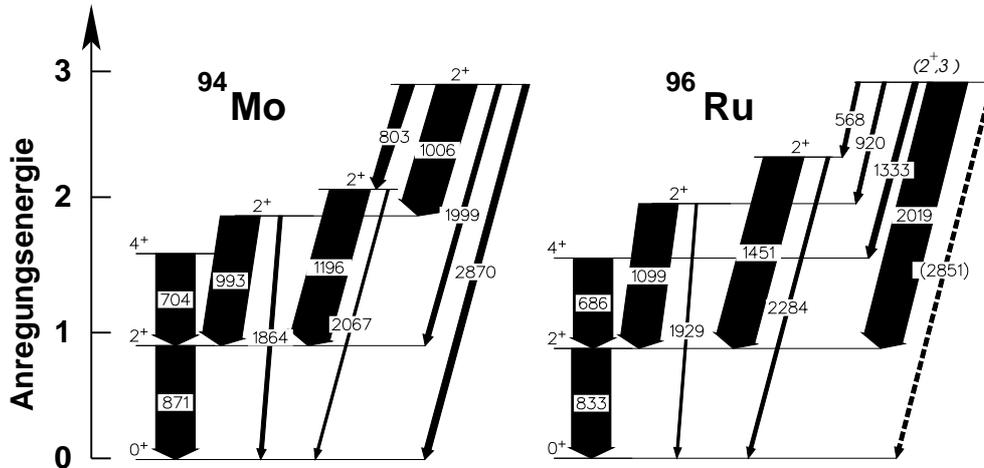


Abbildung 4.6: Vergleich der Energie und Verzweungsverhältnisse des $2^+_{ms_2}$ Zustands in ^{94}Mo mit dem $(2^+, 3)$ Zustand in ^{96}Ru . Der starke Zerfall zum ersten 2^+ Zustand widerspricht der Annahme gemischter Symmetrie. Die Zustände in ^{94}Mo – weder der $2^+_{ms_2}$ Zustand, noch der 3^+_{ms} in Abbildung 4.4 – gleichen diesem Zustand.

Überdeckung. Leider ist das IBM-2 im O(6)-Limit nicht in der Lage, die Energien von ^{96}Ru vorherzusagen. Es ist unter anderem deshalb möglich, dass dieser Kern zum U(5)-Limit gehört. Die Anpassung der Energien und der Übergangsstärken scheint im U(5)-Limit möglich. Zur Zeit beschäftigen sich J. Jolie und A. Gade mit der Lösung dieses Problems [GaJo01].

Observable	Einheit	Experiment	IBM-2
$B(E2; 2^+_1 \rightarrow 0^+_1)$	$e^2\text{fm}^4$	500(25)	484
$B(E2; 4^+_1 \rightarrow 2^+_1)$	$e^2\text{fm}^4$	540(80)	583
$B(M1; 2^+_2 \rightarrow 2^+_1)$	μ_N^2	0.034(8)	0
$B(E2; 2^+_2 \rightarrow 2^+_1)$	$e^2\text{fm}^4$	530(120)	583
$B(E2; 2^+_2 \rightarrow 0^+_1)$	$e^2\text{fm}^4$	3.2(9)	0
$B(M1; 2^+_{ms} \rightarrow 2^+_1)$	μ_N^2	> 0.085	0.26
$B(E2; 2^+_{ms} \rightarrow 2^+_1)$	$e^2\text{fm}^4$	> 6	0
$B(E2; 2^+_{ms} \rightarrow 0^+_1)$	$e^2\text{fm}^4$	> 4	10

Tabelle 4.5: Gegenüberstellung der experimentell ermittelten Übergangsstärken und den Ergebnissen des IBM-2 im O(6)-Limit.

In Anlehnung an die Schalenmodell-Rechnung zu ^{94}Mo [LiPi00] berechnete A.F. Lisetskiy die Zustände und Übergangsstärken von ^{96}Ru . Unter Beibehaltung der Einteilchenenergien konnten viele der Zustände positiver Parität, wie in Abbildung 4.7 zu sehen ist, reproduziert werden.

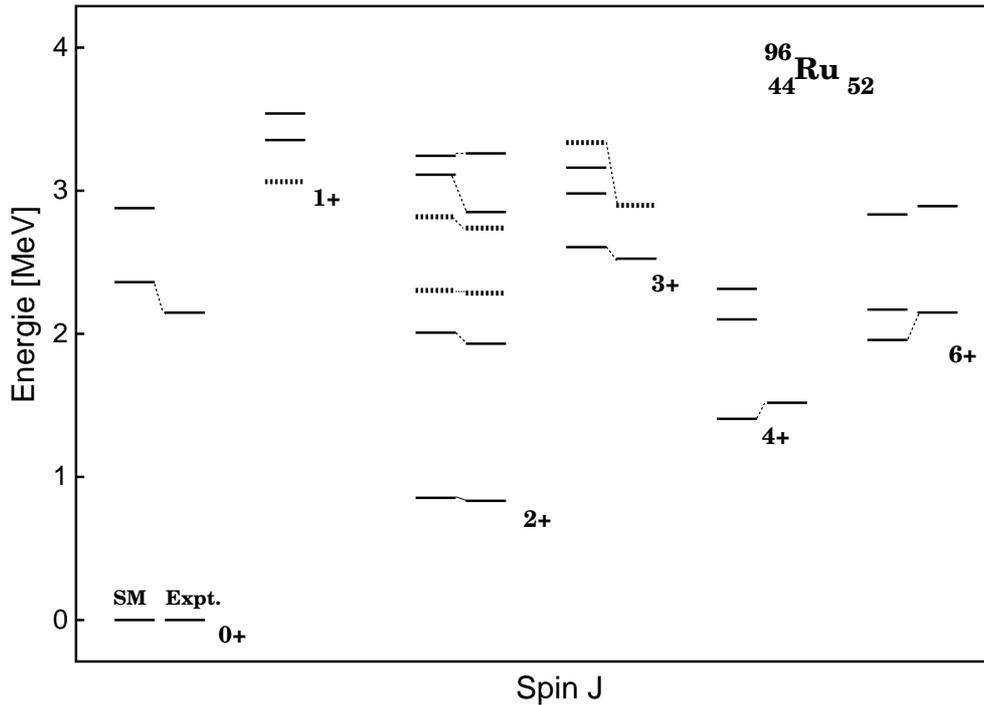


Abbildung 4.7: Vergleich des berechneten und gemessenen Termschemas der $J^+ = 0^+ \dots 6^+$ Zustände in ^{96}Ru . Zustände gemischter Symmetrie sind gestrichelt eingezeichnet.

Zur Bestimmung der $M1$ Übergangsstärken zwischen den Wellenfunktionen des Schalenmodells wurde der magnetische Dipoloperator gewählt, der die Summe der Einkörperterme für den orbitalen Drehimpuls und den Spin darstellt:

$$\mathbf{T}(M1) = \sqrt{\frac{3}{4\pi}} \left(\sum_{i=1}^Z [g_p^l \mathbf{l}_i^p + g_p^s \mathbf{s}_i^p] + \sum_{i=1}^N [g_n^l \mathbf{l}_i^n + g_n^s \mathbf{s}_i^n] \right) \mu_N, \quad (4.3)$$

Die g -Faktoren werden mit Hilfe der freien g -Faktoren und dem *quenching*-Faktor α_q über die Gleichung $g_\rho = \alpha_q g_\rho^{\text{free}}$ bestimmt. Die freien g -Faktoren sind: $g_p^{l,\text{free}} = 1.0$, $g_n^{l,\text{free}} = 0.0$, $g_p^{s,\text{free}} = 5.58$ und $g_n^{s,\text{free}} = -3.82$, mit dem *quenching*-Faktor $\alpha_q = 0.57$. Die $B(E2)$ -Werte berechnen sich aus den Quadrupoloperatoren:

$$\mathbf{T}(E2) = \sum_{\rho=p,n} e_\rho \sqrt{\frac{5}{4\pi}} \sum_i (r_i^\rho)^2 \mathbf{Y}_2(\theta_i^\rho, \phi_i^\rho) \quad (4.4)$$

Für die Berechnung wurden hier die gleichen Parameter für die effektiven Quadrupolladungen gewählt wie in ^{94}Mo : $e_p = 2.32$ und $e_n = 1.0$. Die Ergebnisse dieser Rechnung im Vergleich zu ^{94}Mo sind in Tabelle 4.6 aufgelistet. Um die Zustände gemischter Symmetrie besser vergleichen zu können, wurde den Zerfällen zum 2_2^+ Zustand ohne experimentelle Multipolbestimmung ein dominanter $M1$ Charakter zugeordnet. Alle aufgelisteten Zustände zeigen eine Übereinstimmung zwischen Experiment und Schalenmodellrechnung innerhalb der Fehler. Der 0_2^+ Zustand wurde nicht

Observable	Einheit	Expt.		SM	
		^{94}Mo	^{96}Ru	^{94}Mo	^{96}Ru
$B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$	(W.u.)	16.0(6)	18.0(6)	16.5	21.1
$B(E2; 4_1^+ \rightarrow 2_1^+)$	(W.u.)	26(4)	21(3)	17.5	22.2
$B(M1; 2_2^+ \rightarrow 2_1^+)$	(μ_N^2)	0.06(2)	0.034(8)	0.094	0.036
$B(E2; 2_2^+ \rightarrow 2_1^+)$	(W.u.)	28(10)	19(4)	19	19.8
$B(E2; 2_2^+ \rightarrow 0_1^+)$	(W.u.)	0.24(8)	0.4(2)	0.43	0.29
$B(M1; 2_{\text{ms}}^+ \rightarrow 2_1^+)$	(μ_N^2)	0.48(6)	>0.085	0.51	0.63
$B(E2; 2_{\text{ms}}^+ \rightarrow 2_1^+)$	(W.u.)	4_{-2}^{+3}	>0.3	0.001	1.4
$B(E2; 2_{\text{ms}}^+ \rightarrow 0_1^+)$	(W.u.)	1.8(2)	>0.2	1.7	2.2
$B(M1; 2_{\text{ms}_2}^+ \rightarrow 2_1^+)$	(μ_N^2)	<0.008		0.004	0.13
$B(M1; 2_{\text{ms}_2}^+ \rightarrow 2_2^+)$	(μ_N^2)	0.35(11)	>0.25	0.17	0.39
$B(M1; 2_{\text{ms}_2}^+ \rightarrow 2_{\text{ms}}^+)$	(μ_N^2)	$0.16_{-0.12}^{+0.08}$		0.06	0.003
$B(E2; 2_{\text{ms}_2}^+ \rightarrow 2_1^+)$	(W.u.)	<1.1		1.8	0.01
$B(E2; 2_{\text{ms}_2}^+ \rightarrow 2_2^+)$	(W.u.)	<2.2		1.2	1.1
$B(E2; 2_{\text{ms}_2}^+ \rightarrow 2_{\text{ms}}^+)$	(W.u.)	16_{-15}^{+88}		5.5	7.3
$B(M1; 3_{\text{ms}}^+ \rightarrow 2_1^+)$	(μ_N^2)	$0.010_{-0.006}^{+0.012}$		0.10	0.03
$B(M1; 3_{\text{ms}}^+ \rightarrow 4_1^+)$	(μ_N^2)	$0.074_{-0.019}^{+0.044}$		0.058	0.087
$B(M1; 3_{\text{ms}}^+ \rightarrow 2_2^+)$	(μ_N^2)	$0.24_{-0.07}^{+0.14}$	> 0.09	0.10	0.25
$B(E2; 3_{\text{ms}}^+ \rightarrow 2_1^+)$	(W.u.)	$0.4_{-0.3}^{+1}$		1.7	0.6
$B(E2; 3_{\text{ms}}^+ \rightarrow 4_1^+)$	(W.u.)	<0.7		0.9	0.5
$B(E2; 3_{\text{ms}}^+ \rightarrow 2_2^+)$	(W.u.)	<4		6.7	0.4
$B(E2; 3_{\text{ms}}^+ \rightarrow 2_{\text{ms}}^+)$	(W.u.)	10_{-8}^{+12}		7.8	8.9

Tabelle 4.6: Vergleich der experimentellen und Schalenmodellerngebnisse (SM) der Übergangsstärken in ^{96}Ru und ^{94}Mo . Die experimentellen Daten für ^{96}Ru wurden der Tabelle 3.7 entnommen. Zusätzlich wurde für den $2_{\text{ms}_2}^+$ und den 3_{ms}^+ Zustand ein Multipolmischungsverhältnis $\delta = 0$ für die Übergänge zu den symmetrischen Zuständen und $\delta = \infty$ für die Übergänge zu den gemischt-symmetrischen Zuständen angenommen. Die Werte von ^{94}Mo wurden [PiFr00, Fr01, LiPi00] entnommen.

mit aufgenommen. Er konnte weder in ^{94}Mo identifiziert werden, noch zeigte er in der Schalenmodellrechnung einen kollektiven Charakter. Zudem existieren einige Zustände, deren Zuordnung unklar bleibt. Der 3_2^+ Zustand des Schalenmodells liegt energetisch nahe bei dem experimentell bestimmten 3_{ms}^+ Zustand. Die elektromagnetischen Übergangsstärken stimmen jedoch nicht überein. Der 3_{ms}^+ Zustand des Schalenmodells scheint zu fragmentieren. Das größte Fragment liegt 500 keV höher als der 3_{ms}^+ des Experiments. Aufgrund der elektromagnetischen Zerfallseigenschaften wird diesem 3_4^+ Zustand des Schalenmodells die Eigenschaft gemischter Symmetrie zugeordnet. Um diese These auch quantitativ zu untermauern bedarf es einer exakteren Bestimmung der Lebensdauern und einer Ermittlung der Multipolmischungsverhältnisse der Zerfälle der Multiphononzustände gemischter Symmetrie.

4.3 Schlussbetrachtung

Die Kombination von $\gamma\gamma$ -Koinzidenzexperimenten nach β -Zerfall und nach kalter Fusionsreaktion hat sich als wirkungsvoll in der Suche nach Zuständen gemischter Symmetrie in ^{94}Mo und in dieser Arbeit in ^{96}Ru erwiesen. Mit diesen Methoden konnte in beiden Kernen der 2_{ms}^+ eindeutig identifiziert werden. Aufgrund des geringen Vorkommens ^{96}Ru von nur 35 mg konnten keine Experimente durchgeführt werden, die einen geringen Wirkungsquerschnitt haben. Deshalb waren die Photonen- und Neutronenstreuexperimente die an ^{94}Mo durchgeführt wurden, bei ^{96}Ru undenkbar. Doch dank des Vergleichs mit ^{94}Mo war es möglich, zwei weitere Zustände gemischter Symmetrie dem $Q_s Q_{\text{ms}}$ -Multipllett zuzuordnen.

Um auch in weiteren Kernregionen wie im Fall von ^{64}Zn Zustände gemischter Symmetrie eindeutig festlegen zu können bedarf es verbesserter experimenteller Methoden. Dazu sind neue Spektrometer wie das MINIBALL-Spektrometer und das Nachfolgespektrometer zu OSIRIS in Köln im Aufbau. Im ersten Fall ist ein großer Anstieg der Ansprechwahrscheinlichkeit und Winkelauflösung zu erwarten, während letzteres durch den O β ELISC (Osiris β -Excitation, Linear Injector Sledge of Cologne) die Zählrate bei β -Zerfallsexperimenten erhöhen wird. Experimente, die Coulomb-Anregungen verwenden sind vielversprechend bei der direkten Bestimmung von $E2$ -Übergangsstärken, vor allem wenn sie in Kombination mit weiteren Techniken wie inverser Kinematik [Pi01] oder Teilchendetektion [KIDe00] durchgeführt werden.

Die Probleme des großen Konfigurationsraums des Schalenmodells werden mit neuen Computergenerationen und besseren Schalenmodellprogrammen geringer. Die Vorhersagen und Anpassungen an die experimentellen Ergebnisse können somit genauer durchgeführt werden. Das wachsende Verständnis des IBM-2 erleichtert es, zum Beispiel durch die Einführung der k -Invarianten [WePi00] die experimentellen Zustände in die dynamischen Symmetrien des IBM einzuordnen.

Diese Arbeit konnte die jüngsten Erfolge bei der experimentellen Erforschung der gemischt-symmetrischen Zustände bestätigen. Die Vorhersagen des Q -Phononen Modells im Rahmen des IBM-2 konnten verifiziert werden. Mit klassischen γ -spektroskopischen Methoden war es möglich, das aktuelle Forschungsgebiet der Kernstrukturphysik, den Proton-Neutron Freiheitsgrad, zu bereichern.

Literaturverzeichnis

- [Brock86] *Vorauslexikon zur Brockhaus Enzyklopädie*. F. A. Brockhaus, 1986
- [DFG98] *Vorschläge zur Sicherung guter wissenschaftlicher Praxis*. Deutsche Forschungsgemeinschaft, 1998
- [AlFo78] T. K. Alexander und J. S. Forster. *Adv. Nuc. Phys.* 10, (1978) 197
- [All75] K. W. Allen. *The Electromagnetic Interaction in Nuclear Spectroscopy*, 311. North Holland, 1975
- [ArIa75] A. Arima und F. Iachello. *Phys. Rev. Lett.* 35, (1975) 1069
- [ArOt77] A. Arima, T. Otsuka, F. Iachello und I. Talmi. *Phys. Lett. B* 66, (1977) 205
- [Evap94] J. Beene. *Programm EvapOR*. Techn. Ber., Phys. Div., Oak Ridge NL, USA, 1994
- [BoRi84] D. Bohle, A. Richter, W. Steffen, A. E. L. Dieperink, N. LoIudice, F. Palumbo und O. Scholten. *Phys. Lett.* 137B, (1984) 27
- [BoMo75] A. Bohr und B. R. Mottelson. *Nuclear Structure*, Bd. 2. Benjamin, New York, 1975
- [BrEb96] P. von Brentano, J. Eberth, J. Enders, L. Esser, R.-D. Herzberg, N. Huxel, H. Meise, P. von Neumann-Cosel, N. Nicolay, N. Pietralla, H. Prade, J. Reif, A. Richter, C. Schlegel, R. Schwengner, S. Skoda, H. G. Thomas, I. Wiedenhöver, G. Winter und A. Zilges. *Phys. Rev. Lett.* 76, (1996) 2029
- [BrPi99] P. von Brentano, N. Pietralla, C. Fransen, C. Fießner, A. Gade, A. Gelberg, R.-D. Herzberg, U. Kneissl, H. Meise, T. Otsuka, H. H. Pitz, V. Werner und I. Wiedenhöver. In *Proc. International Conference on Nuclear Structure*, 449. Am. Inst. of Phys., Melville, New York, 1999
- [Ebe92] J. Eberth. *Prog. in Part. and Nucl. Phys.* 28, (1992) 495

- [Ebe94] J. Eberth und the EUROBALL Collaboration. *Conference on Physics from Large γ -Ray Detector Arrays*. Techn. Ber. 2, Lawrence Berkeley Lab., 1994
- [Eks92] L. P. Ekstrom. NIM A 313, (1992) 421–428
- [Esc92] M. Eschenauer. *Der Umbau des OSIRIS- γ -Würfels und die Entwicklung eines Verfahrens zur Auflösungsverbesserung neutronengeschädigter Detektoren*. Dissertation, Institut für Kernphysik der Universität zu Köln, 1992
- [FaBe92] B. Fazekas, T. Belgya, G. Molnár, A. Veres, R. A. Gatenby, S. W. Yates und T. Otsuka. Nucl. Phys. A 548, (1992) 249
- [Fi97] A. Fitzler. *Weiterentwicklung und Dokumentation von Programmen zur Datenaufnahme und Auswertung in der Kernphysik*. Diplomarbeit, Institut für Kernphysik der Universität zu Köln, 1997
- [Fi98] A. Fitzler. *Programm tstop*. Techn. Ber., Institut für Kernphysik, Universität zu Köln, 1998
- [FoWa74] D. B. Fossan und E. K. Warburton. *Nuclear Spectroscopy and Reactions*. Academic Press, New York and London, 1974
- [Fran00] C. Fransen. *Protonen-Neutronen-Schwingungen im Kern ^{94}Mo* . Dissertation, Institut für Kernphysik der Universität zu Köln, 2000
- [Fr01] C. Fransen, N. Pietralla, P. von Brentano, A. Dewald, J. Gableske, A. Gade, A. Lisetskiy und V. Werner. Phys. Lett. B 508, (2001) 219
- [GaJo01] A. Gade und J. Jolie. *private Mitteilung*, 2001
- [GaWi00] A. Gade, I. Wiedenhöver, J. Gableske, A. Gelberg, H. Meise, N. Pietralla und P. von Brentano. Nucl. Phys. A 665, (2000) 268–284
- [Har87] H. J. Harter. *Der Proton-Neutron-Freiheitsgrad in kollektiven Zuständen mittelschwerer Kerne*. Dissertation, Institut für Kernphysik der Universität zu Köln, 1987
- [Iach76] F. Iachello. *Lecture notes on theoretical physics*. Groningen, 1976
- [Iach81] F. Iachello. Nucl. Phys. A 358, (1981) 89c
- [Iach84] F. Iachello. Phys. Rev. Lett. 53, (1984) 1427
- [Iac87] F. Iachello und A. Arima. *The Interacting Boson Model*. Cambridge University Press, Cambridge, 1987

- [KhGa99] B. Kharraja, U. Garg, S. S. Ghugre, H. Jin, R. V. F. Janssens, I. Ahmad, H. Amro, M. P. Carpenter, S. Fischer, T. L. Khoo, T. Lauritsen, D. Nisius, W. Reviol, W. F. Mueller, L. L. Riedinger, R. Kaczarowski, E. Ruchowska, W. C. Ma und I. M. Govil. *Phys. Rev. C* 61, (1999) 024301
- [KhGh98] B. Kharraja, S. S. Ghugre, U. Garg, R. V. F. Janssens, M. P. Carpenter, B. Crowell, T. L. Khoo, T. Lauritsen, D. Nisius, W. Reviol, W. F. Mueller und L. L. Riedinger. *Phys. Rev. C* 57, (1998) 83–96
- [Kle98] H. Klein. *Untersuchung der Subcoulombreaktion ($^3\text{He},d$) und der Kernstruktur von ^{210}Po* . Diplomarbeit, Institut für Kernphysik der Universität zu Köln, 1998
- [KILi01] H. Klein, A. F. Lisetskiy, N. Pietralla, C. Fransen, A. Gade und P. von Brentano. submitted to *Phys. Rev. C*
- [KIPi00] H. Klein, N. Pietralla, P. von Brentano, A. Gade und C. Fransen. In *DPG Frühjahrstagung*. 2000
- [KIPi01] H. Klein, N. Pietralla, C. Fransen und A. Gade. In *International Symposium on Nuclear Structure Physics*. 2001
- [KIDe00] T. Klug, A. Dewald, V. Werner, P. von Brentano und R. F. Casten. *Phys. Lett. B* 495, (2000) 55–62
- [KrSt70] K. S. Krane und R. M. Steffen. *Phys. Rev. C* 2, (1970) 724
- [KrSt73] K. S. Krane, R. M. Steffen und R. M. Wheeler. *Nucl. Data Tab.* 11, (1973) 351
- [LSS63] J. Lindhard, M. Scharff und H. E. Schøtt. *Kgl. Dan. Vid. Selsk. Mat. Fys. Medd.* 33, (1963) 14
- [LiPi00] A. F. Lisetskiy, N. Pietralla, C. Fransen, R. V. Jolos und P. von Brentano. *Nucl. Phys. A* 677, (2000) 100–114
- [LoPa78] N. LoIudice und F. Palumbo. *Phys. Rev. Lett.* 41, (1978) 1532
- [GoMa55] J. H. D. J. M. Göppert-Mayer. *Elementary Theory of Nuclear Shell Structure*. John Wiley & Sons, New York, 1955
- [NoSc70] L. C. Northcliffe und R. F. Schilling. *Nucl. Data Tables A* 7, (1970) 233
- [Otsu78] T. Otsuka. *Boson model of medium-heavy nuclei*. Dissertation, University of Tokyo, 1978. Unpublished
- [Otsu92] T. Otsuka. *Hyperfine Interactions* 75, (1992) 23

- [OtAr78] T. Otsuka, A. Arima und F. Iachello. Nucl. Phys. A 309, (1978) 1
- [OtKi94] T. Otsuka und K. H. Kim. Phys. Rev. C 50, (1994) 1768
- [OtYo85] T. Otsuka und N. Yoshida. *Programm* NPBOS. Techn. Ber. M, Japan Atomic Energy Research Institute, 1985
- [NDSRu96] L. K. Peker. Nucl. Data Sheets 67. Data extracted from the ENSDF database
- [Petk95] P. Petkov. *Programm* DSAM. Institut für Kernphysik der Universität zu Köln
- [Petk96] P. Petkov. *Programm* DSTOP. Institut für Kernphysik der Universität zu Köln
- [Petk98] P. Petkov, J. Gableske, O. Vogel, A. Dewald, P. von Brentano, R. Krücken, R. Peusquens, N. Nicolay, A. Gizon, J. Gizon, D. Bazzacco, C. Rossi-Alvarez, S. Lunardi, P. Pavan, D. R. Napoli, W. Andrejtscheff und J. V. Jolos. Nucl. Phys. A 640, (1998) 293
- [Pi01] N. Pietralla, C. J. Barton, R. Krücken, C. W. Beausang, M. A. Caprio, R. F. Casten, J. R. Cooper, A. A. Hecht, H. Newman, J. R. Novak und N. V. Zamfir Submitted for publication
- [PiBe98] N. Pietralla, D. Belic, P. von Brentano, C. Fransen, R.-D. Herzberg, U. Kneissel, H. Maser, P. Matschinsky, A. Nord, T. Otsuka, H. Pitz, V. Werner und I. Wiedenhöver. Phys. Rev. C 58, (1998) 796 – 800. 2_{ms}^+ state in ^{136}Ba
- [PiBr98] N. Pietralla, P. von Brentano, R.-D. Herzberg, U. Kneissl, N. LoIudice, H. Maser, H. H. Pitz und A. Zilges. Phys. Rev. C 58, (1998) 184
- [PiFr99] N. Pietralla, C. Fransen, D. Belic, P. von Brentano, C. Frießner, U. Kneissl, A. Linnemann, A. Nord, H. H. Pitz, T. Otsuka, I. Schneider, V. Werner und I. Wiedenhöver. Phys. Rev. Lett. 83, (1999) 1303
- [PiFr00] N. Pietralla, C. Fransen, P. von Brentano, A. Dewald, A. Fitzler, C. Fießner und J. Gableske. Phys. Rev. Lett. 84, (2000) 3775–3778
- [PiMi98] N. Pietralla, T. Mitsusaki, P. von Brentano, R. V. Jolos, T. Otsuka und V. Werner. Phys. Rev. C 57, (1998) 150
- [Cas77] F. Pühlhofer. Nucl. Phys. A 270, (1977) 267
- [RaWi96] E. Radermacher, M. Wilhelm und P. von Brentano. Nucl. Instr. and Meth. A 383, (1996) 480 – 484

- [Rich95] A. Richter. *Prog. Part. Nucl. Phys.* 34, (1995) 261
- [Sa00] B. Saha. *Analyse von Lebensdauermessungen an ^{126}Ba* . Diplomarbeit, Institut für Kernphysik der Universität zu Köln, 2000
- [SiNe94] G. Siems, U. Neuneyer, I. Wiedenhöver, S. Albers, M. Eschenauer, R. Wirowski, A. Gelberg, P. von Brentano und T. Otsuka. *Phys. Lett. B* 320, (1994) 1
- [NDSZn64] B. Singh. *Nucl. Data Sheets* 78. Data extracted from the ENSDF database
- [Thom95] H. G. Thomas. *Entwicklung eines Ge-Cluster Detektors für das γ -Spektrometer EUROBALL*. Dissertation, Universität zu Köln, Institut für Kernphysik, Zülpicher Str. 77, 50937 Köln, Germany, 1995
- [Tie99] H. Tiesler. *Gammaspektroskopie an ^{209}Bi mit zwei CLUSTER-Detektoren*. Dissertation, Institut für Kernphysik der Universität zu Köln, 1999
- [WePi00] V. Werner, N. Pietralla, P. von Brentano, R. F. Casten und R. V. Jolos. *Phys. Rev. C* 61
- [Wie95] I. Wiedenhöver. *Vollständige Gamma-Spektroskopie des Kerns ^{127}Xe* . Dissertation, Institut für Kernphysik der Universität zu Köln, 1995
- [Wie97] I. Wiedenhöver. *Programm CORLEONE*. Techn. Ber., Institut für Kernphysik der Universität zu Köln, 1997
- [WiGe97] I. Wiedenhöver, A. Gelberg, T. Otsuka, N. Pietralla, J. Gableske, A. Dewald und P. von Brentano. *Phys. Rev. C* 56, (1997) 2354
- [WiVo98] I. Wiedenhöver, O. Vogel, H. Klein, A. Dewald, P. von Brentano, J. Gableske, R. Krücken, N. Nicolay, A. Gelberg, P. Petkov, A. Gizon, J. Gizon, D. Bazacco, c. Rossi-Alvarez, G. de Angelis, S. Lunardi, P. Pavan, D. R. Napoli, S. Frauendorf, F. Dönau, R. V. F. Janssens und M. P. Carpenter. *Phys. Rev. C* 58, (1998) 721
- [WiJe56] J. Wilets und M. Jean. *Phys. Rev.* 102, (1956) 788
- [WiWi95] M. Wilhelm und I. Wiedenhöfer. *Programme autoshift und autocal*, 1995. Institut für Kernphysik der Universität zu Köln, (unveröffentlicht)
- [Wir93] R. Wirowski. *Valenzspiegelkerne und γ -Spektroskopie an Kollektiven und Teilchen-Anregungen in den Kernen ^{114}Sn und ^{146}Gd* . Dissertation, Institut für Kernphysik der Universität zu Köln, 1993
- [WiSc95] R. Wirowski, M. Schimmer, L. Eßer, S. Albers, K. O. Zell und P. von Brentano. *Nucl. Phys. A* 586, (1995) 427

- [ZiBi85] J. F. Ziegler und J. P. Biersack. *Treatise on Heavy-Ion Science*, Bd. 6, 95. Plenum Press, New York, 1985

Veröffentlichungen

Während meiner Tätigkeit am Institut für Kernphysik der Universität zu Köln sind folgende Veröffentlichungen und Konferenzbeiträge entstanden:

- [KILi01] H. Klein, A. F. Lisetskiy, N. Pietralla, C. Fransen, A. Gade und P. von Brentano; *Proton-neutron mixed-symmetry 2_{ms}^+ and 3_{ms}^+ states in ^{96}Ru* ; eingereicht an Phys. Rev. C
- H. Tiesler, H. Klein, A. Fitzler, I. Wiedenhöver und P. von Brentano; *New States and γ -Transitions in ^{209}Bi observed in the $(^3\text{He}, d^* \gamma \gamma)$ -Subcoulomb-Reaction*; Eur. Phys. Jour. A **8**, 157-160 (2000)
 - H. Klein, I. Wiedenhöver, H. Tiesler, H. Meise, A. Fitzler, A. Dewald, H. G. Thomas, D. Weißhaar und P. von Brentano; *The γ -Decays of ^{210}Po -Levels from the $(^3\text{He}, d^* \gamma \gamma)$ -Reaction*; Eur. Phys. Jour. A **4**, 221-223 (1999)
- [WiVo98] I. Wiedenhöver, O. Vogel, H. Klein, A. Dewald, P. von Brentano, J. Gableske, R. Krücken, N. Nicolay, A. Gelberg, P. Petkov, A. Gizon, J. Gizon, D. Bazacco, c. Rossi-Alvarez, G. de Angelis, S. Lunardi, P. Pavan, D. R. Napoli, S. Frauendorf, F. Döna u, R. V. F. Janssens und M. P. Carpenter; *Detailed angular correlation analysis with 4π spectrometers: Spin determinations and multipolarity mixing measurements in ^{128}Ba* ; Phys. Rev. C **58**, 721-728 (1998)

Konferenzberichte

- C. Fransen, P. von Brentano, A. Gade, J. Jolie, H. Klein, A. Lisetskiy, N. Pietralla, N. Warr, V. Werner und S. W. Yates; *γ -Spektroskopie von gemischt-symmetrischen Multiphonon-Zuständen in der Massenregion $A \approx 100$* ; Gruppenbericht, DPG Frühjahrstagung, Hadronen und Kerne, 2001, Erlangen
- [KIPi01] H. Klein, N. Pietralla, C. Fransen und A. Gade; *Investigation of mixed-symmetry states in ^{96}Ru* ; Poster, NP 2001, Göttingen
- H. Klein, S. Esser und O. Vogel; *Data Compression Algorithms for γ -Spectra, Matrices and Cubes*; Vortrag, Data Analysis School and Workshop 2000, Kopenhagen

- [KIPi00] H. Klein, N. Pietralla, P. von Brentano, A. Gade und C. Fransen; *γ -Spektroskopie nach β -Zerfall: Methodik und Ergebnisse*; Poster, DPG Frühjahrstagung, Hadronen und Kerne, 2000, Dresden
- H. Klein, H. Tiesler, I. Wiedenhöver, A. Fitzler, H. Meise und P. von Brentano; *Untersuchung der Subcoulomb-Reaktion (${}^3\text{He}, d^* \gamma\gamma$) zur Bestimmung von γ -Zerfällen und Niveaus in ${}^{209}\text{Bi}$ und ${}^{210}\text{Po}$* ; Vortrag, DPG Frühjahrstagung, Hadronen und Kerne, 1999, Freiburg
 - A. Gade, I. Wiedenhöver, H. Meise, A. Dewald, J. Gableske, H. Klein, A. Gelberg und P. von Brentano; *Observation of a possible mixed-symmetry state in ${}^{126}\text{Xe}$* ; Vortrag, DPG Frühjahrstagung, Hadronen und Kerne, 1998, Bochum

EvapOr Rechnungen

evapOR Calculation <small>L^AT_EX Output © H. Klein</small>							Target: 64Zn 0.0 \hbar			
code vers.: James R. Beene, Phys.Div., OakRidgeNL, USA							Projectile: 1H 0.5 \hbar			
Compound Nucleus: 65Ga							$V_{\text{coul}} \sim 5.91$ MeV			
E	[MeV]	11.00	12.00	13.00	14.00	15.00	16.00	17.00	18.00	19.00
~ Spin	\hbar	4.50	4.50	4.60	4.60	4.60	4.60	4.60	4.70	4.70
Beam	$\frac{v}{c}$ [%]	15.37	16.05	16.71	17.34	17.95	18.54	19.11	19.66	20.20
Recoil	$\frac{v}{c}$ [%]	0.24	0.25	0.26	0.27	0.28	0.29	0.29	0.30	0.31
Nuc.	chan.	$\sigma/\sigma_{\text{fusion}}$ [%]								
65Ga	0n0p	0.13	0.05	0.05	0.04	0.02	0.06	0.03	0.05	0.01
64Ga	1n0p	15.58	23.58	17.29	18.46	18.91	18.48	14.76	10.19	6.36
63Ga	2n0p									0.02
64Zn	0n1p	68.97	60.75	63.90	59.48	55.21	49.78	37.87	27.04	18.38
63Zn	1n1p					1.22	4.33	9.44	17.18	25.64
63Cu	0n2p			0.29	1.41	3.58	5.47	15.32	21.60	24.20
61Cu	2n2p	15.30	15.62	17.87	18.83	19.02	18.96	18.13	15.86	12.07
60Cu	3n2p								0.10	0.58
60Ni	2n3p			0.60	1.78	2.04	2.91	4.44	7.97	12.74
57Co	4n4p							0.01	0.01	
σ_{fusion}	[mb]	2.36	2.16	2.00	1.85	1.73	1.62	1.53	17.30	44.24

Tabelle 7: EVAPOR-Rechnung zur Auswahl der Strahlenergie des ⁶⁴Zn Experiments

evapor Calculation code vers.: James R. Beene, Phys.Div., OakRidgeNL, USA		Compound Nucleus: 98Ru										Target: 95Mo $2.5 \hbar$ Projectile: 3He $0.5 \hbar$			
												$V_{\text{coul}} \sim 13.95 \text{ MeV}$			
E	[MeV]	10.00	11.00	12.00	13.00	14.00	15.00	16.00	17.00	18.00	19.00	20.00			
\sim Spin	\hbar	4.60	4.70	4.70	4.80	5.20	5.60	5.80	6.10	6.10	6.30	6.50			
Beam	$\frac{v}{c}$ [%]	8.46	8.87	9.27	9.65	10.01	10.36	10.70	11.03	11.35	11.66	11.96			
Recoil	$\frac{v}{c}$ [%]	0.26	0.27	0.28	0.30	0.31	0.32	0.33	0.34	0.35	0.36	0.37			
Nuc.	chan.											$\sigma / \sigma_{\text{fusion}}$ [%]			
98Ru	0n0p	0.04											0.19	0.03	
97Ru	1n0p	9.01	4.93	2.93	1.57	1.09	0.83	0.43	0.26	0.20	0.19	0.19	58.94	45.44	
96Ru	2n0p	82.33	84.69	85.74	86.24	85.50	83.51	81.98	77.47	70.86	58.94	45.44	28.83	28.83	
95Ru	3n0p						0.08	1.34	3.77	8.64	17.48	28.83			
97Tc	0n1p	1.43	1.12	0.64	0.36	0.24	0.18	0.09	0.03	0.07	0.05	0.01			
96Tc	1n1p	3.01	4.27	5.22	6.05	6.72	7.91	7.83	8.46	7.82	7.67	6.36			
95Tc	2n1p						0.07	0.36	1.65	3.95	6.40	8.96			
96Mo	0n2p	0.08		0.04		0.02		0.04	0.03	0.06	0.07	0.08			
95Mo	1n2p									0.01	0.02	0.02			
94Mo	2n2p	2.12	1.98	1.24	0.77	0.45	0.22	0.21	0.07	0.05	0.06	0.01			
93Mo	3n2p	1.97	3.00	4.17	4.91	5.86	6.94	7.32	7.78	7.45	7.48	7.68			
92Mo	4n2p				0.03	0.07	0.11	0.22	0.28	0.57	1.36	2.14			
93Nb	2n3p	0.01		0.01	0.05	0.02	0.10	0.10	0.14	0.18	0.15	0.26			
92Nb	3n3p											0.01			
90Zr	4n4p		0.01	0.01	0.02	0.03	0.05	0.08	0.06	0.14	0.15	0.17			
σ_{fusion}	[mb]	0.01	0.01	0.01	0.01	62.88	209.79	325.26	429.44	488.52	579.38	656.84			

Tabelle 8: EVAPOR-Rechnung zur Auswahl der Strahlenergie der $^{95}\text{Mo}(^3\text{He},2n)^{96}\text{Ru}$ Experimente

		evaporOR Calculation <small>L^AT_EX Output © H. Klein</small>										Target: ⁹⁴Mo 0.0 \hbar			
		code vers.: James R. Beene, Phys.Div., OakRidgeNL, USA										Projectile: ⁴He 0.0 \hbar			
		Compound Nucleus: 98Ru										$V_{\text{coul}} \sim 13.67 \text{ MeV}$			
E	[MeV]	19.00	20.00	21.00	22.00	23.00	24.00	25.00	26.00	27.00	28.00	29.00			
\sim Spin	\hbar	6.30	6.70	7.10	7.50	7.80	8.00	8.20	8.40	8.60	8.70	8.90			
Beam	$\frac{v}{c}$ [%]	10.10	10.36	10.62	10.87	11.11	11.35	11.58	11.81	12.04	12.26	12.48			
Recoil	$\frac{v}{c}$ [%]	0.41	0.42	0.43	0.44	0.45	0.46	0.47	0.48	0.49	0.50	0.51			
Nuc.	chan.	$\sigma/\sigma_{\text{fusion}}$ [%]													
98Ru	0n0p	0.14	0.11	0.05	0.03	0.01	0.02	0.01	0.01	0.01	0.01	0.01	0.01		
97Ru	1n0p	85.23	76.18	47.20	26.41	14.34	8.09	4.62	2.81	1.54	1.13	0.74			
96Ru	2n0p	10.31	18.78	46.46	68.74	78.85	83.66	85.92	88.95	86.43	86.14	85.21			
95Ru	3n0p											0.01			
97Tc	0n1p	2.17	2.57	2.90	1.38	2.39	1.84	1.56	0.74	0.60	0.45	0.22			
96Tc	1n1p			0.09	0.19	0.95	2.31	3.28	2.00	5.38	5.99	6.61			
96Mo	0n2p			0.03		0.01	0.01			0.01	0.04	0.03			
94Mo	2n2p	2.12	2.29	3.05	2.66	2.46	2.23	1.57	1.45	0.95	0.36	0.27			
93Mo	3n2p	0.03	0.07	0.22	0.59	0.99	1.83	3.01	4.00	5.04	5.80	6.81			
92Mo	4n2p										0.01	0.02			
93Nb	2n3p							0.02	0.03	0.04	0.04	0.07			
90Zr	4n4p						0.01	0.01	0.01	0.01	0.04	0.07			
σ_{fusion}	[mb]	759.47	830.76	893.09	948.03	996.27	1038.76	1076.09	1109.13	1138.02	1163.42	1185.23			

Tabelle 9: EVAPOR-Rechnung zur Auswahl der Strahlenergie des $^{94}\text{Mo}(\alpha,2n)^{96}\text{Ru}$ Experiments

		evapOR Calculation <small>LaTeX Output © H. Klein</small>										Target: ⁹⁶Ru $0.0 \hbar$					
		code vers.: James R. Beene, Phys.Div., OakRidgeNL, USA										Projectile: ^{1H} $0.5 \hbar$					
		Compound Nucleus: ⁹⁷Rh										$V_{\text{coul}} \sim 7.83 \text{ MeV}$					
E	[MeV]	7.00	8.00	9.00	10.00	11.00	12.00	13.00	14.00	15.00	16.00	17.00					
\sim Spin	\hbar	3.80	3.60	3.60	3.70	3.90	3.90	4.00	4.00	4.10	4.20	4.20					
Beam	$\frac{v}{c}$ [%]	12.26	13.11	13.90	14.65	15.37	16.05	16.71	17.34	17.95	18.54	19.11					
Recoil	$\frac{v}{c}$ [%]	0.13	0.14	0.14	0.15	0.16	0.17	0.17	0.18	0.19	0.19	0.20					
Nuc.	chan.	$\sigma / \sigma_{\text{fusion}}$ [%]															
⁹⁷ Rh	0n0p	46.23	15.13	8.32	4.63	2.96	1.93	1.21	0.59	0.39	0.34	0.27					
⁹⁶ Rh	1n0p		47.47	52.21	54.86	55.40	56.46	57.87	59.60	54.32	54.11	50.66					
⁹⁶ Ru	0n1p	52.82	36.49	37.70	37.84	37.90	37.34	36.70	34.80	33.81	32.06	28.77					
⁹⁵ Ru	1n1p									6.01	6.94	12.93					
⁹⁵ Tc	0n2p									0.08	0.39	0.94					
⁹³ Tc	2n2p	0.95	0.91	1.77	2.67	3.74	4.27	4.20	4.95	5.26	5.81	5.97					
⁹² Mo	2n3p							0.02	0.06	0.13	0.35	0.46					
σ_{fusion}	[mb]	3.67	3.21	2.85	2.57	2.33	2.14	1.98	1.83	1.71	1.60	1.51					

Tabelle 10: EVAPOR-Rechnung zur Auswahl der Strahlenergie des $^{96}\text{Ru}(p,n\beta^+\gamma)^{96}\text{Ru}$ Experiments

Ergebnisse der Winkelkorrelationen

Tabelle 11: Ergebnisse der Winkelkorrelationsauswertung von ^{64}Zn . Ausgehend von einem Niveau mit Spin $J = J_i$ wurde eine Kaskade mit den Übergängen E_1 zu einem Niveau mit $J = J_m$ und E_2 zu einem Niveau mit $J = J_f$ an die theoretische Winkelkorrelation angepasst. Variiert wurde hierbei der Wert des Multipolmischungsverhältnisse δ_1 des ersten Übergangs.

E_{Niveau} (keV)	J_i	$E_{\gamma,1}$ (keV)	δ_1	J_m	$E_{\gamma,2}$ (keV)	δ_2	J_f	χ^2
1799	2	808	$-4.6_{1.5}^{+0.9}$	2	991	0	0	0.2
			$-2.6_{0.6}^{0.4}$					4.9
3005	2	2014	0.3_2	2	991	0	0	1.6
			9_{-7}^{+15}					4.6
3187	1	2196	-0.07_2	2	991	0	0	1.4
		1387	-0.03_2	2	1799	0	0	2.7
3261	1	2270	-0.00_5	2	808	-4.6	2	1.0
			-0.04_2		991	0	0	1.6
3365	1	2374	-0.14_3	2	991	0	0	2.1
		1566	0.04_3	2	1799	0	0	1.6
3425	1	3425	0.07_5	2	808	-4.6	2	0.9
			0.05_4		991	0	0	1.5
3795	1	1625	-0.12_5	2	1799	0	0	1.7
			-0.0_2				0	
4454	1	2655	-0.13_5	2	808	-4.6	2	0.4
			0.08_{13}		3005	0	0	1.5
4454	1	2804	0.00_4	2	991	0	0	1.0
		1996	-0.09_4		2	1799	0	0
4454	1	2655	-0.08_5	2	808	-4.6	2	0.8
			-0.07_9		2	1799	0	0
4454	1	2655	-0.01_8	2	808	-4.6	2	0.7
			$1.7_{-0.3}^{+0.4}$					

Tabelle 12: Ergebnisse der Winkelkorrelationsauswertung von ^{96}Ru in der Fusionsreaktion. Ausgehend von einem Niveau mit Spin $J = J_i$ wurde eine Kaskade mit den Übergängen E_1 zu einem Niveau mit $J = J_m$ und E_2 zu einem Niveau mit $J = J_f$ an die theoretische Winkelverteilung angepasst. Variiert wurde hierbei der Wert des Spin des initialen Niveaus und das Multipolmischungsverhältnisse δ_1 des ersten Übergangs.

E_{Niveau} (keV)	J_i	$E_{\gamma,1}$ (keV)	δ_1	J_m	$E_{\gamma,2}$ (keV)	δ_2	J_f	χ^2
1931	2	1099	-1.2_1	2	833	0	0	0.7
2284	2	1451	0.10_6	2	833	0	0	1.0
			$-4.2^{+0.9}_{-1.6}$					7.9
2576	(2)	1744	1.7_4	2	833	0	0	1.1
			12_6					8.6
	(1)		-0.49_5					5.2
2650	(3)	1131	-0.05_7	4	685	0	2	2.5
			10^{+32}_{-5}					6.5
	(2)		0					19
	(3)	1818	0.05_3	2	833	0	0	6.2
	(2)		0.40_4					6.4
2740	2	808	-0.03_5	2	1099	-1.1	2	0.7
			-1.9_2					1.2
			-0.2_2					5.8
		1908	$1.1^{+1.4}_{0.6}$	2	833	0	0	1.7
			$3.0^{+1.8}_{-0.9}$					3.2
2794	(6)	644	-0.03_8	6	631	0	4	0.3
	(5)		-0.50_5					0.4
	(4)		0					6.8
2898	(3)	966	-0.41_7	2	1099	-1.1	2	1.7
			-15^{+7}_{-70}					2.0
	(4)		0					60
3060	(4)	776	$0.5^{+0.6}_{-0.4}$	2	1451	0.11	2	3.4
	(3)		$0.8^{+0.9}_{-0.5}$					3.5
	(2)		-0.15_{16}					3.2
	(1)		-0.6_2					3.1
	(0)		0					3.5
	(4)	1129	0.9_2	2	1099	-1.1	2	1.6
	(3)		1.2_4					1.7
	(2)		0.0_6					2.1
	(1)		-0.44_4					1.9
	(0)		0					11

Tabelle 13: Ergebnisse der Winkelkorrelationsauswertung von ^{96}Ru im β -Zerfallsexperiment. Ausgehend von einem Niveau mit Spin $J = J_i$ wurde eine Kaskade mit den Übergängen E_1 zu einem Niveau mit $J = J_m$ und E_2 zu einem Niveau mit $J = J_f$ an die theoretische Winkelverteilung angepasst. Variiert wurde hierbei der Wert des Spin des initialen Niveaus und das Multipolmischungsverhältnisse δ_1 des ersten Übergangs.

E_{Niveau} (keV)	J_i	$E_{\gamma,1}$ (keV)	δ_1	J_m	$E_{\gamma,2}$ (keV)	δ_2	J_f	χ^2
1931	2	1099	-1.2_1	2	833	0	0	0.8
2284	2	1451	0.13_3	2	833	0	0	0.1
2462	(4)	944	0.01_6	4	685	0	2	0.3
			-0.9_1					6.0
2576	(2)	1744	-0.04_5	2	833	0	0	0.9
	(1)		-0.45_e					5.7
2740	2	808	-0.00_2	2	1099	-1.1	2	0.6
			-1.04_5					1.4
		456	0.07_6	2	1451	0.11	2	0.9
			$-2.8^{+0.4}_{-0.6}$					0.9
			0.12_{15}					1.3
		1908	0.8_1	2	833	0	0	1.3
2898	(3)	966	$-0.8^{+0.4}_{-0.8}$	2	1099	-1.1	2	0.7
			$-1.5^{+0.6}_{-1.6}$					0.8
			$-2.0^{+0.3}_{-0.5}$					0.9
	(4)		0					55

Datenspeicherung

Aufgrund eines schwerwiegenden Falles wissenschaftlichen Fehlverhaltens hat die Kommission *Selbstkontrolle in der Wissenschaft* der Deutsche Forschungsgemeinschaft (DFG) *Vorschläge zur Sicherung guter wissenschaftlicher Praxis* [DFG98] herausgegeben. Darin wird erwähnt, dass Primärdaten als Grundlagen für Veröffentlichungen auf haltbaren und gesicherten Trägern in der Institution, wo sie entstanden sind, für zehn Jahre aufbewahrt werden sollen.

Die in der γ -Spektroskopie anfallenden Datenmengen sind so gross, dass eine Präselektion schon vor der Aufzeichnung der Daten stattfinden muss. Die aufgezeichneten Daten werden auf Magnetbändern gespeichert. Es hat sich gezeigt, dass die Entwicklung der Magnetbänder so rasant ist, dass zehn Jahre alte Bänder oftmals nicht eingelesen werden konnten.

CD/Roms haben sich in den vergangenen Jahren als Datenträger durchgesetzt, und obwohl mit der DVD ein Nachfolger existiert, ist die Lesbarkeit aufgrund der Kompatibilität der Geräte auch in Zukunft gewährleistet. Daher empfiehlt es sich, die Daten nach der ersten Sortierung inklusive der Sortierprogramme und Eingabeparameter zusätzlich auf CD/R-Medien zu brennen, die bis zu 700 MB Daten fassen.

Benutzung des CD-Schreibers des Instituts

- > `alloc cdr0`
CD-Schreiber anmelden
- > `toast -v VERZEICHNISNAME`
Verzeichnisbaum brennen; weitere Optionen: `toast -h`
- > `mountcdr0`
CD ins Rechnerverzeichnis als `/cdr0` aufnehmen; manuell überprüfen
- > `umountcdr0`
CD abmelden
- > `dealloc cdr0`
CD-Schreiber für andere freigeben

Inhalt der CD/Roms

Die vier CD/Roms liegen bei Prof. Dr. P. von Brentano zur Ausleihe bereit.

Tabelle 14: Inhalt der CD zu ^{64}Zn

DATA	Bekannte Daten zu ^{64}Zn [NDSZn64]
Online	Einzelspektren aus der Online-Analyse. Es wurden Anti-Koinzidenzen aufgezeichnet.
Shift	Runshifts zu den Daten der Online-Analyse
Eichung	Energie- und Efficiencyeichung der ^{64}Zn Messung
Koppi	Runlisten der Sortierung von Exabyte-Tapes auf DLT-Tapes, Log-Dateien der Sortierung.
Matrices_NoPup	Gesamt- und Winkelkorrelationsmatrizen. Der <i>PileUp</i> -Effekte war im β -Zerfall nicht sichtbar und wurde deshalb nicht berücksichtigt
Sort_NoPup	Einzelspektren aus der Sortierung
Echtesingles	In den Online-Singlespektren stehen nur die Antikoinzidenzen. Hier wurden diese Daten zu den Koinzidenzdaten addiert, so dass alle Signale pro Detektor pro Messstunde zusammengefasst wurden.
Sumspec	Summenspektren pro Detektor und Gesamtsummenspektrum
Cascade	Cascade-Rechnung zu ^{64}Zn
Cor	Winkelkorrelationsauswertung von ^{64}Zn mit CORLEONE
Cor_krf	Test der Winkelkorrelationsauswertung mit neuer Efficiencyeichung und modifizierter CORLEONE-Version

Tabelle 15: Inhalt der CD zum β -Zerfallsexperiment zu ^{96}Ru

Online	Einzelpektren aus der Online-Analyse. Summenspektren wurden später hier gebildet. In der Online-Analyse wurden alle Ereignisse pro Detektor aufgezeichnet.
Shift	Runshifts zu den Daten der Online-Analyse
Eichung	Energie- und Efficiencyeichung der ^{96}Ru - β Messung
Koppi	Runlisten der Sortierung von Exabyte-Tapes auf DLT-Tapes, Log-Dateien der Sortierung.
Matrices	Gesamt- und Winkelkorrelationsmatrizen
Sort	Einzelpektren aus der Sortierung
Cor	Winkelkorrelationsauswertung von ^{96}Ru mit CORLEONE
Branching	Bestimmung der Branching-Ratios
ikp	Programme die am Institut für Kernphysik geschrieben und zentral installiert wurde
Programme	Selbstgeschriebene Programme zur Auswertung soweit sie nicht zentral installiert wurden, u.a. das Sortierprogramm X_two

Tabelle 16: Inhalt der CD zu den ^{96}Ru -Testexperimenten

DATA	alte Daten zu ^{96}Ru [NDSRu96]
Online	Einzelpektren aus der Online-Analyse aller $^{95}\text{Mo}(^3\text{He}, 2n)^{96}\text{Ru}$ Experimente. Summenspektren wurden später hier gebildet. In der Online-Analyse wurden alle Ereignisse pro Detektor aufgezeichnet.
94Ru_alpha	Online-Daten der Messung $^{94}\text{Mo}(\alpha, 2n)^{96}\text{Ru}$. Zu dieser Messung fand keine Sortierung der Daten statt.
Shift	Runshifts zu den Daten der Online-Analyse
Eichung	Energie- und Efficiencyeichung der ^{96}Ru Messungen mit ^3He -Strahl
Koppi	Runlisten der Sortierung von Exabyte-Tapes auf DLT-Tapes, Log-Dateien der Sortierung.
Offline_10dets	Auswertung der Testmessungen der $^{95}\text{Mo}(^3\text{He}, 2n)^{96}\text{Ru}$ -Reaktion inkluse Anregungsmatrizen

Tabelle 17: Inhalt der CD zum $^{95}\text{Mo}(^3\text{He}, 2n)^{96}\text{Ru}$ Experiment mit EUROBALL-Cluster Detektor. Die Online-Daten und Eichungen befinden sich auf der ^{96}Ru -Testexperimente CD

/	Sortierprogramm 96Ru_offline und Startskript zur Sortierung
shiftfiles	alle Eingabedateien zur Sortierung: Runshifts, Zeitshifts, Eichungen und Zeitfenster
Matrices	Gesamt-, Winkelkorrelations und Lebensdauer Matrizen. Letztere stehen jeweils in einem Unterverzeichnis zu diesem Verzeichnis
Sort	Einzelpektren aus der Sortierung
Efficiency_cluster	Bestimmung der Efficiency des Experiments mit Cluster
Branching	Bestimmung der Branching-Ratios
Cor1-7	Winkelkorrelationsauswertung von ^{96}Ru mit CORLEONE mit 7 Korrelationsgruppen. Weitere Tests mit anderen Korrelationsgruppen stehen unter Cor . . .
Life	Auswertung der Lebensdauer inklusive Stopping-Matrizen.

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich all denen danken, die zum Gelingen meiner Arbeit beigetragen haben. Besonderer Dank gilt dabei folgenden Personen:

Herrn Prof. Dr. P. von Brentano danke ich für die Vergabe des Themas, seine intensive Unterstützung und sein Interesse an der Arbeit und der Diskussion der Ergebnisse, die den erfolgreichen Abschluss der Arbeit ermöglichten. Desweiteren danke ich ihm für die Förderung meiner physikalischen und administrativen Fähigkeiten.

Besonderer Dank gilt meiner langjährigen Studienkollegin und „Privattheoretikerin“ A. Gade. Unzählige Antworten und Motivationshilfen bereicherten diese Arbeit und gingen weit darüber hinaus.

Herrn Dr. N. Pietralla danke ich für die Anregung zur Durchführung der Messungen, die Beschaffung des ^{96}Ru -Targets sowie für die Hilfe bei theoretischen Problemen aller Art.

Ich danke Herrn B. Saha, Dr. R. Peusquens und Dr. T. Klemme für die ausgezeichnete Stimmung in Zi. 307, sowie für die Mitarbeit bei der Administration der Rechner und der Planung und Durchführung von mehreren Netzwerkerweiterungen. Die Diskussionen, deren Inhalt nicht immer physikalischer Natur waren, trugen zum Gelingen dieser Arbeit bei.

Für das intensive Korrekturlesen dieser Arbeit danke ich den Herren B. Saha, V. Werner, K. Jessen, Dr. K.-O. Zell und Frau A. Gade.

Die Durchführung von Experimenten kann von einer Person alleine nicht bewältigt werden. Insbesondere danke ich Dr. H. Tiesler und A. Fitzler für die reibungslose Datenaufnahme, Dr. C. Fransen für die jederzeit einsatzbereiten HP-Ge Detektoren sowie Dr. S. Kasemann für die Herstellung der Targets. Für die Beobachtung der Experimente in diversen Schichten danke ich allen Mitgliedern der γ -Gruppe.

Die Infrastruktur des Instituts für Kernphysik ermöglicht erst eine reibungslose Durchführung des Aufbaus und der Messphase der Experimente. In diesem Zusammenhang danke ich S. Thiel und der Feinmechanik für den exakten Entwurf und die schnelle Herstellung von diversen Befestigungen und Halterungen, L. Steinert und den Operateuren für einen jederzeit hochpräzisen Strahl und einen zuverlässigen Beschleuniger, und G. Pascovici und der Elektronikwerkstatt für Schaltungen, Stecker, Kabel und Einstellungen ohne die die Experimente und die Rechner nicht funktionieren.

Meinen Eltern möchte ich für ihre weit über das Finanzielle hinausgehende Unterstützung während meiner ganzen Ausbildung danken.

Für die nicht zu unterschätzende Entspannung danke ich neben einigen schon erwähnten: J. Emmerich, G. Linde und O. Vogel für so viel, dass ich es nicht aufzählen kann; den *Fuckin' Potatoes* und dem *PCT* für viel Spass beim Musizieren; den *Nacktnasenwombats* und dem *SSK-Team* für viele schöne Volleyball- und Badmintonspiele; F. Liers und B. Maric unter anderem für einen unvergesslichen Nepalurlaub; der Sylvestertruppe und den Radfahrern für einige schöne Urlaube und Touren; den Läufern für viele Blasen an den Füßen.

Lebenslauf

Name: Heiko Klein
Wohnort: Bähringhausen 32
42929 Wermelskirchen
Geburtsdatum, -ort: 26. Juni 1973, Wermelskirchen
Staatsangehörigkeit: deutsch
Mutter: Waltraud Klein, geb. Halbach
Vater: Hans-Willi Klein
Familienstand: ledig
Konfession: evangelisch

Schulausbildung:

1979 - 1983 Grundschole Tente
1983 - 1992 städt. Gymnasium Wermelskirchen
1992 - 1993 Zivildienst im städt. Krankenhaus Wermelskirchen

Studium:

August 1993 Immatrikulation an der Universität zu Köln
für das Studienfach Physik, Diplom
seit Juli 1998 Promotionsstudium

Abschluss:

Juni 1995 Vordiplom
Juni 1998 Diplom mit dem Thema:
Untersuchung der Subcoulombreaktion ($^3\text{He}, d\gamma\gamma$)
und der Kernstruktur von ^{210}Po

Praktikum:

Juli 1996 vier Wochen IAESTE-Praktikum
Polymerwerkstofftester bei INA Polymeri
Zagreb / Kroatien

Arbeitsverhältnisse an der Universität zu Köln:

Okt. 1995 - Feb. 1997 stud. Hilfskraft des math. Instituts
März 1997 - Juni 1998 stud. Hilfskraft des IKP
Juli 1998 - Dez. 1998 wiss. Hilfskraft des IKP
seit Januar 1999 wiss. Mitarbeiter des IKP

Erklärung

Ich versichere, dass ich die von mir vorgelegte Dissertation selbstständig angefertigt, die benutzten Quellen und Hilfsmittel vollständig angegeben und die Stellen der Arbeit – einschließlich Tabellen, Karten und Abbildungen – , die anderen Werken im Wortlaut oder dem Sinn nach entnommen sind, in jedem Einzelfall als Entlehnung kenntlich gemacht habe; dass diese Dissertation noch keiner anderen Fakultät oder Universität zur Prüfung vorgelegen hat; dass sie – abgesehen von unten angegebenen Teilpublikationen – noch nicht veröffentlicht worden ist, sowie, dass ich eine solche Veröffentlichung vor Abschluss des Promotionsverfahrens nicht vornehmen werden.

Die Bestimmungen dieser Promotionsordnung sind mir bekannt. Die von mir vorgelegte Dissertation ist von Professor Dr. P. von Brentano betreut worden.



Teile aus den Kapiteln 3 und 4 sind in [KIPi00], [KIPi01] und [KILi01] veröffentlicht beziehungsweise zur Veröffentlichung vorgesehen.