

Multiphononanregungen in ^{108}Cd , ^{66}Zn und ^{142}Ce

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

vorgelegt von
Alexandra Gade
aus Hilden

Köln 2002

Berichterstatter:

Prof. Dr. P. von Brentano
Prof. Dr. A. Eckart

Tag der mündlichen Prüfung: 10. Dezember 2001

Zusammenfassung

Das quantisierte Vielteilchensystem „Atomkern“ kann ein komplexes Anregungsspektrum besitzen. Tiefliegende kollektive Quadrupol- und Oktupolvibrationen und resultierende gekoppelte Anregungen können im schematischen Phononenmodell veranschaulicht werden.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde in ^{66}Zn der isovektorielle Ein-Phonon $2_{m_s}^+$ mixed-symmetry Zustand und die Zwei-Phononen $1_{m_s}^+$ Anregung experimentell mit $\gamma\gamma$ -Spektroskopie, dem β -Zerfall des 0^+ Grundzustandes in ^{66}Ga folgend, untersucht. In einer Winkelkorrelationsanalyse konnten M1/E2 Multipolmischungsverhältnisse für die Zerfälle angeregter 2^+ und 1^+ Zustände bestimmt werden. Mit den bekannten Lebensdauern wurden absolute Übergangsstärken für Zerfälle dieser Zustände ermittelt und mit den theoretischen Vorhersagen im O(6) Limit des Proton-Neutron IBM-2 erfolgreich verglichen. Erst zum zweiten Mal überhaupt wurde ein Zerfall zwischen $1_{m_s}^+$ und $2_{m_s}^+$ Zustand diskutiert.

Im Phononenkonzept wird ein isovektorielles Zustandsquintuplett negativer Parität $(2_{m_s}^+ \otimes 3^-)^{(J)}$ als Kopplung des $2_{m_s}^+$ Zustandes und der ersten Oktupolvibration 3^- vorhergesagt. Die $1_{m_s}^-$ Anregung aus diesem Multiplett wurde in dieser Arbeit erstmals experimentell untersucht. In einem Photonenstreuexperiment an ^{142}Ce konnten neun Dipolanregungen (fünf davon erstmals beobachtet) im interessanten Energiebereich zwischen 3.3 und 4.0 MeV untersucht werden. Nur einer dieser Zustände zeigt unter der Annahme negativer Parität das theoretisch erwartete Zerfallsverhalten zum ersten angeregten 2^+ Zustand und zum Grundzustand.

Das seltenste stabile Cadmiumisotop ^{108}Cd wurde mit einer Kombination kernphysikalischer Meßmethoden untersucht. Im β -Zerfall von ^{108}In wurden in ^{108}Cd hauptsächlich 1^+ und 2^+ Zustände bis weit über 4 MeV bevölkert. Mit der Methode der $\gamma\gamma$ -Winkelkorrelation konnten Spinzuzuweisungen getroffen und Multipolmischungsverhältnisse bestimmt werden. In einer (α, n) -Compundkernreaktion wurde das Zerfallsverhalten auch von Zuständen mittleren Spins und negativer Parität untersucht. Eine DSA Auswertung führte zur Bestimmung von acht effektiven Lebensdauern. In Photonenstreuexperimenten konnten Lebensdauern für acht Dipolanregungen erstmals bestimmt werden. Insgesamt wurden 120 neue Zustände und mehr als 580 neue Zerfälle gefunden. Desweiteren wurden für 87 Zerfälle die Multipolmischungsverhältnisse untersucht und mehr als 30 Spins konnten durch Analyse der Winkelkorrelationen und des Zerfallsverhaltens bestimmt werden. Mit dieser Kombination verschiedener experimenteller Methoden konnte erstmals in ^{108}Cd die Intruderbande bis zum 4_1^+ Zustand unter anderem mit unteren Grenzen für die Zerfallsstärken etabliert werden. Die $2_{m_s}^+$ Anregung scheint in ^{108}Cd über drei 2^+ Zustände fragmentiert; ebenfalls konnten untere Grenzen für die charakteristischen Übergangsstärken bestimmt werden. Das komplette isoskalare Quadrupol-Oktupol gekoppelte Quintuplett negativer Parität wird auf der Basis von Energie und Zerfallsverhalten erstmals für ^{108}Cd vorgeschlagen, wobei vom 1^- Mitglied in Photonenstreuung die Lebensdauer bestimmt werden und in die existierende Systematik für die geraden Cd-Isotope eingeordnet werden konnte.

Abstract

The phonon concept offers a useful and simple description of low lying collective excitations in even–even nuclei. In this thesis isoscalar and isovector quadrupole and quadrupole–octupole coupled excitations (so called “phonon excitations”) were analyzed in ^{66}Zn , ^{142}Ce and ^{108}Cd .

For ^{66}Zn mainly 1^+ and 2^+ states were populated in the β –decay of the ground state isomer of ^{66}Ga . The analysis of $\gamma\gamma$ –angular correlations resulted in the determination of accurate multipole mixing ratios. The isovector one–phonon 2_{ms}^+ and the two–phonon 1_{ms}^+ excitations were assigned and successfully compared to IBM–2 calculations in the vicinity of the dynamical O(6) symmetry. A transition between these states is discussed for the second time in nuclear structure physics.

The 1_{ms}^- member of the isovector quintuplet of negative parity $(2_{ms}^+ \otimes 3^-)^{(J)}$ was investigated experimentally for the first time. In a photon scattering experiment on ^{142}Ce nine new dipole excitations were found in the energy region of interest. Under the assumption of negative parity only one of these states fits into the expected decay pattern for a 1_{ms}^- state.

The rarest stable cadmium isotope ^{108}Cd was investigated using the powerful combination of three different experimental techniques: $\gamma\gamma$ spectroscopy following the β –decay of ^{108}In , (α, n) –fusion evaporation reaction and resonant photon scattering. This resulted in the observation of 120 new states and more than 580 new transitions, the determination of more than 80 multipole mixing ratios, eight effective lifetimes from a DSA analysis in the fusion evaporation reaction and the spectroscopy of nine dipole states in nuclear resonance fluorescence. The intruder band, which is typical for near semi–magic nuclei, was established up to the 4_I^+ state including lower limits for the absolute transition strengths of inter– and intraband decays. The 2_{ms}^+ excitation was found to be fragmented over three 2^+ states between 2 and 2.6 MeV. On the basis of energy and decay patterns, the complete isoscalar quadrupole–octupole coupled multiplet $(2_1^+ \otimes 3^-)^{(J)}$ was assigned. The 1^- member of this multiplet was observed in the photon scattering experiment and its absolute transition strength extends the existing systematics for even–even Cadmium isotopes.

Inhaltsverzeichnis

Zusammenfassung	iii
Abstract	iv
1 Einleitung	1
2 Das Phononenbild	5
2.1 Grundlagen des IBM und seiner Erweiterungen	5
2.1.1 Das sd-IBM-2	6
2.1.2 Das f-Boson: Negative Parität im IBM	8
2.2 Quadrupol- und Oktupolphononen	9
2.2.1 Isoskalare Q-Phononanregungen	9
2.2.2 Iovektorielle Q-Phononanregungen	10
2.2.3 Gemischt-symmetrische Zwei-Q-Phononanregungen	11
2.2.4 Oktupolanregungen	14
2.2.5 Quadrupol-Oktupol gekoppelte Zwei-Phononanregungen	14
2.2.6 Anforderungen an Experimente	16
3 Die Experimente	17
3.1 Auswahl der Experimente	18
3.1.1 Die (α, n) -Reaktion	18
3.1.2 Bevölkerung angeregter Zustände im β -Zerfall	19
3.1.3 Kernresonanzfluoreszenz	21
3.2 Koinzidenzmessungen in Köln	22
3.2.1 Das OSIRIS-Spektrometer	22
3.2.2 Datenaufnahme	22
3.2.3 Datenaufbereitung	24
3.3 KRF-Messungen in Stuttgart	28
3.3.1 Durchführung	28
3.3.2 Eichungen	33

4	Auswertung	35
4.1	Termschema und Verzweigungsverhältnisse	35
4.2	Die Methode der $\gamma\gamma$ -Winkelkorrelation	37
4.2.1	Multipolcharakteristik von γ -Strahlung	37
4.2.2	$\gamma\gamma$ -Winkelkorrelationen allgemein	39
4.2.3	$\gamma\gamma$ -Winkelkorrelation nach β -Zerfall	42
4.2.4	Praktisches Vorgehen für die Koinzidenzmessungen	43
4.2.5	Winkelkorrelation in KRF	47
4.3	Lebensdauerbestimmung mittels DSAM	49
5	Ergebnisse und Diskussion	53
5.1	^{66}Zn	53
5.1.1	2^+ Zustände in ^{66}Zn	55
5.1.2	1^+ Zustände in ^{66}Zn	58
5.1.3	Beschreibung im IBM-2	63
5.2	^{142}Ce	66
5.3	^{108}Cd	74
5.3.1	Intruderzustände	101
5.3.2	Mixed-symmetry Zustände in ^{108}Cd	106
5.3.3	Das Quadrupol-Oktupol gekoppelte ($2_1^+ \otimes 3^-$) Multiplett	112
5.3.4	Systematik des 1^- Zustandes in $^{108-116}\text{Cd}$	116
5.3.5	Abschließende Bemerkungen zu den Messungen an ^{108}Cd	119
A	Technische Details der Experimente	121
B	Spinbestimmung in ^{108}Cd	123
C	Daten zu DSAM	131
D	Spektren und Termschema ^{66}Zn	133
	Eigene Veröffentlichungen	135
	Literaturverzeichnis	139

Abbildungsverzeichnis

1.1	Phononenbild	3
2.1	Zerfallsverhalten isoskalärer Q-Phononanregungen	10
2.2	Zerfallsverhalten des $2_{m_s}^+$ Zustandes	11
2.3	Geometrische Interpretation des $2_{m_s}^+$ Zustandes	11
2.4	Geometrische Interpretation der Scherenmode	12
2.5	Der mixed-symmetry $1_{m_s}^+$ Zustand	13
2.6	Zerfallsverhalten der 3^- Oktupolanregung	14
2.7	Der Quadrupol-Oktupol gekoppelte 1^- Zustand	15
2.8	Der isovektorielle Quadrupol-Oktupol gekoppelte mixed-symmetry 1^- Zustand	16
3.1	Bevölkerung angeregter Zustände in einer Compoundkernreaktion	19
3.2	Bevölkerung angeregter Zustände im β -Zerfall	20
3.3	Prinzip der Photonenstreuung	21
3.4	OSIRIS-Würfelspektrometer	23
3.5	Energieeichung	26
3.6	Eichung des Ansprechvermögens	26
3.7	^{108}Cd Koinzidenzmatrix	27
3.8	Der Photonenfluß	28
3.9	Spektrum aus der KRF-Messung an ^{142}Ce	29
3.10	Der KRF-Meßplatz	30
3.11	Spektrum aus der KRF-Messung an ^{108}Cd	32
3.12	Efficiencyeichung	33
3.13	Photonenflußeichung	34
4.1	Bestimmung von Verzweigungsverhältnissen in Koinzidenz	36
4.2	$\gamma\gamma$ -Kaskade mit den im Text verwendeten Bezeichnungen	39
4.3	Geometrie und Bezeichnung einer Koinzidenz	40
4.4	Geometrie des OSIRIS-Spektrometers	42
4.5	Beispiel zur Spinbestimmung	45
4.6	Beispiel für die Korrelationsauswertung	46
4.7	Spinbestimmung in KRF an ^{142}Ce	48
4.8	Spinbestimmung in KRF an ^{108}Cd	48

4.9	Beispiel für einen Doppler Shift in ^{108}Cd	49
4.10	DSAM Prinzip	50
4.11	Feedingproblematik in DSAM	51
5.1	Zerfallsverhalten der 2^+ Zustände in ^{66}Zn (I)	56
5.2	Zerfallsverhalten der 2^+ Zustände in ^{66}Zn (II)	56
5.3	Erwartetes Zerfallsverhalten des $1^+_{m_s}$ Zustandes	59
5.4	Zerfallsverhalten der 1^+ Zustände in ^{66}Zn (I)	61
5.5	Zerfallsverhalten der 1^+ Zustände in ^{66}Zn (II)	62
5.6	M1-Zerfallsverhalten des $1^+_{m_s}$ Zustandes in ^{66}Zn : d-Parität	62
5.7	KRF Spektrum ^{142}Ce	67
5.8	Vorhersagen für die Zerfälle des $1^-_{m_s}$ Zustandes in ^{142}Ce	69
5.9	Dipolanregungen in ^{142}Ce	71
5.10	Ausschnitt aus dem Termschema zu ^{142}Ce	73
5.11	Spektrum: Zerfall in der Intruderbande	101
5.12	Bandenstrukturen in ^{108}Cd	103
5.13	Vergleich von Phonon- und Intruderstrukturen in $^{108-112}\text{Cd}$	104
5.14	Vergleich von sechs Quasi-Proton Strukturen	105
5.15	Zerfallsschema des $1^+_{m_s}$ Zustandes zwischen dem U(5) und dem O(6) Limit des IBM-2	109
5.16	Alle Dipolanregungen aus ^{108}Cd beobachtet in KRF	110
5.17	Vergleich der Quadrupol-Oktupol gekoppelten Multipletts in ^{108}Cd und ^{112}Cd	114
5.18	Das $2^+_1 \otimes 3^-_1$ Multiplett in ^{108}Cd	115
5.19	Ausschnitt aus dem Photonenstreuungsspektrum an ^{108}Cd ($E_0 = 4 \text{ MeV}$).	116
5.20	Energiesystematik der 1^- Anregung in ^{108}Cd	118
5.21	Ausschnitt aus einem Koinzidenzspektrum: ^{108}Cd im β -Zerfall	119
B.1	Korrelationsmuster	123
B.2	Korrelationsmuster	124
B.3	Korrelationsmuster	126
B.4	Korrelationsmuster	128
D.1	Spektrum ^{66}Zn , Totalprojektion	133
D.2	Koinzidenzspektrum, <i>gate</i> auf 1039 keV	133

Tabellenverzeichnis

3.1	Im Rahmen dieser Arbeit durchgeführte Experimente	17
4.1	Lebensdauerabschätzungen für beobachtbare Multipolaritäten nach Weiskopf	37
4.2	Auswahlregeln für elektromagnetische Multipolstrahlung	38
4.3	Winkelgruppen in einer <i>inbeam</i> -Messung am OSIRIS Spektrometer	42
4.4	Winkelgruppen in einer β -Zerfallsmessung am OSIRIS Spektrometer	43
4.5	Ergebnis der Auswertung gemäß DSAM der (α, n) -Messung von ^{108}Cd	52
5.1	Multipolmischungsverhältnisse in ^{66}Zn	54
5.2	Zerfallsverhalten der 2^+ Zustände in ^{66}Zn	57
5.3	Zerfallsverhalten aller 1^+ Zustände mit bekannter Lebensdauer in ^{66}Zn	60
5.4	Elektromagnetische Observablen in ^{66}Zn verglichen mit dem IBM-2	65
5.5	Ergebnisse der KRF Messung an ^{142}Ce	68
5.6	Charakteristische Verhältnisse für Übergangsstärken	71
5.7	Zerfallsverhalten aller Dipolzustände in ^{142}Ce aus KRF	72
5.8	Alle Zustände und Übergänge in ^{108}Cd	75
5.9	Ergebnisse der Winkelkorrelationsanalyse ^{108}Cd	96
5.10	Ergebnisse der KRF Messung an ^{108}Cd	99
5.11	Zerfallsverhalten des 1^- Zustandes und Dipolanregungen ohne Paritätsinformation in ^{108}Cd	100
5.12	Übergangsstärken der Intruderzustände in ^{108}Cd und ^{110}Cd	102
5.13	Übergangsstärken der $2^+_{m.s}$ Kandidaten in ^{108}Cd	107
5.14	Zerfallsverhalten der 1^+ Zustände in ^{108}Cd	111

Kapitel 1

Einleitung

Quadrupol- und Oktupolvibrationen dominieren als kollektive oszillatorische Freiheitsgrade die tiefliegenden Kernanregungen in gerade-gerade Nukliden mit nahezu sphärischer Kernform. Die erste 2^+ bzw. 3^- Anregung in Kernen nahe magischer Schalenabschlüsse kann als erste isoskalare¹ Quadrupol- bzw. Oktupolvibration interpretiert werden. Man bezeichnet diese elementaren Schwingungsmoden auch in Anlehnung an die Festkörperphysik als „Phononen“. Da es sich um kollektive Phänomene handelt, an denen viele Nukleonen teilnehmen, beobachtet man große Übergangsmatrixelemente für die Zerfälle dieser Zustände.

Mit den Regeln zur Drehimpulskopplung können Multiphononanregungen konstruiert werden. Im einfachen Bild der harmonischen Kopplung erwartet man z.B. die Multipletts der gekoppelten Phononanregungen $(2_1^+ \otimes 2_1^+)^{(J^+)}$, $(2_1^+ \otimes 3_1^-)^{(J^-)}$ oder $(3_1^- \otimes 3_1^-)^{(J^+)}$ bei der Summenenergie der Anregungsenergien der Konstituenten. Dieses streng harmonische Konzept beginnt früh zusammenzubrechen, da die Struktur des Atomkerns fermionischer Natur ist und die Einteilchenniveaus, aus denen letztlich die Phononen aufgebaut sind, dem Pauli-Prinzip unterliegen.

Doppelte und – seltener auch – dreifache Quadrupolanregungen sind in Kernen gefunden worden, siehe z.B. [Boh75, Cas92, Cor00], aber die Information zu mehrfachen Oktupolanregungen ist rar [Pii93, Bar95]. Das Quadrupol-Oktupol gekoppelte Multiplett negativer Partität $(2_1^+ \otimes 3_1^-)^{(J^-)}$ mit $J = 1, 2, 3, 4, 5$ wird intensiv untersucht, wobei es viele Informationen zu dem 1^- Mitglied dieses Quintupletts aus Photonenstreuexperimenten gibt (für eine umfassende Systematik siehe [Fra98] und [And01]). Hinweise auf das vollständige Multiplett wurden jedoch nur in ^{112}Cd [Gar99], ^{144}Sm [Gat90] und ^{142}Ce [Van95] diskutiert. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wird unter anderem dieses Multiplett in dem seltensten stabilen Cd-Isotop ^{108}Cd mit einer Kombination verschiedener kernphysikalischer Meßmethoden untersucht.

Neben den isoskalaren Anregungsmoden, in denen Proton- und Neutronkörper in der Kernmaterie – in einem sehr schematischen, geometrischen Bild – in Phase schwin-

¹ohne Unterscheidung von Proton- und Neutron-Freiheitsgrad

gen, gibt es eine Klasse von Anregungen, für deren Beschreibung die Einführung des Proton–Neutron Freiheitsgrades essentiell ist. Der sogenannte 2^+ mixed symmetry Zustand ist die isovektorielle Quadrupolanregung in der Valenzschale und ist durch partielle Proton–Neutron Antisymmetrien in der Wellenfunktion charakterisiert. Dieser Zustand liegt energetisch höher als sein isoskalares Gegenstück und stellt einen Forschungsschwerpunkt der Kernstrukturphysik in Köln dar, siehe z.B. [Wie97, Gad00, Pie99]. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wird auch diese interessante Anregung in ^{66}Zn und ^{108}Cd untersucht.

Für die isovektorielle Phononanregung werden Kopplungsmechanismen diskutiert. Das mixed–symmetry Zwei–Phononen Quintuplett $(2_{m_s}^+ \otimes 2_1^+)^{(J^+)}$, dessen prominentestes Mitglied der $1_{m_s}^+$ Zustand ist, ergibt sich dabei. Diese magnetische Dipolmode wird in deformierten Kernen aufgrund ihrer geometrischen Interpretation einer gegenphasigen Rotationsschwingung des Protonen– gegen den Neutronenkörper auch als „Scherenmode“ bezeichnet [LoI78]. Auch diese Anregungsmode gehört seit langem zum Kölner Forschungsinteresse, siehe z.B. [Pie95, Bre96]. Ihre Untersuchung ist ebenfalls Gegenstand dieser Arbeit.

Die exotischere Kopplung vom $2_{m_s}^+$ Zustand und der Oktupolvibration wurde in der Theorie bislang erst in einer Veröffentlichung diskutiert [Smi00]. Experimentelle Untersuchungen dazu gab es bisher nicht. Im Rahmen dieser Arbeit wird erstmals im Experiment nach dem $1_{m_s}^-$ Mitglied des mixed–symmetry Multipletts negativer Parität $(2_{m_s}^+ \otimes 3_1^-)^{(J^-)}$ gesucht. Dieser Zustand ist in der Theorie über ein verhältnismäßig starkes E1–Matrixelement mit dem Grundzustand verbunden, daher sollte diese elektrische Dipolmode der Methode der resonanten Photonenstreuung zugänglich sein.

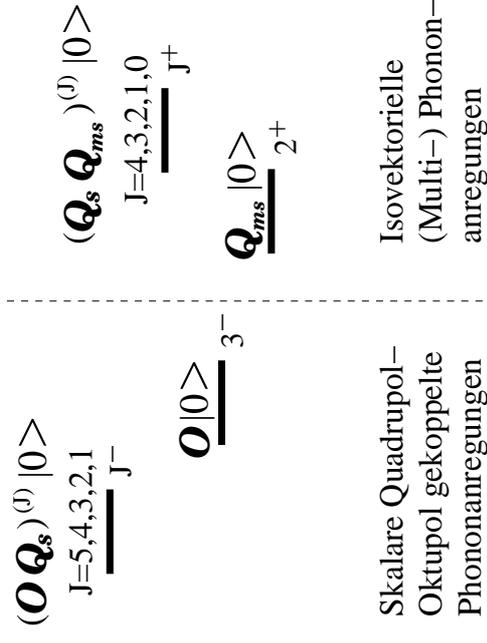
In Abbildung 1 sind die oben kurz erläuterten Phononanregungen graphisch verdeutlicht. Ausführlich wird das Phononenkonzept im nächsten Kapitel erklärt. Diese Anregungen werden in dieser Arbeit in ^{66}Zn , ^{142}Ce und ^{108}Cd mit unterschiedlichen kernphysikalischen Meßmethoden untersucht.

In den geraden Cd–Isotopen tritt ein weiteres interessantes Phänomen auf. Betrachtet man die tiefliegenden Anregungen in $^{108-114}\text{Cd}$, so findet man systematisch einen zusätzlichen 0^+ Zustand bei der Energie des Zwei–Quadrupolphonon Triplets, der das einfache Phononkonzept schon bei kleinen Energien zu stören scheint. In $^{110-114}\text{Cd}$ konnten deformierte Bandenstrukturen auf diesem Zustand beobachtet werden. Diese Anregungen haben Zwei–Protonen Intruderstruktur und sind ein bekanntes Phänomen nahe semi–magischer Schalenabschlüsse. In ^{108}Cd wurden Intruderzustände vorgeschlagen [Kum92], eine zugehörige Bandenstruktur konnten aber in der Vergangenheit nicht etabliert werden. Die Bereicherung der Intruder–Systematik in dieser Massenregion um den Kern ^{108}Cd ist ein weiteres Ergebnis der im folgenden dargelegten Untersuchungen.

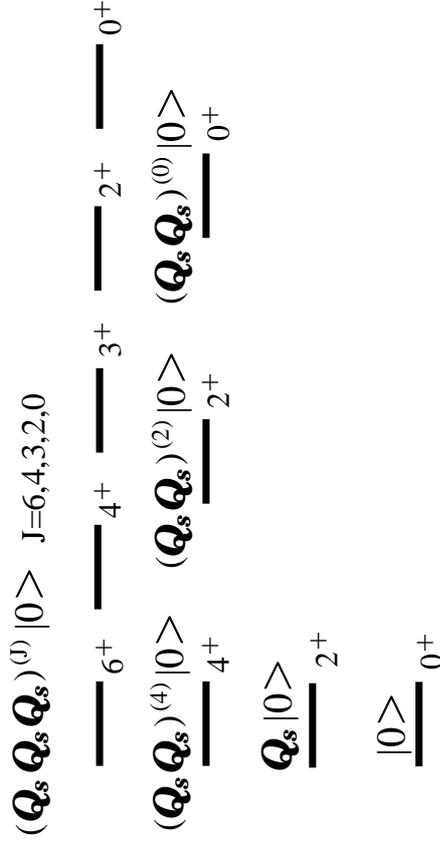
Isovektorielle Quadrupol-
Oktupol gekoppelte Phonon-
anregungen

$$(OQ_{ms})^{(1)} |0\rangle$$

$J=5,4,3,2,1$
 $\underline{\hspace{1.5cm}}$
 J^-



Skalare Multi-Phononanregungen



Energie

Abbildung 1.1: Das Prinzip der harmonischen (Multi-)Phonon-Kopplung. Aus der Drehimpulskopplung von isoskalaren bzw. isovektoriellen Quadrupolphononen (induziert durch die Quadrupoloperatoren Q_s bzw. Q_{ms}) können für Vibratorkerne die tiefliegenden symmetrischen (isoskalaren) und höherliegenden isovektoriellen mixed-symmetry Zustände positiver Parität charakterisiert werden. Die Kopplung von Quadrupol- und Oktupoloperator O angewendet auf den Grundzustand erzeugt symmetrische bzw. gemischt-symmetrische Zustandsmultipletts negativer Parität.

Kapitel 2

Das Phononenbild

Der Atomkern kann als quantisiertes Vielteilchensystem ein sehr komplexes Anregungsspektrum besitzen. Während Einteilchenanregungen des Kerns im Schalenmodell [Jen52, May55] oder verwandten Varianten wie etwa im Nilsson-Modell [Nil55] verstanden werden können, bieten sich zur Beschreibung kollektiver Phänomene oft einfachere, makroskopische Modelle an.

So können viele tiefliegende kollektive Kernanregungen im geometrischen Modell von Bohr und Mottelson [Boh75] als quantisierte isoskalare Quadrupol- bzw. Oktupolvibrationen („Phononen“) des Kerns gedeutet werden. Im Rahmen des algebraischen Interacting Boson Model (IBM) [Ari75, Ari78, Iac87] und seinen Erweiterungen wurde von T. Otsuka das Q-Phononenkonzept [Ots94, Sie94] eingeführt, das dem Phononenbild im oben erwähnten geometrischen Modell ähnelt. In der Proton-Neutron Erweiterung dieses algebraischen Zugangs zur Kernstrukturphysik kann die Klasse der Phononenzustände um die isovektorielle Quadrupolanregung in der Valenzschale [Iac76, Ots78] erweitert werden. In nahezu sphärischen Kernen konnten neben Multiphononzuständen, die aus gleichartigen Quadrupol- bzw. Oktupolvibrationen aufgebaut sind [Boh75, Cor00], auch Mehrphononenzustände, resultierend aus der Kopplung von verschiedenen Phononen, beobachtet werden [Gar99, Fra98, And01].

In den folgenden Abschnitten soll die Klasse der Phononanregungen und ihre Signaturen im Experiment erläutert werden.

2.1 Grundlagen des IBM und seiner Erweiterungen

Für gerade-gerade Kerne jenseits von abgeschlossenen Schalen ermöglicht das Interacting Boson Model (IBM) einen algebraischen Zugang zur Beschreibung niedrigliegender, kollektiver Anregungen positiver Parität. Die Grundlage des sd-IBM ist, daß Valenznukleonen, paarweise zum Gesamtdrehimpuls $L = 0$ bzw. $L = 2$ gekoppelt, auf s- bzw. d-Bosonen abgebildet werden. In dieser einfachsten Form des IBM wird nicht zwischen Proton- und Neutronbosonen unterschieden (IBM-1). Diese Variante geht auf Arbeiten von F. Iachello und A. Arima zurück [Ari75, Ari78, Iac87]. Es

hat sich gezeigt, daß wesentliche Eigenschaften von gerade–gerade Kernen durch das IBM–1 bereits vorhergesagt werden [Iac87, War83], während aber z.B. M1–Zerfälle im IBM–1 nicht beschrieben werden können [Sam81, Sam84].

Interpretiert man das Schalenmodell als mikroskopische Rechtfertigung des IBM–2, d.h. schränkt man den Schalenmodellraum auf paarweise gekoppelte Valenznukleonen ein, und projiziert den Unterraum aller zu Drehimpuls 0 bzw. 2 gekoppelten Protonen– und Neutronenpaare auf den Raum der s– und d–Bosonen (OAI–Projektion [Ots78b]), wird die Unterscheidung von Proton– und Neutronfreiheitsgrad ganz natürlich eingeführt. In den Arbeiten von I. Talmi [Tal62] und R. F. Casten [Cas81] wurde gezeigt, daß die Proton–Neutron Wechselwirkung ein wesentlicher Grund für die Entstehung von Kollektivität ist. Im Proton–Neutron Interacting Boson Model (IBM–2) [Ots78b] wird zwischen Proton– und Neutronfreiheitsgrad unterschieden. Dazu wird der Formalismus des F–Spin eingeführt. Der F–Spin ist das bosonische Analogon zum fermionischen Isospin. Das bedeutet: ein Boson hat $F = \frac{1}{2}$ mit Projektion $+\frac{1}{2}$ für Proton– bzw. $-\frac{1}{2}$ für Neutronbosonen. Ein Bosonenzustand ist dann durch den F–Spin F und die Projektion $F_0 = (N_\pi - N_\nu)/2$ charakterisiert, wobei N_π bzw. N_ν die Protonboson– bzw. Neutronbosonzahl ist ¹. Der zugeordnete Operator \hat{F}^2 besitzt den Eigenwert $F(F + 1)$ mit

$$|F_0| \leq F \leq \frac{N_\pi + N_\nu}{2} = F_{max}. \quad (2.1)$$

Zustände mit $F = F_{max}$ haben total symmetrische Wellenfunktionen, insbesondere auch bezüglich des Austauschs von Protonen und Neutronen. Zustände mit $F < F_{max}$ werden als gemischt–symmetrisch bezeichnet und sind unter anderem Untersuchungsgegenstand der vorliegenden Arbeit.

M1–Übergänge zwischen total symmetrischen Zuständen ($F = F_{max}$) sind verboten [Lip90]. Das bedeutet, wenn M1–Zerfälle zwischen niedrigliegenden kollektiven Zuständen auftreten, müssen diese Zustände Komponenten mit $F < F_{max}$ enthalten. Daher sind M1–Zerfälle Indikator für partielle Proton–Neutron Antisymmetrien in den Wellenfunktionen.

2.1.1 Das sd–IBM–2

Das IBM–2 wird analog zum IBM–1 in der zweiten Quantisierung formuliert. Der Operator s_ρ^\dagger erzeugt ein s–Boson und $d_{\rho\mu}^\dagger$ ein d–Boson im Zustand $L = 2$ mit magnetischer Quantenzahl μ ($\rho = \pi$ bzw. ν für Protonen bzw. Neutronen). Die zugehörigen Vernichter sind die hermitesch Konjugierten der Erzeuger, wobei im weiteren mit $\tilde{d}_{\rho\mu} = (-1)^\mu d_{\rho-\mu}$ gearbeitet wird, da sich $\tilde{d}_{\rho\mu}$ im Gegensatz zu $d_{\rho-\mu}$ wie ein Tensor vom Rang 2 unter Rotation transformiert. Die Erzeuger und Vernichter erfüllen die

¹Die Bosonenzahl ist jeweils die Hälfte der Anzahl von Valenzprotonen bzw. -neutronen, wobei jenseits der Valenzschalenmitte die Löcher gezählt werden.

Bose–Kommuntationsregeln:

$$[s_\rho, s_{\rho'}^\dagger] = \delta_{\rho\rho'} \quad (2.2)$$

$$[s_\rho^\dagger, d_{\rho'\mu}] = [d_{\rho\mu}^\dagger, s_{\rho'}] = 0 \quad (2.3)$$

$$[d_{\rho\mu}, d_{\rho'\mu'}^\dagger] = \delta_{\rho\rho'} \delta_{\mu\mu'} \quad \rho = \pi, \nu \quad (2.4)$$

Man kann aus dem Satz von Operatoren folgende Ein–Boson–Operatoren bilden, die die Bosonenzahlen N_π und N_ν erhalten:

$$[d_\pi^\dagger \tilde{d}_\pi]_\kappa^{(k)}, \quad (k = 0, 1, 2, 3, 4) \quad (2.5)$$

$$d_{\pi\mu}^\dagger s_\pi + s_\pi^\dagger \tilde{d}_{\pi\mu}, \quad d_{\pi\mu}^\dagger s_\pi - s_\pi^\dagger \tilde{d}_{\pi\mu}, \quad s_\pi^\dagger s_\pi \quad (2.6)$$

mit $\rho = \pi$ bzw. ν , wobei die Skalare die Teilchenzahloperatoren \hat{n}_{d_π} , \hat{n}_{s_π} , \hat{n}_{d_ν} und \hat{n}_{s_ν} ergeben. Diese Operatoren sind die Generatoren der Lie–Algebra $U_\pi(6) \otimes U_\nu(6)$. Ein allgemeiner Hamiltonoperator, der die Bosonenzahlen erhält, besteht nun aus diesen Ein–Boson–Operatoren und einer Boson–Boson Wechselwirkung und kann geschrieben werden als

$$H = H_\pi + H_\nu + V_{\pi\nu} + V_{\pi\pi} + V_{\nu\nu}, \quad (2.7)$$

wobei H_π bzw. H_ν aus den Generatoren der Algebren $U_\pi(6)$ bzw. $U_\nu(6)$ bestehen und die $V_{\rho\rho'}$ Direktprodukte dieser Gruppen beinhalten.

Zum Beispiel kann ein spezieller Hamiltonoperator (Talmi–Hamiltonian) wie folgt aussehen [Ots78a]:

$$H = \epsilon(\hat{n}_{d_\pi} + \hat{n}_{d_\nu}) + \kappa(Q_\pi(\chi_\pi) + Q_\nu(\chi_\nu))^2 + \xi M_{\pi\nu}. \quad (2.8)$$

Die Wechselwirkung zwischen Proton– und Neutronbosonen ist in diesem Hamiltonoperator in Form des Majoranaterms $M_{\pi\nu}$ [Ots78a] und einer Quadrupol–Quadrupol–Wechselwirkung gegeben, wobei

$$Q_\rho = [d^\dagger s + s^\dagger \tilde{d}]_\rho^{(2)} + \chi_\rho [d^\dagger \tilde{d}]_\rho^{(2)}, \quad \rho = \pi, \nu \quad (2.9)$$

der Quadrupoloperator der entsprechenden Bosonensorte ist. Die Größen ϵ , κ , ξ und χ_ρ sind Parameter. Im Falle des ungebrochenen F–Spins legt die Majoranawechselwirkung nur die energetische Lage der mixed–symmetry Zustände fest, ohne Auswirkung auf Wellenfunktionen und Übergangsstärken zu haben.

E2–Übergänge werden durch den Operator

$$T(E2) = e_\pi Q_\pi + e_\nu Q_\nu, \quad (2.10)$$

vermittelt, wobei e_π und e_ν die effektiven Bosonenladungen sind. Der M1–Operator ist gegeben durch:

$$T(M1) = \sqrt{\frac{3}{4\pi}} (g_\pi L_\pi + g_\nu L_\nu) \quad (2.11)$$

$$= \sqrt{\frac{3}{4\pi}} \left(\frac{g_\pi + g_\nu}{2} (L_\pi + L_\nu) + \frac{g_\pi - g_\nu}{2} (L_\pi - L_\nu) \right) \quad (2.12)$$

mit $L_\rho = \sqrt{10}[d_\rho^\dagger \tilde{d}_\rho]^{(1)}$ als Drehimpulsoperator für die entsprechende Bosonensorte und den g -Faktoren g_π und g_ν für Protonen bzw. Neutronen. Man beachte, daß im IBM-1 nicht zwischen Protonen und Neutronen unterschieden wird und daher der M1-Operator dort proportional zum Gesamtdrehimpuls $L = L_\pi + L_\nu$ ist (2.12). Deswegen können in dieser einfachen Variante des IBM keine M1-Übergänge beschrieben werden.

Man ist nun an Parameterkombinationen interessiert, die zu einem analytisch lösba- ren Eigenwertproblem führen – Hilfsmittel dazu ist die Algebra. Wie oben beschrie- ben, liegt eine $U_\pi(6) \otimes U_\nu(6)$ algebraische Struktur vor. Ziel ist es, den Hamiltonope- rator aus Casimiroperatoren² einer Kette von Unteralgebren von $U_\pi(6) \otimes U_\nu(6)$ aufzu- bauen (\rightarrow *dynamische Symmetrie*). Die Eigenzustände des Hamiltonoperators können dann durch die Quantenzahlen der Casimiroperatoren klassifiziert werden. Die Ener- gien sind damit in analytischer Abhängigkeit von den Quantenzahlen und Parametern gegeben. Als Beispiel seien hier kurz die dynamischen Symmetrien des IBM-1 an- geführt. Ohne die Unterscheidung von Proton- und Neutronfreiheitsgrad stellen die vorher diskutierten Ein-Boson-Operatoren die Generatoren der unitären Lie-Algebra $U(6)$ dar. $U(6)$ läßt sich in drei Ketten von Unteralgebren zerlegen, die aufgrund der geforderten Rotationsinvarianz $O(3)$ enthalten müssen, da dann $[L^2, H] = 0$ gilt:

$$\begin{array}{ll} U(6) \supset U(5) \supset O(5) \supset O(3) & \text{anharm. Vibrator} \\ U(6) \supset SU(3) \supset O(3) & \text{axialsymm. Rotor} \\ U(6) \supset O(6) \supset O(5) \supset O(3) & \gamma\text{-instabiler Rotor} \end{array}$$

Diese dynamischen Symmetrien haben ihre geometrischen Entsprechungen, so be- schreibt das $U(5)$ -Limit den fünfdimensionalen anharmonischen Vibrator [Boh75], das $SU(3)$ -Limit den axialsymmetrischen Rotor [Boh75] und das $O(6)$ -Limit den γ - instabilen Rotor [Wil56].

2.1.2 Das f-Boson: Negative Parität im IBM

Im sd-IBM und seiner Proton-Neutron Erweiterung können nur Zustände positiver Parität beschrieben werden. In vielen Kernen beobachtet man aber auch einen tieflie- genden kollektiven 3^- Zustand. Das sd-IBM wurde daher um das f-Boson (Oktupol- boson) mit $J^\pi = 3^-$ erweitert (sdf-IBM) [Ari78b]. Die unterliegende algebraische Struktur ist

$$U(13) \supset U(6) \otimes U(7).$$

$\begin{array}{cc} s,d & f \end{array}$

²Casimiroperatoren sind Operatoren, die mit jedem Generator der Algebra kommutieren. So ist z.B. der Drehimpulsoperator L^2 Casimiroperator in der Algebra $O(3)$ oder $N_\pi = n_{d_\pi} + n_{s_\pi}$ Casimirope- rator von $U_\pi(6)$. Natürlich kommutieren auch die Casimiroperatoren einer Kette von Unteralgebren untereinander.

Der allgemeinste Hamiltonoperator für dieses Problem ist in [Iac87] gegeben. Basiszustände können in der Form

$$(s^\dagger)^{n_s} (d^\dagger)^{n_d} (f^\dagger)^{n_f} |0\rangle \quad (2.13)$$

geschrieben werden, wobei die Bosonenzahl wieder erhalten bleibt. Ein vereinfachter Hamiltonian ohne Proton–Neutron Freiheitsgrad kann in Anlehnung an (2.8) geschrieben werden als:

$$H = H^{sd} + \epsilon_f \hat{n}_f + \kappa' Q^{sd} Q^f \quad (2.14)$$

mit H^{sd} aus (2.8) ohne Unterscheidung von Proton– und Neutronbosonen, dem f–Bosonenzahloperator \hat{n}_f und der Quadrupol–Quadrupol Wechselwirkung. Der f–Boson Quadrupoloperator ist definiert als:

$$Q^f = [f^\dagger \tilde{f}]^{(2)}. \quad (2.15)$$

Für den komplizierteren Fall des sdf–IBM–2 sei auf die Referenz [Smi00] verwiesen. Die T(M1)– und T(E2)–Übergangsooperatoren in diesem Modell sind im allgemeinsten Fall in natürlicher Erweiterung um den Freiheitsgrad des f–Bosons formuliert. Zur Reduktion der Parameteranzahl wurden in der oben genannten Veröffentlichung, die Grundlage für die Untersuchung von ^{142}Ce in dieser Arbeit ist, die Übergangsooperatoren aus dem sd–IBM–2 verwendet. Essentiell wird daher der f–Bosonen–Beitrag für die T(E3)– und T(E1)–Operatoren:

$$T(E3) = e_3(O_\pi + O_\nu) = e_3 O \quad (2.16)$$

$$T(E1) = \alpha_\pi D_\pi + \alpha_\nu D_\nu \quad (2.17)$$

mit den Oktupol– und Dipoloperatoren:

$$O_\rho = [s_\rho^\dagger \tilde{f}_\rho + f_\rho^\dagger s_\rho]^{(3)} + \tilde{\chi} [d_\rho^\dagger \tilde{f}_\rho + f_\rho^\dagger d_\rho]^{(3)} \quad (2.18)$$

$$D_\rho = [d_\rho^\dagger \tilde{f}_\rho + f_\rho^\dagger d_\rho]^{(1)} + \text{Terme höherer Ordnung.} \quad (2.19)$$

Ohne die Zweikörperterme höherer Ordnung in D_ρ , die von der Art $(OQ)^{(1)}$ sind, können teilweise Dipolstärken in Vibratoren nicht angemessen beschrieben werden [Han88] (siehe auch Abschnitt 5.3.4). Das schematische Zerfallsverhalten der prominenten Zustände mit negativer Parität wird in den entsprechenden Abschnitten des Kapitels 2.2 im Phononenkonzept verdeutlicht.

2.2 Quadrupol– und Oktupolphononen

2.2.1 Isoskalare Q–Phononanregungen

Das Q–Phononenschema [Sie94, Ots94, Bre99] generalisiert das bosonische Phononenkonzept in Vibratorkernen [Boh75]. Die Quadrupoloperatoren Q (2.9), die die Q–Phononanregungen vermitteln, erfüllen nicht die bosonischen Vertauschungsrelationen. Außerdem werden die Q –Operatoren nicht notwendigerweise auf das Bosonenvakuum angewendet, sondern auf den Grundzustand des Kerns, der korreliert sein kann.

Der wichtigste kollektive Freiheitsgrad ist die Quadrupolvibration, die im gerade-gerade Kern im ersten 2^+ Zustand, der isoskalaren Quadrupolanregung in der Valenzschale, konzentriert ist:

$$|2_1^+\rangle \approx \mathcal{N}_s(Q_\pi + Q_\nu)|0^+\rangle = \mathcal{N}_s Q_s |0^+\rangle, \quad (2.20)$$

wobei Q_s die isoskalare Kombination des Proton- bzw. Neutron-Quadrupoloperators ist und \mathcal{N}_s der Normierung dient. Weitere isoskalare Zustände entstehen durch die Drehimpulskopplung dieser symmetrischen Anregung. Bei der Kopplung zweier Q_s -Phononen erhält man ein Triplett mit Spins $J^\pi = 0^+, 2^+, 4^+$:

$$|J^\pi\rangle \sim (Q_s Q_s)^{(J)} |0^+\rangle, \quad J = 0, 2, 4.$$

Das Fehlen des 1^+ und 3^+ Zustandes resultiert aus der obigen Kopplung identischer, sphärischer Tensoren von geradzahligem Rang.

n -fach gekoppelte Q -Phononanregungen sind durch starke $E2$ -Übergänge zu $(n-1)$ - Q -Phononkonfigurationen mit entsprechenden Spins charakterisiert. Diese elektrischen Quadrupolübergänge könne als kollektive Vernichtung eines Q_s -Phonons aus der Konfiguration interpretiert werden.

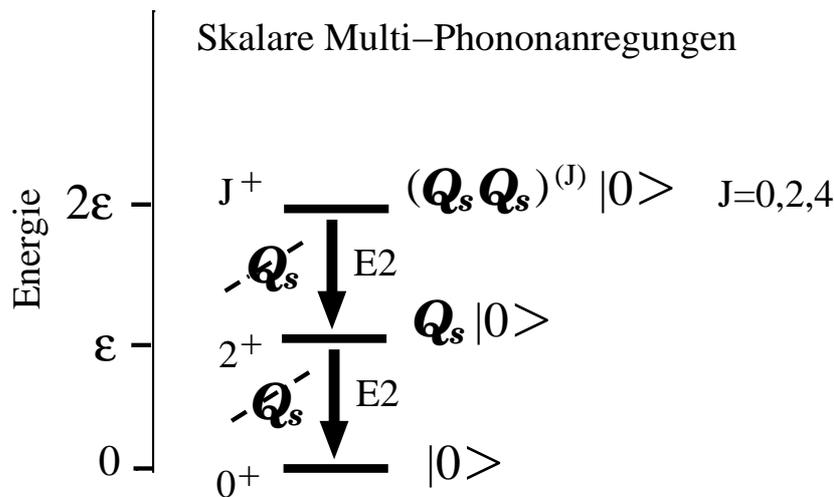


Abbildung 2.1: Zerfallsverhalten isoskalarer Q -Phononanregungen

2.2.2 Isovektorielle Q -Phononanregungen

Offenbar existiert zur Näherung der isoskalaren Quadrupolanregung in der Valenzschale (2.20) eine orthogonale, isovektorielle Linearkombination von Q_π und Q_ν :

$$|2_{ms}^+\rangle \sim \mathcal{N}_{ms}(Q_\pi - \alpha Q_\nu)|0^+\rangle = \mathcal{N}_{ms} Q_{ms} |0^+\rangle,$$

wobei α die Orthogonalität zum 2_1^+ Zustand gewährleistet. Dieser Zustand ist die isovektorielle Quadrupolanregung in der Valenzschale und repräsentiert den mixed-symmetry 2^+ Zustand (Abbildung 2.3), der als niedrigste Anregung dieser Art im IBM-2 vorhergesagt wurde. Seine Interpretation als Zustand mit nicht-maximalem F-Spin im Proton-Neutron IBM ist bereits in Abschnitt 2.1 näher erläutert.

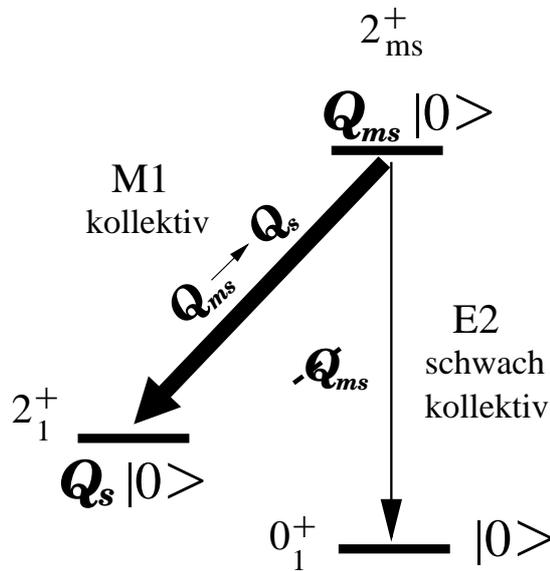


Abbildung 2.2: Zerfallsverhalten des 2_{ms}^+ Zustandes.

Die vorhergesagten Signaturen für einen 2_{ms}^+ Zustand sind ein starker M1-Zerfall zum symmetrischen 2_1^+ Zustand mit einem Matrixelement in der Größenordnung von $1 \mu_N$ und ein schwach kollektiver isovektorieller E2-Übergang in den Grundzustand [Iac81, Iac84]. Identifiziert wurde diese interessante Anregung in Kernen verschiedener Massenregionen, in der $A = 100$ Region [Gar96, Pie99], um $A = 130$ [Mol88, Faz92, Wie97, Pie98b, Gad00] und für zwei Kerne mit $A \approx 140$ [Ham84, Ver88, Van95, Eck97].

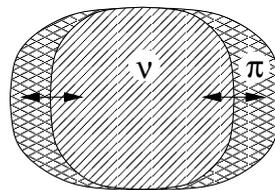


Abbildung 2.3: Geometrische Interpretation des 2_{ms}^+ Zustandes

2.2.3 Gemischt-symmetrische Zwei-Q-Phononanregungen

Aus der Kopplung des symmetrischen Q_s - und des mixed-symmetry Q_{ms} -Phonons resultiert ein Quintuplett von isovektoriellen, mixed-symmetry Anregungen mit $J_{ms}^\pi =$

$0^+, 1^+, 2^+, 3^+, 4^+$:

$$|J_{ms}^+\rangle = (2_1^+ \otimes 2_{ms}^+) \approx \mathcal{N}(Q_{ms}Q_s)^{(J)}|0^+\rangle.$$

Der prominenteste Vertreter dieser Klasse von Zwei-Phononenanregungen ist der 1_{ms}^+ Zustand, der in wohldeformierten Kernen aufgrund seiner geometrischen Interpretation als Scherenmode bezeichnet wird. Diese isovektorielle, magnetische Dipolmode wird als gegenphasige, scherenförmige Rotationsschwingung des Protonen- gegen den Neutronenkörper im Valenzraum interpretiert (Abbildung 2.4). Die Existenz dieser Anregung wurde schon Mitte der 60er Jahre vorhergesagt. Sowohl im Neutronen-Protonen-Deformationsmodell von Greiner [Gre65] als auch im Faesslerschen Rotations-Vibrations-Modell (RVM) [Fae66] waren scherenmodenähnliche Anregungen enthalten. Die Eigenschaft der Scherenmode als kollektive magnetische Dipolanregung wurde von LoIudice und Palumbo [LoI78] im Rahmen des Two Rotor Model (TRM) erkannt. Alle diese geometrischen Modelle überschätzten aber die Anregungsenergie dieser Mode bei weitem. Genauere Vorhersagen für die Scherenmode gelangen erst F. Iachello im IBM-2 [Iac81].

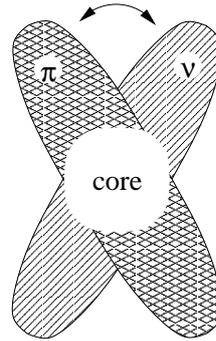


Abbildung 2.4: Geometrische Interpretation der Scherenmode: Eine Rotationsschwingung des Protonen- gegen den Neutronenkörper im Valenzraum.

Im Experiment wurde der 1_{ms}^+ Zustand von A. Richter in hochauflösender Elektronenstreuung am deformierten Kern ^{156}Gd entdeckt [Ric83, BoR84]. In systematischen Photonenstreuexperimenten wurde das Wissen über diese Anregungsmode in deformierten Kernen beachtlich erweitert [Wes88, Pit89, Zil90, Bre94, Kne96]. Die Existenz der Scherenmode in schwachdeformierten Kernen gelang erstmals in Photonenstreuexperimenten am γ -weichen Kern ^{196}Pt [Bre96] und später auch in ^{134}Ba und ^{136}Ba [Mas96, Pie98b]. Diese Experimente offenbarten erstmals die im IBM-2 vorhergesagten Zerfälle zum 2_1^+ und 2_2^+ Zustand.

Das Zerfallsverhalten des 1_{ms}^+ Zustandes in γ -weichen Kernen, die im O(6) Limit des IBM-2 beschrieben werden, unterscheidet sich von dem in der dynamischen U(5) Symmetrie. Im O(6) Limit zerfällt dieser Zustand mit einem M1-Zerfall in den Grundzustand, während im U(5) Fall der 1_{ms}^+ Zustand über einen M1-Zerfall mit dem

Zwei-Phonon 0_2^+ Zustand verbunden ist. Die Begründung dafür liegt in der Struktur des Grundzustandes: Der 0_1^+ Zustand im $O(6)$ Limit ist korreliert und hat somit einen Erwartungswert für die d-Bosonenzahl $\langle n_d \rangle \neq 0$ [Gin91]. Daher kann der Zwei-Q-Phononen 1_{ms}^+ Zustand in den Grundzustand zerfallen. Im $U(5)$ Limit ist der Grundzustand das d-Bosonenvakuum. Bei einem Zerfall müssten also zwei Q-Phononen vernichtet werden. Der gewöhnliche (*one body*) $T(M1)$ -Operator kann diesen Zerfall nicht vermitteln. Das weitere Zerfallsverhalten ist jedoch für die beiden diskutierten dynamischen Symmetrien vergleichbar und folgt wieder dem anschaulichen Q-Phononenkonzept:

- Die Vernichtung eines Q_s -Phonons resultiert in einem starken E2-Zerfall, vergleichbar mit dem $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ Übergang.
- Wird ein Q_{ms} -Phonon vernichtet, folgt ein schwach kollektiver, isovektorieller E2-Zerfall von ähnlicher Stärke wie der des $2_{ms}^+ \rightarrow 0_1^+$ Überganges.
- Die Umwandlung eines Q_{ms} - in ein Q_s -Phonon vermittelt einen starken M1-Zerfall, vergleichbar mit dem M1-Übergang $2_{ms}^+ \rightarrow 2_1^+$.

So kann das komplette Zerfallsverhalten des 1_{ms}^+ Zustandes in diesem schematischen Modell anschaulich verstanden werden (Abbildung 2.5).

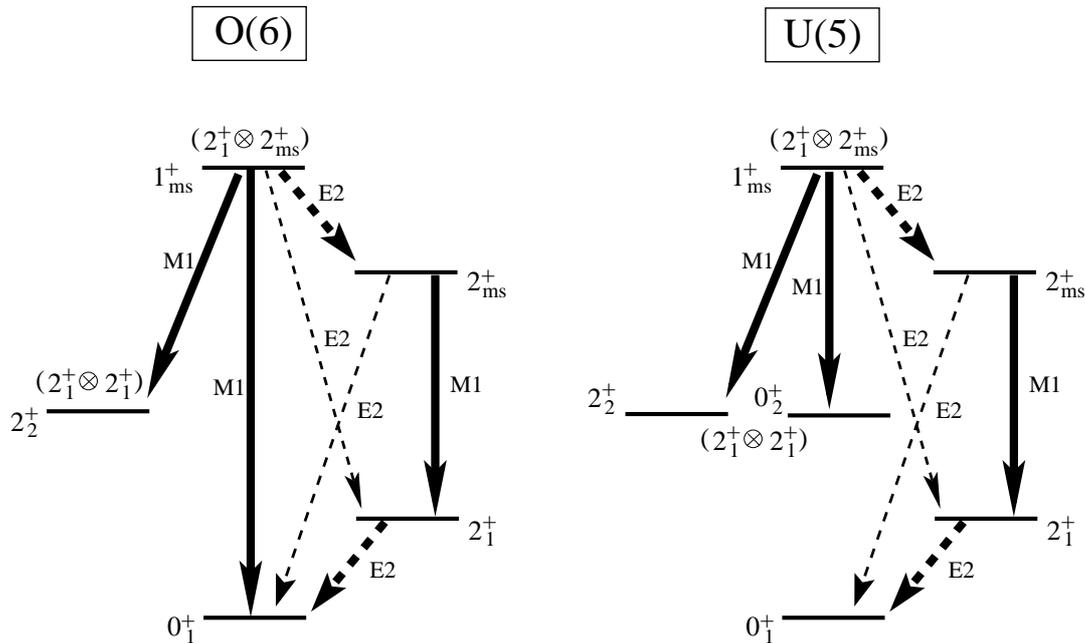


Abbildung 2.5: Der mixed-symmetry 1^+ Zustand im $O(6)$ und $U(5)$ Limit

Die 3_{ms}^+ und 2_{2ms}^+ Zustände aus dem gemischt-symmetrischen Quintuplett wurden kürzlich im Kern ^{94}Mo erstmalig entdeckt [Pie00, Fra01]. Für die verbleibenden zwei Zustände aus dem Multiplett gibt es keine experimentellen Hinweise.

2.2.4 Oktupolanregungen

Neben den Quadrupolvibrationen ist die elektrische Oktupolanregung die wichtigste Mode in kollektiven Kernen. In gerade–gerade Kernen findet man in Anregungsspektren bei kleinen Energien einen 3^- Zustand, der als Oktupolvibration verstanden werden kann. Im Phononenbild wird der 3^- Zustand durch die Anwendung des Oktupoloperators (2.18) auf den Grundzustand generiert:

$$|3^-\rangle \approx \mathcal{N}_o(O_\pi + O_\nu)|0^+\rangle = \mathcal{N}_o O|0^+\rangle.$$

Das E1– und E3–Zerfallsverhalten ist in Abbildung 2.6 dargestellt.

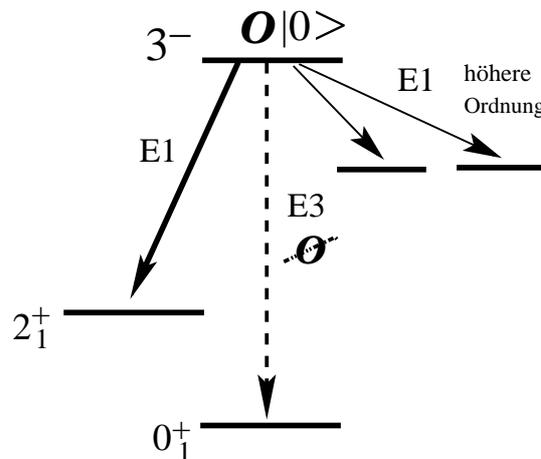


Abbildung 2.6: Zerfallsverhalten der 3^- Oktupolanregung

Die E1–Zerfälle zu den Zwei–Q–Phononenanregungen 2_2^+ und 4_1^+ können nur beschrieben werden, wenn man die Terme höherer Ordnung (*two body*) im T(E1)–Operator miteinbezieht (2.19). Der E3–Zerfall in den Grundzustand, der aus der Vernichtung des Oktupolphonons resultiert, ist durch sein in der Regel sehr kleines Verzweigungsverhältnis sehr schwierig zu spektroskopieren und daher nur in wenigen Kernen beobachtet.

2.2.5 Quadrupol–Oktupol gekoppelte Zwei–Phononenanregungen

Die Kopplung des isoskalaren Q_s –Phonons mit dem Oktupolphonon resultiert in einem Quintuplett von isoskalaren Zuständen negativer Parität:

$$|J^-\rangle = (2_1^+ \otimes 3_1^-) \approx \mathcal{N}_{oq}(Q_s O)^{(J)}|0^+\rangle$$

mit $J = 1, 2, 3, 4, 5$. Experimentell intensiv untersucht wurde der 1^- Zustand dieses Multipletts. Eine umfassende Zusammenfassung der Kenntnisse über diesen Zustand, gewonnen aus Photonenstreuexperimenten, ist in [And01] gegeben. In der harmonischen Kopplung erwartet man die Zwei–Phononenanregungen bei der Summenenergie

$E \approx E(2_1^+) + E(3_1^-)$. Experimentell beobachtet man jedoch z.B. den 1^- Zustand bei einer Energie geringfügig unterhalb der Summenenergie [And01].

Das Zerfallsverhalten der isoskalaren Quadrupol–Oktupol gekoppelten Zustände ist am Beispiel des 1^- Niveaus in Abbildung 2.7 dargestellt. Die Zerfälle können wieder anschaulich mit dem Phononenkonzept verdeutlicht werden.

- Die Vernichtung eines O –Phonons resultiert in einem $E3$ –Übergang, analog zum $3^- \rightarrow 0^+$ Zerfall.
- Die Umwandlung eines O – in ein Q_s –Phonon geschieht unter Emission von $E1$ –Strahlung, vergleichbar mit dem $3^- \rightarrow 2_1^+$ Zerfall.
- Die Annihilation von Q_s führt zu einem $E2$ –Übergang, dessen Stärke mit der des Grundzustandszerfalls des ersten angeregten 2^+ Zustandes vergleichbar ist.
- Der Grundzustandszerfall kann erst mit den Termen höherer Ordnung im $T(E1)$ –Operator (2.19) beschrieben werden, falls der Grundzustand das Bosonenvakuum ist.

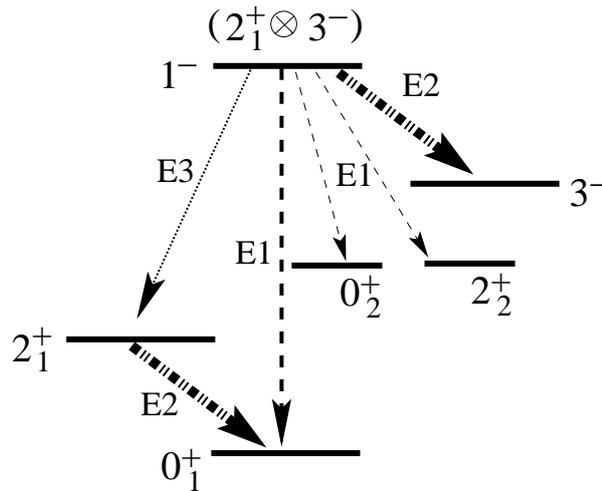


Abbildung 2.7: Der Quadrupol–Oktupol gekoppelte 1^- Zustand: Schematisches Zerfallsverhalten im Phononenmodell.

Ganz natürlich stellt sich wieder die Frage nach einer Kopplung unter Beteiligung des isovektoriellen Q_{ms} –Phonons:

$$|J_{ms}^-\rangle = (2_{ms}^+ \otimes 3_1^-) \approx \mathcal{N}_{oq}(Q_{ms}O)^{(J)}|0^+\rangle$$

mit $J = 1, 2, 3, 4, 5$. Dieses Multiplett von gemischt–symmetrischen Zuständen negativer Parität wird in [Smi00] im Rahmen des sdf–IBM–2 vorhergesagt und diskutiert. Experimentell sind diese Zustände bisher jedoch unerforscht. In der vorliegenden Arbeit wird das erste Experiment zur Suche nach dem 1_{ms}^- Zustand des Quintupletts

vorgestellt. Das erwartete Zerfallsverhalten ist für diesen Zustand in Abbildung 2.8 zusammengefaßt. Mit den ausführlich erläuterten Zerfallsschemata des 3^- und 2_{ms}^+ Zustandes können die erwarteten Zerfälle für die mixed-symmetry Dipolanregung verstanden werden. Der Zerfall in den Grundzustand macht dieses Niveau einer Untersuchung mit der Methode der Photonenstreuung zugänglich.

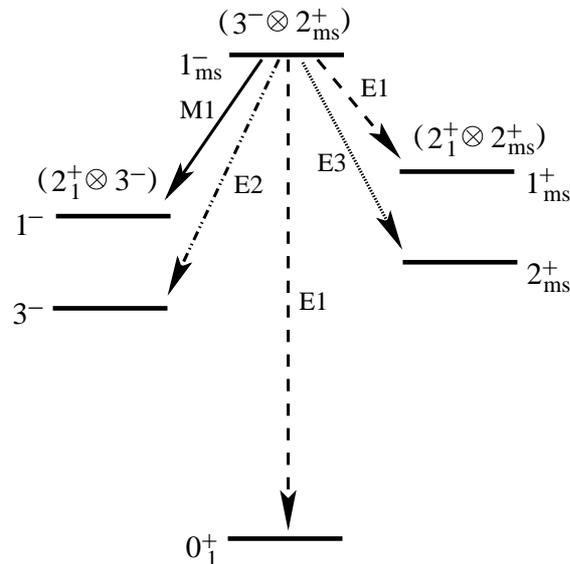


Abbildung 2.8: Der isovektorielle Quadrupol–Oktupol gekoppelte mixed-symmetry 1^- Zustand. Schematisches Zerfallsverhalten im Phononenkonzept [Smi00].

2.2.6 Anforderungen an Experimente

Zur Untersuchung dieser speziellen Anregungsmoden sind offenbar die folgenden Größen von Interesse:

- Energie
- Spin und Parität
- Multipolcharakteristik der emittierten Strahlung
- Übergangsstärken (aus Lebensdauerinformation, Verzweigungs- und Multipolmischungsverhältnissen)

In Kapitel 3 bzw. 4 werden die Experimente bzw. Auswerteverfahren vorgestellt, die im Rahmen dieser Arbeit verwendet wurden, um die oben aufgeführten Größen für angeregte Zustände in ^{66}Zn , ^{108}Cd und ^{142}Ce zu bestimmen.

Kapitel 3

Die Experimente

Im Rahmen dieser Arbeit wurden sechs Experimente durchgeführt, drei am FN TANDEM Beschleuniger der Universität zu Köln und drei am DYNAMITRON Beschleuniger des Institutes für Strahlenphysik der Universität Stuttgart (IFS) in Zusammenarbeit mit der Photonenstreuerguppe von Professor U. Kneissl. Die technischen Details dieser Experimente wie Strahlenergie, Targetspezifikation und Statistik sind in Anhang A zusammengefaßt.

Tabelle 3.1: Im Rahmen dieser Arbeit durchgeführte Experimente. Es wurden verschiedene kernphysikalische Meßmethoden für verschiedene physikalische Fragestellungen verwendet. Von Interesse sind generell für angeregte Kernzustände: Spinzuordnung J , Multipolmischungsverhältnisse δ der Zerfälle, Verzweigungsverhältnisse R der Übergänge und (effektive) Lebensdauern $\tau_{(e)}$.

Kern	Reaktion	Ziel	Observablen	Ort
^{108}Cd	$^{105}\text{Pd}(\alpha, n)^{108}\text{Cd}$	J_{ms}^π	J, δ, R, τ_e	Köln
^{108}Cd	$^{108}\text{Cd}(p, n)^{108}\text{In} \xrightarrow{\beta} ^{108}\text{Cd}$	$2_{ms}^+, 1_{ms}^+$	J, δ, R	Köln
^{108}Cd	(γ, γ') bei $E_0 = 4.1 \text{ MeV}$	$1_{ms}^+, 1^-$	J, τ, R	IFS
^{108}Cd	(γ, γ') bei $E_0 = 3.1 \text{ MeV}$	$2_{ms}^+, 1^-$	J, τ, R	IFS
^{66}Zn	$^{66}\text{Zn}(p, n)^{66}\text{Ga} \xrightarrow{\beta} ^{66}\text{Zn}$	$2_{ms}^+, 1_{sc}^+$	δ, R	Köln
^{142}Ce	(γ, γ') bei $E_0 = 4.1 \text{ MeV}$	1_{ms}^-	J, τ, R	IFS

In den folgenden Abschnitten wird die spezielle Auswahl der experimentellen Methoden und ihre Anwendbarkeit für die physikalischen Fragestellungen dieser Arbeit begründet. Im Anschluß wird die Durchführung der Koinzidenzmessungen in Köln und der Kernresonanzfluoreszenzexperimente in Stuttgart beschrieben.

3.1 Auswahl der Experimente

Die experimentellen Techniken zur Erforschung der Kernstruktur wie Compoundkern-Reaktionen, inelastische Teilchenstreuung oder Neutroneneinfangreaktionen decken einen weiten Energie- und Drehimpulsbereich ab. Mit zunehmender Zustandsenergie steigt jedoch die Niveaudichte exponentiell an und man benötigt teilweise zusätzliche experimentelle Methoden, welche *selektiv* bezüglich Spin und möglichst auch Wirkungsquerschnitt sind, um insbesondere die interessierenden Dipol- und Quadrupolanregungen im Energiebereich zwischen 1 und 4 MeV untersuchen zu können. Daher wurde im Rahmen dieser Arbeit neben einer (α, n) -Compoundkern-Reaktion zusätzlich die Methode der Photonenstreuung und die Bevölkung angeregter Zustände im β -Zerfall angewendet, abhängig von den zu untersuchenden Zuständen, Observablen und Nukliden. In den folgenden drei Abschnitten sollen die Meßmethoden und ihre spezielle Eignung für die untersuchten Nuklide erläutert werden.

3.1.1 Die (α, n) -Reaktion

Eine Voraussetzung für die Untersuchung der Phononanregungen mit spektroskopischen Methoden besteht in der Durchführbarkeit von Reaktionen, die einen niedrigen Drehimpuls übertragen.

Eine Fusions-Verdampfungsreaktion vom (α, xn) -Typ ist dafür geeignet. Nach der Fusion von Strahl- und Targetnuklid verdampfen Nukleonen aus dem hochangeregten „heißen“ Compoundkern, bis energetisch kein Teilchen mehr aus dem Kernfeld entweichen kann. Zu diesem Zeitpunkt befindet sich der Kern in einem Bereich sehr hoher Zustandsdichte (Zustandskontinuum) und gelangt durch Emission von γ -Strahlung (kontinuierliches Spektrum statistischer E1-, M1- und E2-Übergänge) in einen Bereich diskreter Zustände. Erst diese sind durch die diskreten γ -Linien ihrer Zerfälle spektroskopischen Methoden zugänglich. Aus dem Kontinuum werden bevorzugt die niedrigsten Zustände eines gegebenen Drehimpulswertes, die sogenannten *Yrast*-Zustände, bevölkert, da der Kern auf diese Weise am schnellsten seine Energie an das Strahlungsfeld abgeben kann (Abbildung 3.1).

Die Bevölkung aus dem Kontinuum bevorzugt nach allen experimentellen Erfahrungen keine speziellen Zustandskonfigurationen, sondern ist für eine gegebene Reaktion eine Funktion des Drehimpulses und der Zustandsenergie. Diese Eigenschaft ermöglicht eine *vollständige Spektroskopie*, d.h. die Spektroskopie aller Zustände in einem gegebenen Energie-Drehimpuls-Fenster. Dabei gilt, je höher der Drehimpulsübertrag, desto stärker ist die Bevölkung der Yrast-Zustände. Die (α, n) -Reaktion, bei der vom Compoundkern ein Neutron abdampft, ermöglicht durch ihren vergleichsweise geringen Drehimpulsübertrag eine Spektroskopie der Niedrigspinzustände auch jenseits der Yrast-Linie („über Yrast“).

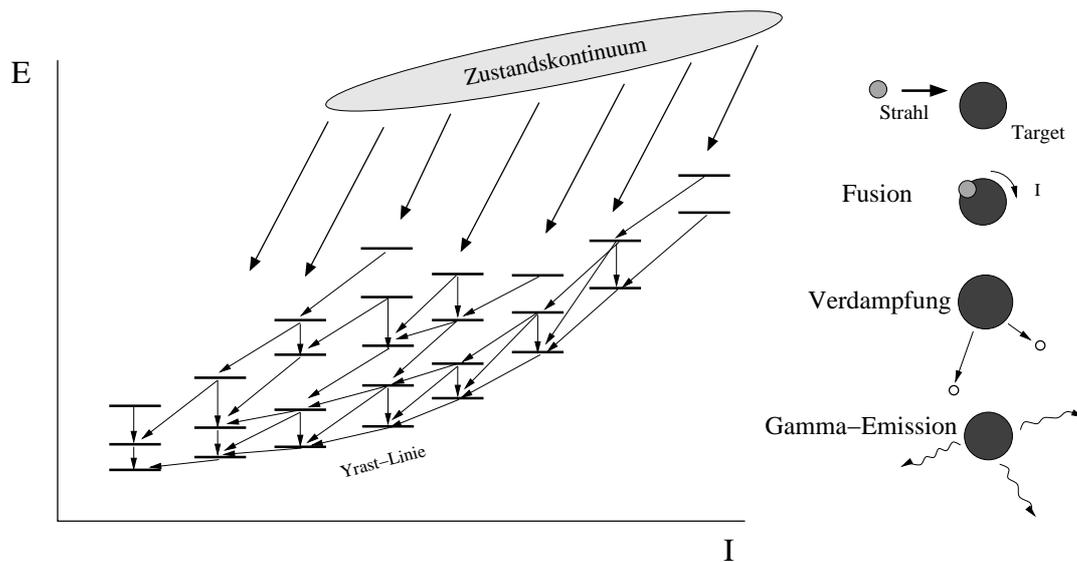


Abbildung 3.1: Bevölkerung angeregter Zustände in einer Fusions-Verdampfungsreaktion. Die Population aus dem Kontinuum bevorzugt nach experimentellen Erfahrungen keine speziellen Zustandskonfigurationen.

3.1.2 Bevölkerung angeregter Zustände im β -Zerfall

Im Gegensatz zu einer Reaktion vom (α, n) -Typ werden angeregte Zustände durch einen β -Zerfall durch Auswahlregeln *selektiv* bevölkert, abhängig vom Gesamtdrehimpuls und der Parität des β -zerfallenden Isomers des Mutterkerns. Für sogenannte erlaubte β -Zerfälle, bei denen die emittierten Leptonen (e^- , $\bar{\nu}_e$ im β^- - bzw. e^+ , ν_e im β^+ -Zerfall¹) keinen Bahndrehimpuls davontragen, unterscheidet man zwei Fälle:

- **Fermi-Übergänge:**
Die beiden Leptonen im Ausgangskanal bilden ein Spin-Singulett (Gesamtspin 0). Als Auswahlregeln für den Zerfall zu angeregten Zuständen im Tochterkern gilt für Spin und Parität relativ zum β -zerfallenden Mutterzustand $\Delta I = 0$ und $\Delta\pi = 0$.
- **Gamov-Teller-Übergänge:**
Die Leptonen werden im Spin-Triplettzustand (Gesamtspin 1) emittiert. Für die beobachtbaren Spins und Paritäten im Tochterkern in Abhängigkeit vom Spin des β -instabilen Isomers ergibt sich dann: $\Delta I = 0, 1$ ($0 \rightarrow 0$ verboten) und $\Delta\pi = 0$.

¹Parallel zum β^+ -Zerfall tritt der Elektroneneinfang (EC) auf, der zum selben Endkern führt.

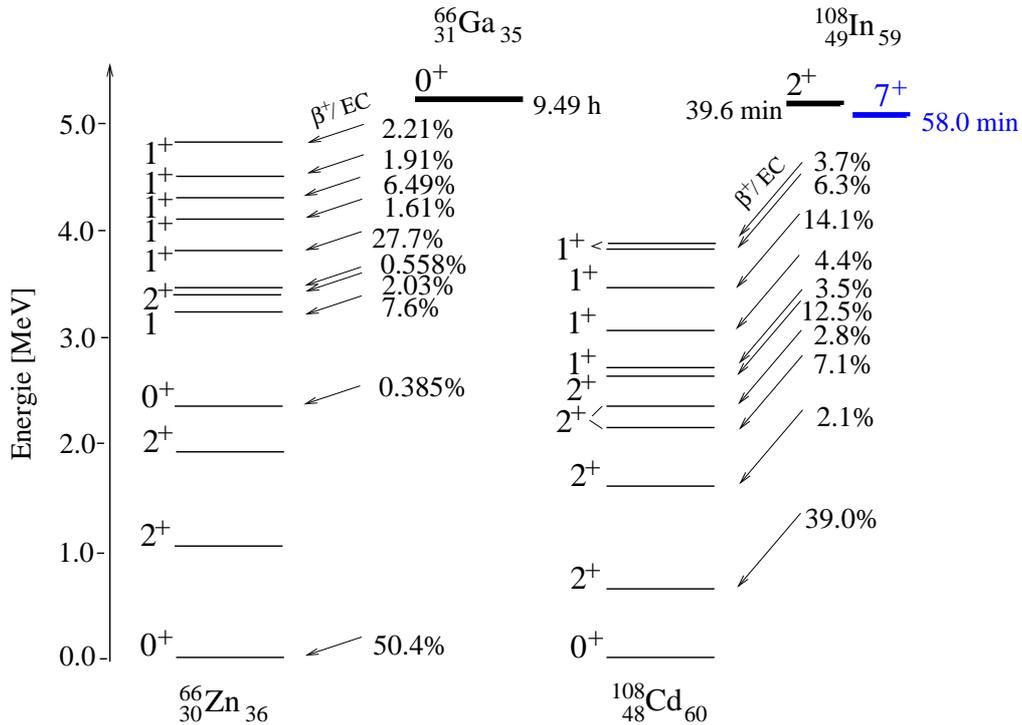


Abbildung 3.2: Schematische Darstellung der Bevölkerung von ^{66}Zn und ^{108}Cd im β -Zerfall. Die Angaben der Bevölkerungsstärken sind der Referenz [Fir98] entnommen. Die Q -Werte der β -Zerfälle sind für beide Kerne nahezu gleich ($Q \approx 5.2$ MeV).

Abhängig von Spin und Parität der Zustände, die untersucht werden sollen, kann sich ein β -Zerfall als Methode der Wahl zur Bevölkerung dieser Niveaus erweisen. In ^{66}Ga und ^{108}In sind es jeweils Niedrigspin-Isomere, die via β^+ -Zerfall angeregte Zustände in ^{66}Zn bzw. ^{108}Cd populieren. In ^{66}Zn werden hauptsächlich 1^+ Zustände durch den Zerfall des β -instabilen 0^+ Grundzustandes des ^{66}Ga bevölkert, während ein 2^+ Isomer und der β -instabile 7^+ Grundzustand in ^{108}In Niedrigspinzustände und Niveaus mittleren Spins in ^{108}Cd populieren (Abbildung 3.2). Da für diese Arbeit der β -Zerfall des 7^+ Isomers nicht erwünscht war, wurde die Reaktion $^{108}\text{Cd}(p, n)^{108}\text{In}$ zur Erzeugung des β -Emitters gewählt, da in diesem Fall die (p, n) -Reaktion mit einem hohen Wirkungsquerschnitt bei geringem Drehimpulstransfer hauptsächlich das 2^+ Isomer anregt um dominant 1^+ , 2^+ und 3^+ Zustände in ^{108}Cd im β -Zerfall zu bevölkern.

Sogenannte einfach, zweifach bzw. n -fach verbotene β -Zerfälle, bei denen die Leptonen im Ausgangskanal Bahndrehimpuls $1\hbar$, $2\hbar$ bzw. $n\hbar$ davontragen, weichen die strengen Fermi bzw. Gamov-Teller Auswahlregeln auf und führen zu schwacher Bevölkerung auch von Zuständen, die eine größere Spindifferenz zum β -instabilen Zustand aufweisen und/oder andere Parität besitzen.

3.1.3 Kernresonanzfluoreszenz

Eine experimentelle Methode, die Dipol- und Quadrupolzustände *selektiv* bevölkert und eine direkte Lebensdauerermessung erlaubt, ist die Kernresonanzfluoreszenz (KRF). Bei dieser Methode der resonanten Photonenstreuung (γ, γ') am Atomkern wird ein reelles Photon der Energie absorbiert, die benötigt wird, den Kern aus dem Grundzustand in einen angeregten Zustand zu überführen. Anschließend zerfällt dieses angeregte Kernniveau durch Emission eines γ -Quants in einen energetisch tieferliegenden Zustand. Zur Veranschaulichung ist in Abbildung 3.3 der Anregungsprozeß mit den gängigen Bezeichnungen schematisch dargestellt.

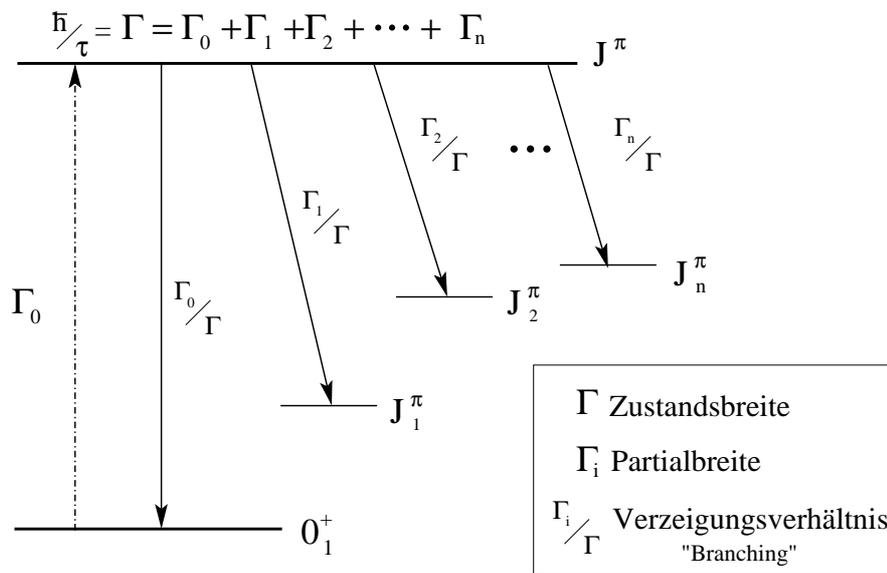


Abbildung 3.3: Schematische Darstellung der Bevölkering und des Zerfalls der in Photonenstreuung angeregten Zustände. Die γ -Quanten der Zerfälle werden in HPGe Detektoren unter verschiedenen Winkeln zur Strahlachse gemessen. Dadurch ist eine Energie- und Spinbestimmung möglich. Bei der Anregung mit reellen Photonen läßt sich aus den gemessenen Streuquerschnitten durch Vergleich mit den gleichzeitig gemessenen bekannten Querschnitten von Eichisotopen der Wirkungsquerschnitt und daraus die absolute Übergangsstärke ermitteln.

Da Photonen Spin 1 besitzen und verglichen mit dem Atomkern als Wechselwirkungspartner keinen oder nur einen sehr geringen Bahndrehimpuls aufweisen, werden in (γ, γ') vorwiegend elektrische oder magnetische Dipole, in gerade-gerade Kernen respektive 1^- bzw. 1^+ Zustände, angeregt. Da jedoch aufgrund der Unschärferelation Photonen transversal nicht exakt lokalisiert sind, ist auch in geringerem Maße ein Gesamtdrehimpulstransfer von $2\hbar$ möglich, welches der Anregung von 2^+ Zuständen entspricht.

Da man an einer möglichst vollständigen Übersicht der Dipol- und Quadrupolanregungen im untersuchten Energiebereich interessiert ist, wird im Experiment ein kontinuierliches Spektrum eingestrahlt. Für eine Bremsstrahlungsphotonenquelle, bei

der ein Elektronenstrahl in einem massiven Goldtarget gestoppt wird, ist das bis zur Endpunktsenergie, also der Maximalenergie der Elektronen, gegeben. Im Energiebereich dieses Bremsstrahlungsspektrums werden dann alle 1^+ , 1^- bzw. 2^+ Zustände angeregt, die über ein hinreichend großes Übergangsmatrixelement mit dem Grundzustand verbunden sind.

Unter dem Aspekt der Untersuchung von Phononanregungen sind (γ, γ') -Messungen besonders geeignet, wie nachfolgend zusammengefaßt ist:

- Die Methode der Photonenstreuung ist *selektiv* auf Dipol- und – in geringerem Maße – auf Quadrupolanregungen. Aus der Winkelverteilung der γ -Strahlung können den angeregten Zuständen Spinwerte zugeordnet werden.
- Ebenfalls ist eine Stärkeselektivität gegeben. Der Streuquerschnitt und damit die Lebensdauer eines angeregten Zustandes ist modellunabhängig bestimmbar.

3.2 Koinzidenzmessungen in Köln

3.2.1 Das OSIRIS-Spektrometer

Die β -Zerfälle zur Bevölkerung von ^{66}Zn und ^{108}Cd sowie die Fusions-Verdampfungsreaktion zum Kern ^{108}Cd wurden am OSIRIS-Würfelspektrometer [Wir95] realisiert. Abbildung 3.4 zeigt ein Foto des in Köln am Institut für Kernphysik entwickelten Anti-Compton Spektrometers. Das Target befindet sich im Zentrum einer würfelförmigen Kammer aus DENSIMET, auf deren Seitenflächen sechs der zehn Detektoren positioniert sind. Diese sechs *High Purity Germanium* (HPGe) Detektoren sind jeweils mit einem Anti-Compton Shield (ACS) aus BGO (Bismutgermanat) umgeben, das den Comptonuntergrund, resultierend aus dem Entkommen von Comptonstreuophotonen aus dem aktiven Detektormaterial, unterdrückt. In die Targetkammer eingelassene Kollimatoren verhindern, daß die ACS von direkter γ -Strahlung getroffen werden. Da der DENSIMET Würfel gleichzeitig als Targetkammer und Kollimator dient, können die sechs Detektoren in geringem Abstand zum Target betrieben werden. Die Entfernung betrug nur 11,7 cm. Auf den vier Ecken des Würfels sind weitere Detektoren ohne ACS in größerem Abstand zum Target angebracht, die nicht nur die Gesamtstatistik erhöhen, sondern auch zusätzliche Winkelgruppen für eine Korrelationsauswertung ermöglichen (Abschnitt 4.2).

3.2.2 Datenaufnahme

Im folgenden soll kurz auf die Datenaufnahme bei den am Kölner OSIRIS-Spektrometer durchgeführten Koinzidenzmessungen eingegangen werden. Das eingesetzte FERA-Analysator-System und seine Weiterentwicklungen sind ausführlich in [Nic89, Lui96, Fit98, Tie99] dargelegt. Eine detaillierte Beschreibung der Meßelektronik, die für viele Kölner Experimente sehr ähnlich ist, findet man in [Wir93, Alb93, Tie99].

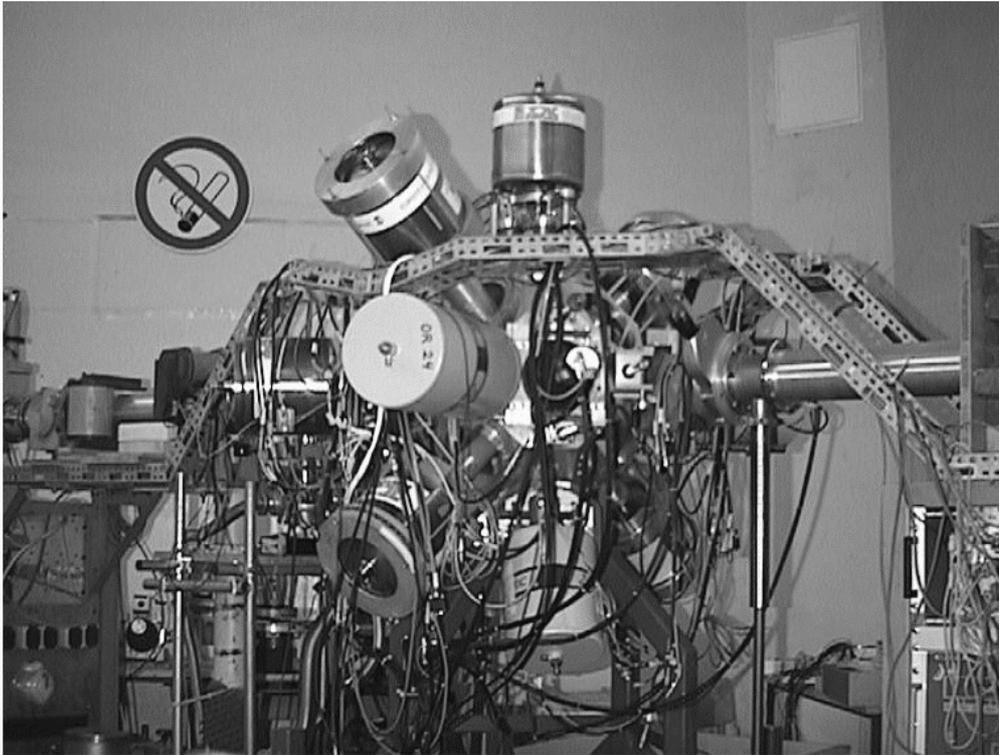


Abbildung 3.4: OSIRIS–Würfelspektrometer. Von den HPGe Detektoren sieht man nur die Kryostate, die den Ge–Kristall auf der Temperatur von flüssigem Stickstoff halten.

Bei der Datenaufnahme werden in der Koinzidenzelektronik die analogen Energiesignale der Detektoren, die Signale der Anti–Compton–Shields und ihr zeitliches Auftreten geeignet verarbeitet. Wenn zwei Germaniumdetektoren innerhalb eines gewählten elektronischen Zeitfensters von ca. 300 ns angesprochen haben, *ohne* daß in den zugehörigen ACS γ –Quanten registriert wurden, wird ein Master–Signal generiert, das die Datenaufnahme des FERA–Analysators startet. Die Energiesignale der koinzidenten Detektoren werden in Analog–to–Digital–Convertern (ADC) verarbeitet und über ein *NIM to FERA Interface* [Gie93] an den Analysator übergeben. Die digitalisierte Koinzidenzinformation wird im *Listmode*–Datenformat an einer *Exabyte*–Station auf Magnetband gespeichert. Dies sind für jedes Koinzidenzereignis die registrierten γ –Energien, die zugehörige Zeitinformation und die Nummern der beteiligten Detektoren. Für jeden Detektor wurden während der Messung sogenannte *singles*–Spektren mit 16k Kanälen erzeugt, *online* angezeigt und in einstündigen Abschnitten, den sogenannten *Runs*, auf Festplatte gespeichert. Mit diesen Einzelspektren können sowohl relative γ –Intensitäten ermittelt, als auch thermisch bedingte Verstärkerdrifts bestimmt werden, die dann später im Sortiervorgang korrigiert werden müssen.

3.2.3 Datenaufbereitung

Die im *Listmode*-Format auf Magnetbändern gespeicherten Koinzidenzinformationen wurden unter Verwendung der FERA Programmbibliothek [Wir91] in $8k \times 8k$ -Matrizen einsortiert. Ein Element einer solchen Koinzidenzmatrix ist ein Paar der Form (Detektor i : E_{γ_1} , Detektor j : E_{γ_2}), wobei die beiden γ -Quanten von Detektor i und Detektor j koinzident zueinander registriert wurden („prompte Koinzidenzen“). Diesmal jedoch koinzident innerhalb eines kleineren, im Sortierprogramm *offline* gesetzten, Zeitfensters von 50 ns. Die Wahl dieser Zeitbedingung resultiert aus der Zeitauflösung von Germaniumdetektoren, die bei etwa 20 ns liegt. Ereignisse, die merklich außerhalb dieses Fensters lagen, wurden ebenfalls in eine Matrix einsortiert („Untergrundmatrix“) und von der ursprünglichen Matrix der prompten Koinzidenzen abgezogen. Mit dieser Methode erreicht man, daß *zufällige*, in der Regel aus unterschiedlichen Kernen stammende Koinzidenzen, nicht in die Analyse einbezogen werden.

Im Rahmen dieser Auswertungen wurden drei verschiedene Typen von Koinzidenzmatrizen nach dem oben erklärten Prinzip erstellt:

- Gesamtmatrix:

In die Gesamtmatrix wurden *alle* registrierten Koinzidenzdaten einsortiert, unabhängig von den beteiligten Detektorpaaren und ihren Winkelbeziehungen.

- Winkelkorrelationsmatrizen:

Die Methode der Winkelkorrelation von γ -Strahlung, auf die noch ausführlich eingegangen wird, bietet eine Methode, Niveaus Spin und gegebenenfalls Parität zuzuordnen, sowie den Übergängen ein Multipolmischungsverhältnis. Um die Intensitätsverteilung von unter verschiedenen Winkeln emittierten koinzidenten γ -Quanten zu bestimmen, wurden $\gamma\gamma$ -Matrizen sortiert, die Koinzidenzereignisse aus Detektorpaaren mit gleicher Winkelbeziehung zueinander enthalten.

Für die (α, n) -Messung resultierten aus der Geometrie des Experimentes acht verschiedene Korrelationsgruppen, die durch die Winkel Θ_1 , Θ_2 und Φ charakterisiert werden (siehe Kap. 4). Für jede dieser Korrelationsgruppen wurde eine $\gamma\gamma$ -Matrix angelegt.

In einer β -Zerfallsmessung, in der die Strahlachse im Gegensatz zur oben erwähnten *inbeam*-Messung nicht ausgezeichnet ist, gibt es am OSIRIS-Spektrometer vier unabhängige Korrelationsgruppen, die im Rahmen der Datenverarbeitung jeweils in eine Matrix einsortiert wurden.

- Matrizen zur Analyse von Dopplershiffts:

Für die *inbeam*-Messung $^{105}\text{Pd}(\alpha, n)^{108}\text{Cd}$ wurden drei Matrizen erstellt, in die jeweils nur die Ereignisse einsortiert wurden, bei denen mindestens ein Detektor unter 90° , 45° Vorwärts- bzw. 45° Rückwärtswinkel zum Strahl an der Koinzidenz beteiligt war. Ist der in einer Fusions-Verdampfungsreaktion erzeugte Kern noch nicht im *Backing* des Targets gestoppt, so treten durch die γ -Emission *im Flug* unter verschiedenen Winkeln zur Strahlachse Dopplershiffts symmetrisch

um 90° auf. Wie später noch genauer ausgeführt wird, bietet sich daraus mittels DSAM (Dopplershift–Attenuation–Method) eine Möglichkeit zur Bestimmung von Lebensdauern in der Größenordnung von Femto– und Pikosekunden.

Für die Sortierung der aufgenommenen Koinzidenzen in die oben beschriebenen $\gamma\gamma$ –Matrizen mußte zunächst eine Energieeichung durchgeführt werden. Ferner wurde für die spätere Auswertung eine Efficiencyeichung benötigt, die die Energieabhängigkeit des Ansprechvermögens der einzelnen Detektoren individuell berücksichtigt. Zu diesen Zwecken wurde im Anschluß an die jeweilige Messung das Spektrum einer ^{226}Ra –Quelle aufgenommen.

- Energieeichung:

Als erster Schritt wurden mit dem Programm AUTOSHIFT [Auto] für jeden Detektor alle *Runs* mit dem letzten vor der Eichung liegenden Meßabschnitt zur Deckung gebracht, unter der Annahme, daß sich die Energie–Kanal Beziehung zwischen diesem *Referenzrun* und der Eichperiode nicht merklich verschoben hat. Nachfolgend wurden die Spektren verschiedener Detektoren auf eine einheitliche Energie–Kanal Beziehung gebracht. Dazu wurde mit Hilfe der bekannten Übergangsenergien des Eichstandards ^{226}Ra ein Polynom 4. Grades angepaßt, das eine detektorspezifische Abbildung auf eine lineare Energieskala vermittelt (Abbildung 3.5).

Mit dieser gängigen Methode erhält man für jeden Detektor und jeden *Run* eine lineare Energieskala, die eine Sortierung der Ereignisse in Koinzidenzmatrizen gewährleistet.

- Efficiencyeichung:

Die Ansprechwahrscheinlichkeit (Efficiency) eines Detektors ist abhängig von der Energie der einfallenden γ –Quanten und variiert individuell von Detektor zu Detektor. Zur Auswertung von Winkelkorrelationen und zur Bestimmung von Verzweigungsverhältnissen ist die Efficiency–Korrektur der bestimmten Peakflächen zwingend notwendig.

Zur Efficiencyeichung wurden die Peakflächen im Spektrum des Eichstandards ^{226}Ra bestimmt. Diese Intensitäten wurden durch die Literaturwerte dividiert und gegen die zugehörigen Übergangsenergien aufgetragen. Ihr Verlauf konnte durch die folgende fünfparametrische Fitfunktion [Wie94]

$$f(x) = a \cdot \exp(-b \cdot \ln(x - c + d \cdot \exp(-e \cdot x)))$$

gut wiedergegeben werden. Abbildung 3.6 zeigt dies exemplarisch für einen Detektor aus der Untersuchung von ^{108}Cd im β –Zerfall.

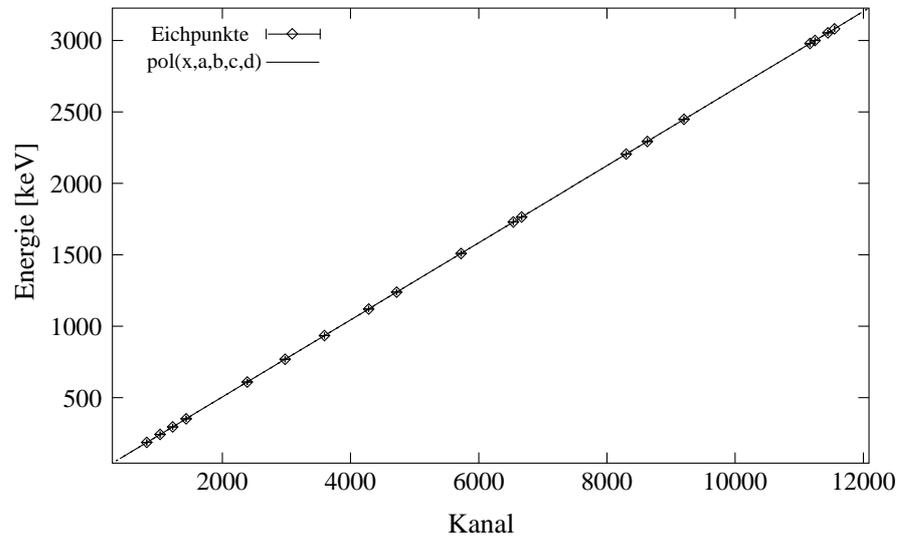


Abbildung 3.5: Energieeichung eines Detektors aus der (α, n) -Reaktion zum ^{108}Cd

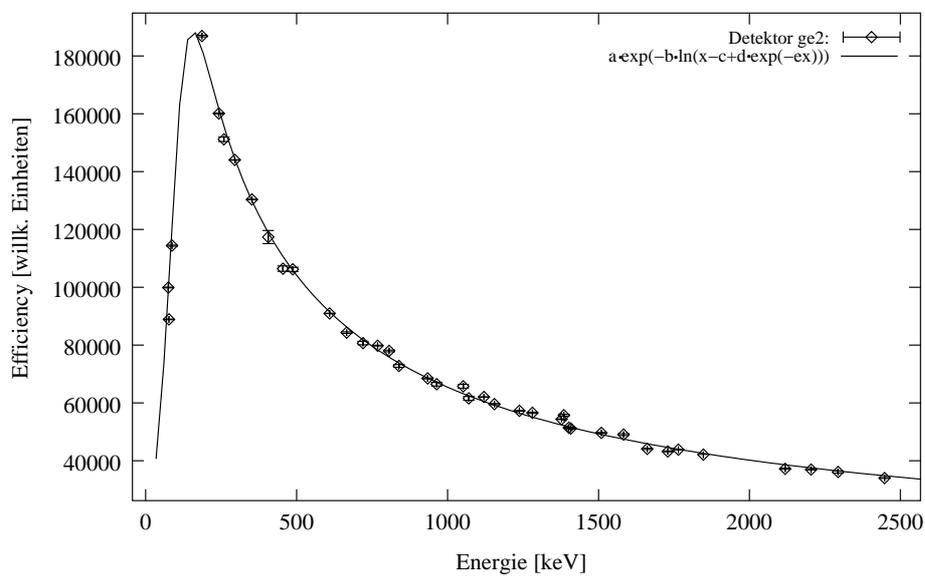


Abbildung 3.6: Eichung des Ansprechvermögens

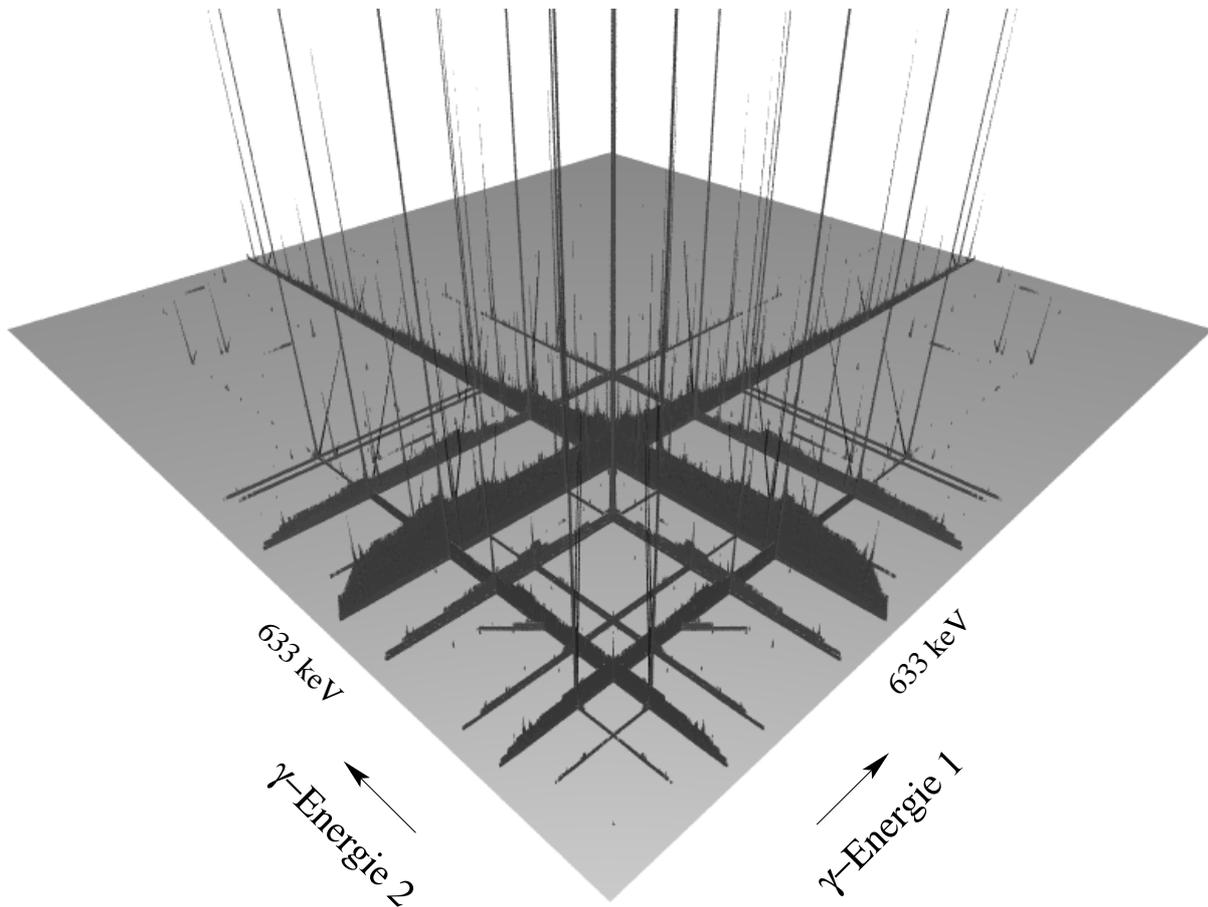


Abbildung 3.7: Ausschnitt aus der $\gamma\gamma$ -Koinzidenzmatrix (Gesamtmatrix) zur Messung an ^{108}Cd bevölkert im β -Zerfall. Ein Element dieser Matrix entspricht einem Paar koinzident registrierter γ -Quanten ($E_{\gamma_1}, E_{\gamma_2}$). Der dargestellte Ausschnitt zeigt den Energiebereich bis 2.1 MeV. Der Übersichtlichkeit halber mußte die Darstellung bei einer Intensität von 90000 abgeschnitten werden. Die meisten Koinzidenzen zeigt erwartungsgemäß der Zerfall des 2_1^+ Niveaus (633 keV) der Grundzustandsbande.

3.3 KRF–Messungen in Stuttgart

3.3.1 Durchführung

Die Photonenstreuexperimente am ^{108}Cd und ^{142}Ce wurden am KRF–Meßplatz des Instituts für Strahlenphysik der Universität Stuttgart durchgeführt. Der dortige DYNAMITRON Beschleuniger liefert einen Elektronenstrahl mit einer Maximalenergie von $E_{max} = 4.3 \text{ MeV}$ und einem maximalen Strom von $I_{max} = 4 \text{ mA}$. Der Elektronenstrahl wird in einem Bremstarget vollständig gestoppt. Das Bremstarget besteht aus einer Goldscheibe, die auf einen wassergekühlten Kupferblock aufgebracht ist. Bei diesem Abbremsprozeß entsteht ein kontinuierliches Bremsstrahlungsspektrum. Abbildung 3.8 zeigt die spektrale Verteilung der erzeugten Bremsstrahlung.

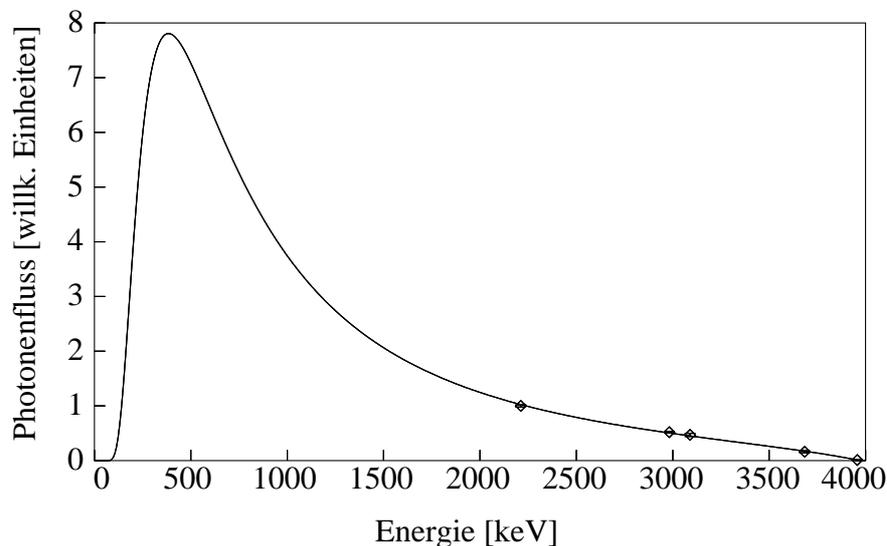


Abbildung 3.8: Energieabhängigkeit des Photonenflusses. Die Meßpunkte, die zur Eichung des Photonenflusses verwendet wurden, sind ebenfalls eingezeichnet.

Abbildung 3.10 skizziert den experimentellen Aufbau am Photonenstreuemeßplatz in Stuttgart. Der am Bremstarget erzeugte Photonenstrahl wird durch einen 1 m langen Bleikollimator auf einen Durchmesser von ungefähr 3 cm begrenzt. Ein Strahlhärter schwächt den für Kernanregungen nutzlosen Niederenergieanteil ab, bevor die Bremsstrahlung auf das eigentliche KRF–Target am ersten Meßplatz trifft. Das Targetmaterial ist zwischen Aluminiumscheiben und gegebenenfalls ^{13}C eingebettet. Beides dient als Eichstandard für den Photonenfluß und ermöglicht eine absolute Bestimmung des Streuquerschnittes und damit der Lebensdauer der Dipol– oder Quadrupolanregungen aus dem Targetnuklid.

Unter Winkeln von 90° , 127° und 150° zur Strahlrichtung sind HPGe Detektoren positioniert, die die am Targetmaterial resonant gestreuten Photonen nachweisen. Die

Detektorsignale werden verstärkt und über jeweils einen ADC zu Spektren verarbeitet. Der Detektor unter 127° ist zusätzlich mit einem BGO-Shield zur Unterdrückung des Comptonstreuuntergrundes ausgestattet. Aus dem Vergleich der Peakflächen unter verschiedenen Winkeln erhält man Informationen über Spins angeregter Zustände. Die genauen Ausführungen zur Winkelkorrelation in der Photonenstreuung sind in Abschnitt 4.2.5 dargelegt.

Der zweite Meßplatz ist mit einem Compton-Polarimeter bestückt und ermöglicht im Falle starker Anregungen eine Paritätsbestimmung. Da der Photonenfluß an diesem hinteren Meßplatz schon merklich geschwächt und die Ansprechwahrscheinlichkeit des Polarimeters vergleichsweise gering ist, benötigt man in der Regel mehr Meßzeit und Targetmaterial. Im Rahmen dieser Arbeit konnte der Polarimetermeßplatz nicht genutzt werden.

Als Observablen sind in Messungen ohne Polarimeter modellunabhängig die Anregungsenergie E , der Gesamtdrehimpuls J , der Wirkungsquerschnitt $I_{s,f}$, das Verzweigungsverhältnis R und resultierend die Zustandsbreite Γ , die Lebensdauer τ und die reduzierten Übergangswahrscheinlichkeiten $B(\sigma\lambda)$ zugänglich. Die Energien ermittelt man direkt aus der Lage der beobachteten Peaks im kalibrierten Spektrum (siehe folgendes Unterkapitel). Aus den efficiency-korrigierten Peakflächen ergeben sich durch Vergleich mit den Flächen der gleichzeitig mitgemessenen Eichstandards ^{27}Al und ^{13}C die Wirkungsquerschnitte, aus denen dann Lebensdauer bzw. Zustandsbreite gewonnen werden können.

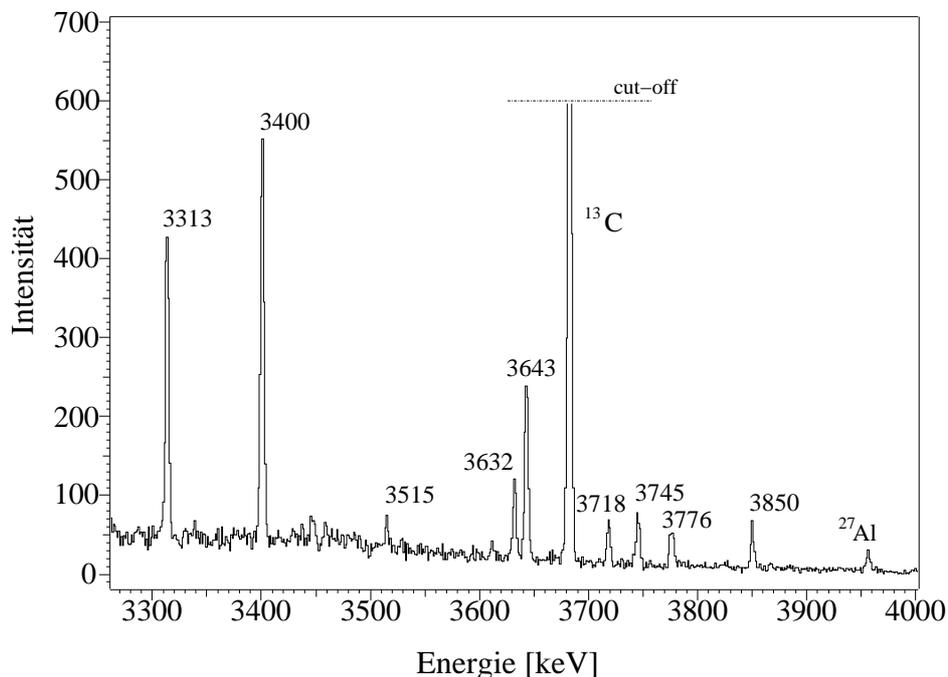


Abbildung 3.9: Spektrum aus der KRF-Messung an ^{142}Ce . Peaks aus ^{142}Ce sind mit ihren jeweiligen Energien bezeichnet, Linien aus den Eichstandards ^{27}Al und ^{13}C sind ebenfalls markiert.

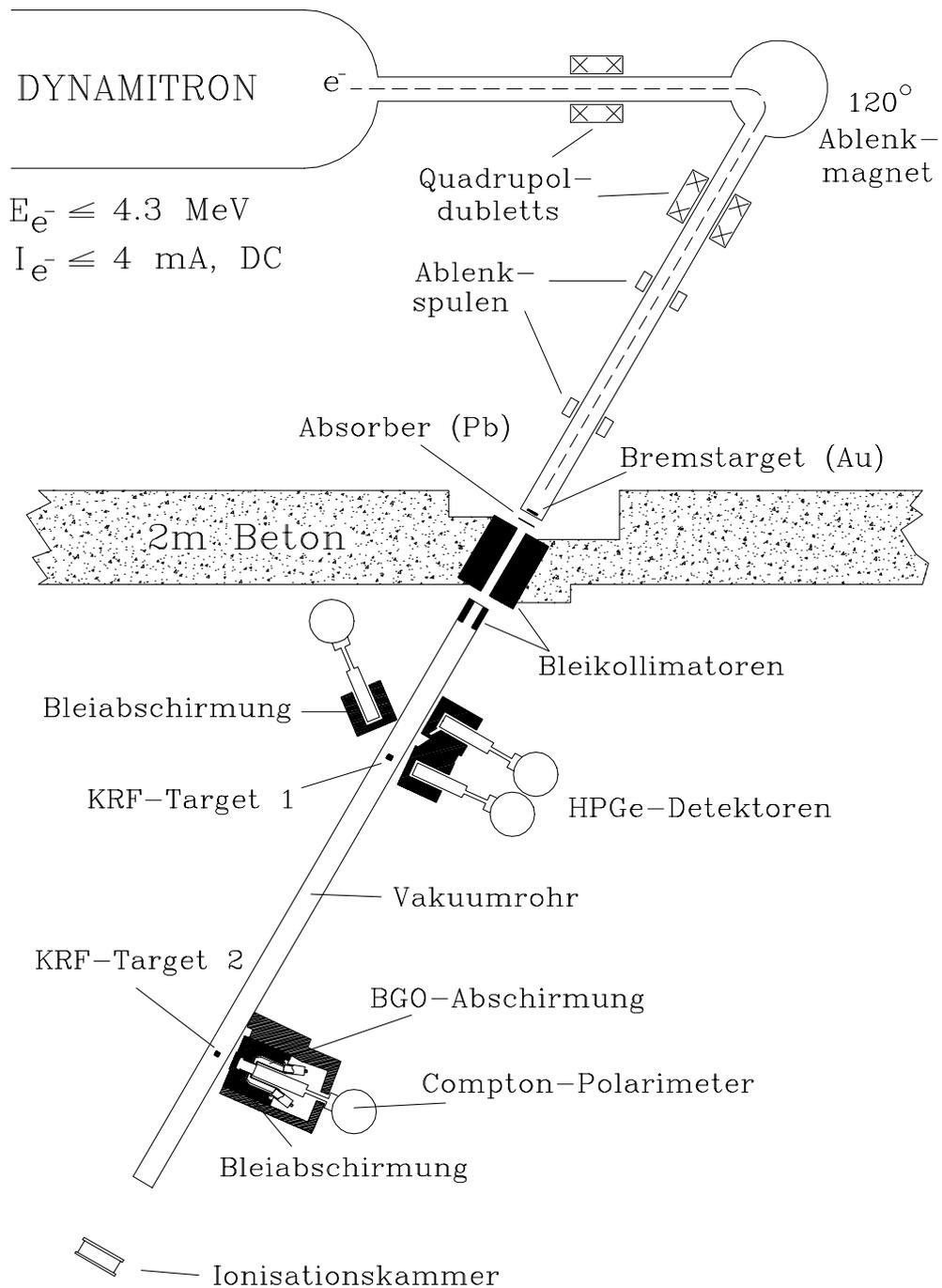


Abbildung 3.10: KRF Meßplatz in Stuttgart

Die Intensität einer Resonanzlinie ist proportional zum Wirkungsquerschnitt für die Resonanzstreuung, sofern man Selbstabsorption im Target vernachlässigen kann, was für die von uns verwendeten dünnen Streutargets gegeben ist. Die natürliche Linienbreite Γ einer gebundenen Resonanz ist nicht beobachtbar, da sie um Größenordnungen unterhalb der Energieauflösung von HPGe Detektoren liegt. Integriert man

nun über die Resonanz, wobei die Intensität des einfallenden Photonenspektrums über den Bereich der Resonanz nur schwach variieren darf, kann aus dem resultierenden integrierten Wirkungsquerschnitt die Zustandsbreite Γ bestimmt werden. Der differentielle Wirkungsquerschnitt einer Resonanz mit Resonanzenergie E_R , Spin J und Gesamtbreite Γ als Summe der Partialbreiten Γ_f der einzelnen Zerfallskanäle ergibt sich aus der Breit–Wigner–Formel [BrW36, BeP37]:

$$\frac{d^2\sigma_{tot}(E, \Theta)}{d\Omega dE} = \frac{\pi\hbar^2 c^2}{E_R^2} \cdot \frac{2J+1}{2(2J_0+1)} \cdot \frac{\Gamma_0\Gamma_f}{(E-E_R)^2 + (\frac{1}{2}\Gamma)^2} \cdot \frac{W(\Theta)}{4\pi}. \quad (3.1)$$

Die Integration über die Energie und anschließend den Raumwinkel liefert:

$$\frac{d\sigma_{tot}(\Theta)}{d\Omega} = \frac{\pi^2\hbar^2 c^2}{E_R^2} \cdot \frac{2J+1}{2J_0+1} \cdot \frac{\Gamma_0\Gamma_f}{\Gamma} \cdot \frac{W(\Theta)}{4\pi} = I_{s,f} \cdot \frac{W(\Theta)}{4\pi} \quad (3.2)$$

$$\sigma_{tot} = I_{s,f} = \frac{\pi^2\hbar^2 c^2}{E_R^2} \cdot \frac{2J+1}{2J_0+1} \cdot \frac{\Gamma_0\Gamma_f}{\Gamma}, \quad (3.3)$$

wobei $I_{s,f}$ der totale energie- und raumwinkelintegrierte Streuquerschnitt ist. Die Winkelkorrelationsfunktion $W(\Theta)$ in der Photonenstreuung ist in Abschnitt 4.2.5 hergeleitet und diskutiert.

Experimentell wird $I_{s,f}$ durch Vergleich mit den bekannten integrierten Streuquerschnitten des mitgemessenen Eichstandards ^{27}Al [Pie95], bestimmt:

$$\frac{A_t(E_\gamma)}{N_\gamma(E_R^t)W_t(\Theta)\epsilon_\Theta(E_\gamma)I_{s,f}n_t} = \frac{A_{eich}(E_\gamma^{eich})}{N_\gamma(E_R^{eich})W_{eich}(\Theta)\epsilon_\Theta(E_\gamma^{eich})I_{s,f}^{eich}n_{eich}}, \quad (3.4)$$

mit $A(E)$ als Peakfläche des Übergangs aus dem Target- bzw. Eichnuklid, N_γ als Photonenfluß und ϵ_Θ als detektorspezifische Nachweiswahrscheinlichkeit (Efficiency) bei entsprechender Energie und mit n_x als Teilchenzahl des Target- bzw. Eichmaterials. Aufgelöst nach $I_{s,f}$ ergibt sich:

$$I_{s,f} = I_{s,f}^{eich} \cdot \frac{A_t(E_\gamma)}{N_\gamma(E_R^t)W_t(\Theta)\epsilon_\Theta(E_\gamma)} \cdot \frac{N_\gamma(E_R^{eich})W_{eich}(\Theta)\epsilon_\Theta(E_\gamma^{eich})}{A_{eich}(E_\gamma^{eich})} \cdot \frac{n_{eich}}{n_t} \quad (3.5)$$

Durch Vergleich mit Gl. 3.2 und unter Verwendung der Identität

$$\frac{\Gamma}{\Gamma_0} = 1 + \sum_{f>0} \frac{\Gamma_f}{\Gamma_0} \quad (3.6)$$

kann mit Kenntnis der Verzweungsverhältnisse Γ_f/Γ_0 die Partialbreite des Grundzustandszerfalls ermittelt werden:

$$\Gamma_0 = \frac{2J_0+1}{2J+1} \cdot \frac{1}{(\pi\hbar c)^2} \cdot \left(1 + \sum_{f>0} \frac{\Gamma_f}{\Gamma_0}\right) E_R^2 \cdot I_{s,0}. \quad (3.7)$$

Daraus resultiert die Gesamtzustandsbreite

$$\Gamma = \Gamma_0 \left(1 + \sum_{f>0} \frac{\Gamma_f}{\Gamma_0} \right) = \Gamma_0 \cdot R \quad (3.8)$$

und letztendlich die mittlere Lebensdauer des Niveaus

$$\tau = \frac{\hbar}{\Gamma}. \quad (3.9)$$

In den Messungen mit kontinuierlicher Bremsstrahlung kann in der Regel nur der Zerfall zum ersten angeregten 2^+ Zustand beobachtet werden. Übergänge mit kleineren Energien verschwinden im hohen, nicht-resonanten Bremsstrahlungsuntergrund bei kleinen Energien (Abbildung 3.11). Also ist in diesen KRF-Messungen $R = (1 + \frac{\Gamma_1}{\Gamma_0})$ und die so bestimmten Lebensdauern bilden nur eine obere Grenze. Kennt man nun das komplette Zerfallsverhalten der untersuchten Anregungen, so kann die Lebensdauer τ mit dem tatsächlichen Wert von $(1 + \sum_{f>0} \frac{\Gamma_f}{\Gamma_0}) > (1 + \frac{\Gamma_1}{\Gamma_0})$ korrigiert werden. Der Einfluß dieser Korrektur kann bisweilen sehr groß sein, wie in den Diskussionen der jeweiligen Messung gezeigt wird (siehe Kapitel 5).

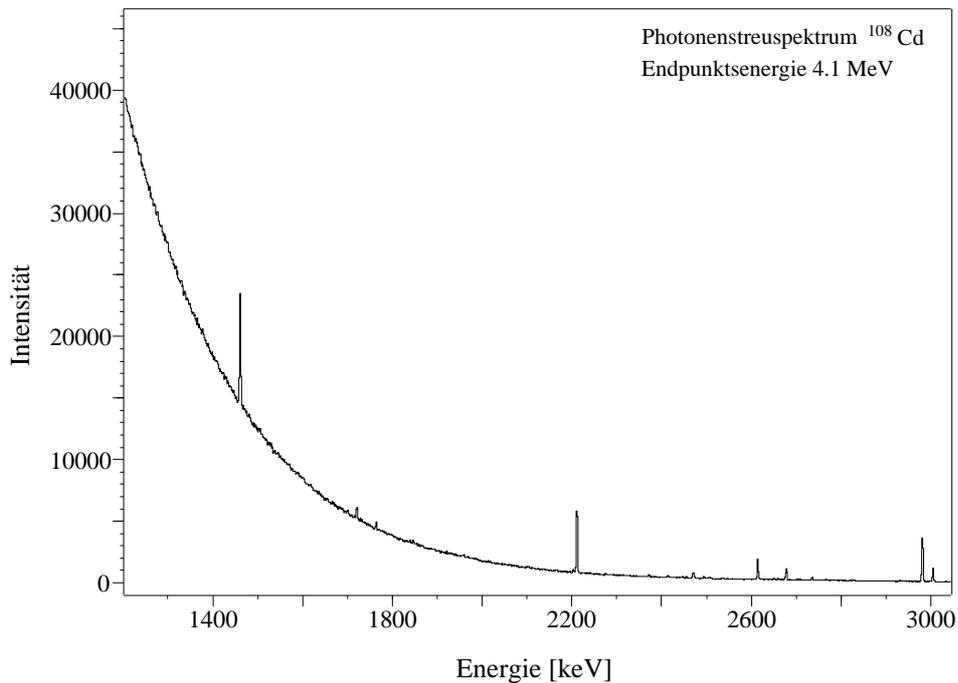


Abbildung 3.11: Spektrum aus der KRF-Messung an ^{108}Cd . Man sieht deutlich den nicht-resonanten Photonenstreuuntergrund, der nahezu exponentiell zu kleinen Energien ansteigt und die Spektroskopie von niederenergetischen Zerfällen erschwert oder verhindert.

3.3.2 Eichungen

Bei KRF-Messungen wird die Energie- und Efficiencyeichung mit ^{56}Co durchgeführt. ^{56}Co bevölkert im β^+ -Zerfall angeregte Zustände in ^{56}Fe . Dieser Eichstandard bietet γ -Zerfälle wohlbekannter Energie und Efficiency bis 3.6 MeV und ist daher insbesondere zur Eichung von (γ, γ') -Messungen bei hoher Endpunktenergie geeignet. Für die Eichung des Photonenflusses wird ^{27}Al und ^{13}C verwendet.

Efficiencyeichung

Zur Efficiencyeichung wird die ^{56}Co Quelle an der Position des KRF-Targets vermessen. Da die Streuquerschnitte in KRF relativ zu bekannten Wirkungsquerschnitten in ^{27}Al bestimmt werden, genügt es auch hier die relativen Ansprechwahrscheinlichkeiten der einzelnen Detektoren zu bestimmen. Abbildung 3.12 zeigt exemplarisch die Efficiencyeichung eines Detektors aus der Photonenstreuung an ^{142}Ce . Das Ansprechvermögen ist auf die Efficiency bei 1238 keV normiert. Im Vergleich zur Ansprechwahrscheinlichkeit eines Detektors in einer Kölner Koinzidenzmessung (Abbildung 3.6) sieht man in einem KRF Aufbau deutlich den Einfluß der Bleifilter, die den nichtresonanten, niederenergetischen Anteil des Photonenstreupektrums unterdrücken.

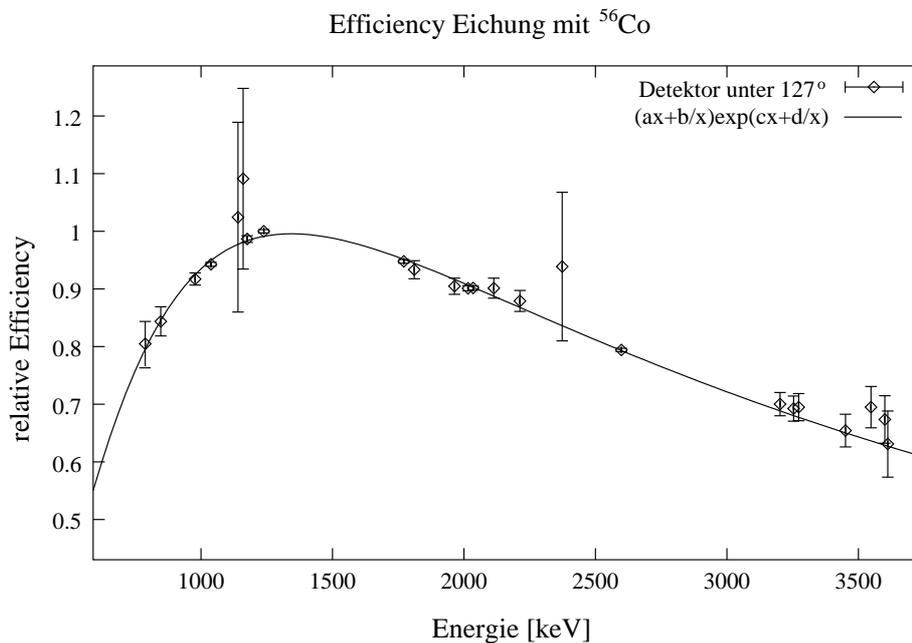


Abbildung 3.12: Efficiencyeichung

Eichung des Photonenflusses

Der Photonenfluß wird aus den Peakflächen des gleichzeitig mitgemessenen ^{27}Al bestimmt. Die KRF-Wirkungsquerschnitte der angeregten Zustände bei 2212, 2982,

3004 und 3956 keV sind aus der Literatur gut bekannt [Pie95]. Der Verlauf des Photonenflusses kann durch die sogenannte Schiff-Formel [Sch51, Koc59] gut wiedergegeben werden. Diese zweiparametrische Formel liefert eine empirische Beschreibung des Photonenflusses, gültig für dünne Bremstargets, wie sie in Stuttgart benutzt werden. Ein Absorberterm, der den Einfluß der Bleifilter simuliert, gewährleistet den Abfall des Photonenflusses zu niedrigen Energien. Abbildung 3.13 zeigt die spektrale Verteilung des Photonenflusses, wie sie in der Messung an ^{142}Ce bestimmt wurde. Bei dieser Hochenergiemessung wurde dem Target zusätzlich ^{13}C beigefügt. ^{13}C besitzt mit 3089 und 3685 keV zwei hochenergetische Resonanzlinien mit gut bekannten Streuquerschnitten und eignet sich daher ebenfalls zur Photonenflußeichung.

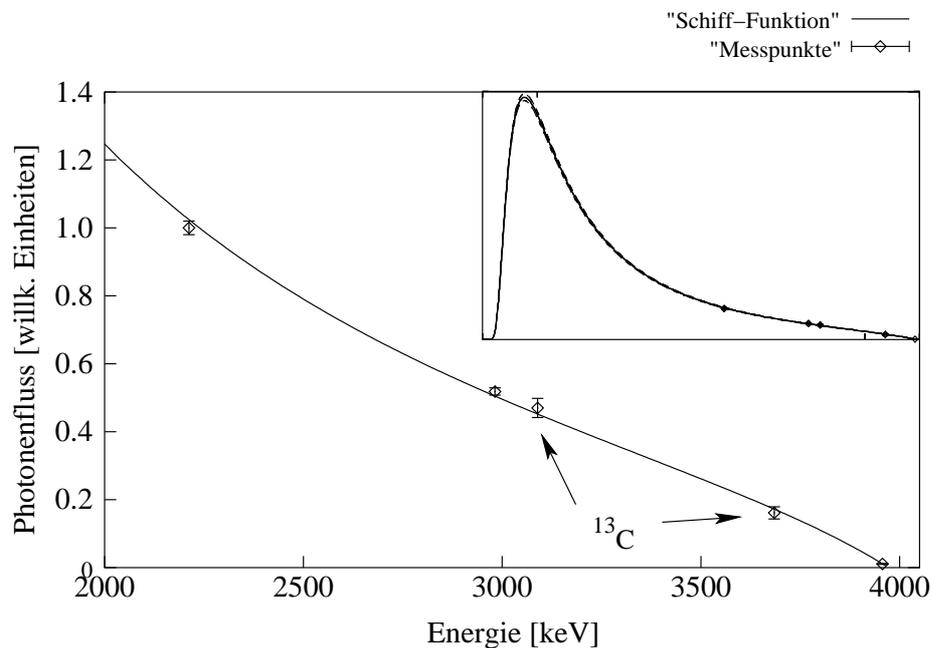


Abbildung 3.13: Beispiel für die Photonenflußeichung aus der Messung an ^{142}Ce

Kapitel 4

Auswertung

4.1 Termschema und Verzweigungsverhältnisse

Ein Zustand ist neben der Energie, der Parität, dem Gesamtdrehimpuls und der Multipolarität der entvölkernden Zerfälle durch Verzweigungsverhältnisse (*Branching Ratios*) charakterisiert. Wird ein Niveau I_i z.B. zu zwei Zuständen I_{f_1} und I_{f_2} entvökert, definiert man das Verzweigungsverhältnis als den Quotienten der γ -Intensitäten

$$\frac{I_\gamma(I_i \rightarrow I_{f_1})}{I_\gamma(I_i \rightarrow I_{f_2})},$$

wobei im allgemeinen Fall von zwei und mehr entvölkernden Zerfällen auf den stärksten Übergang normiert wird.

Die Intensitäten zur Bestimmung der Verzweigungsverhältnisse können entweder als efficiency-korrigierte Peakflächen den Singles-Spektren entnommen werden oder ergeben sich aus den efficiency-korrigierten Koinzidenzdaten. Die Arbeit mit den Einzelspektren erweist sich meistens als aussichtslos, da die hohe Liniendichte eine präzise Trennung benachbarter Peaks erschwert oder gar verhindert. Nutzt man die Koinzidenzinformationen, bieten sich zwei Möglichkeiten:

- Koinzidenzbedingung „von oben“:
Man bestimmt im Koinzidenzspektrum eines *bevölkernden* Zerfalls die Intensitäten aller entvölkernden Übergänge. Voraussetzung ist hierbei ein genügend starker populierender Zerfall.
- Koinzidenzbedingung „von unten“:
Die γ -Intensität der verzweigenden Zerfälle wird über die jeweils folgenden Zerfallswege vollständig aufsummiert. Notwendig ist also, daß unter den verzweigenden Zerfällen mindestens ein weiterer koinzidenter Übergang vorhanden ist¹.

¹Im Falle von Grundzustandsübergängen kann diese Methode nicht angewendet werden. Aus den Singles-Spektren kann dann wenn möglich das Verzweigungsverhältnis dieses Übergangs relativ zu einem Zerfall mit schon vermessenem *Branching Ratio* bestimmt und in das Zerfallsschema eingeordnet werden.

Beide Methoden sind in Abbildung 4.1 verdeutlicht. Das erste Verfahren ist dabei eindeutig zu bevorzugen, da *alle* Peakflächen der verzweigenden Zerfälle X_1 , X_2 , X_3 in *einem* Spektrum mit ein und derselben Koinzidenzbedingung (*Gate*) G bestimmt werden können. Bei der zweiten Methode müssen die Koinzidenzen vieler verschiedener Übergänge G_1 , G_2 , G_3 ausgewertet werden, insbesondere müssen sowohl *alle* G_i als auch *alle* X_i bekannt sein, sonst kann das Verzweigungsverhältnis stark von den tatsächlichen Werten abweichen. Bei der ersten Methode sieht man durch das Koinzidenzfenster „von oben“ auf natürliche Weise mindestens alle starken Zerfälle X_i , die das Niveau I_i entvölkern.

In den Fehler der Verzweigungsverhältnisse geht offensichtlich der Fehler der Peakfläche und die Ungenauigkeit der Efficiency–Eichung ein. Bei der Verwendung der Koinzidenzdaten erweist sich der Einfluß der Winkelkorrelation als Quelle eines systematischen Fehlers. Die Multipolcharakteristik einer Koinzidenzkaskade bestimmt die bevorzugte Emissionsrichtung der Strahlung. Das bedeutet, ein Spektrometer, das nicht den ganzen Raumwinkel abdeckt, besitzt eine spezifische Sensitivität für unterschiedliche Multipolfelder [Wie94].

In der vorliegenden Arbeit wurde wenn möglich die erste Vorgehensweise (*Gate* „von oben“) verwendet, unter Benutzung des interaktiven Spektrendisplayprogramms TV [The94, Fit98]. Aus den bestimmten Koinzidenz–Peakflächen wurden mit dem Programm CORLEONE [Corle] efficiency–korrigierte Verzweigungsverhältnisse ermittelt, wobei die Winkelkorrelationseffekte systematische Fehler zwischen 8 und 10% ausmachten. Gab es keine bevölkernden Zerfälle, wurde also die zweite Methode verwendet, muß generell mindestens ein systematischer Fehler von 20% angenommen werden.

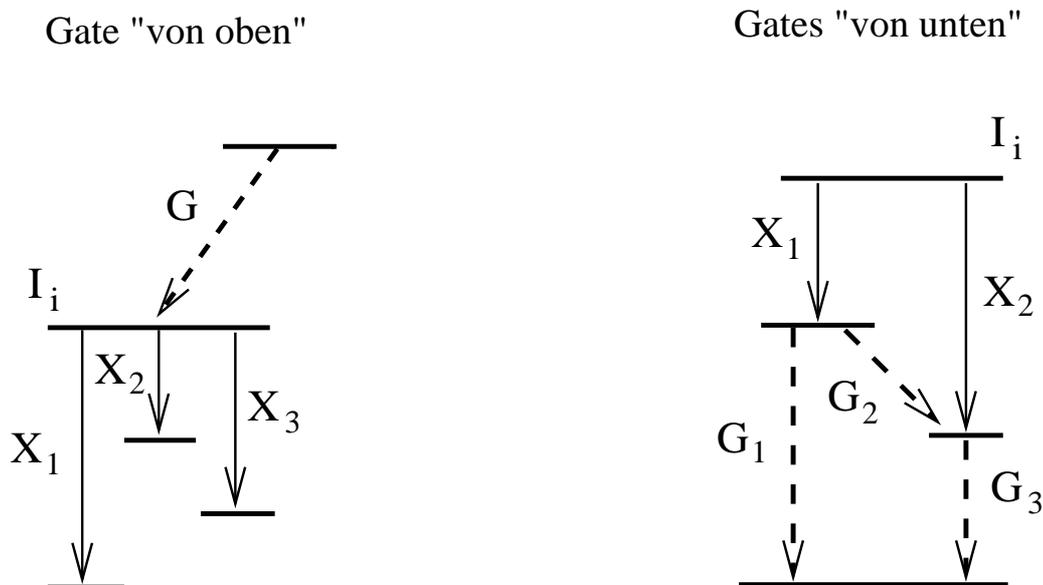


Abbildung 4.1: Bestimmung von Verzweigungsverhältnissen in Koinzidenz.

4.2 Die Methode der $\gamma\gamma$ -Winkelkorrelation

4.2.1 Multipolcharakteristik von γ -Strahlung

Die Emission elektromagnetischer Strahlung, die angeregte Kernniveaus in energetisch tieferliegende überführt, ist Auswahlregeln unterworfen, die aus allgemeinen Gesetzen zur Drehimpulsaddition resultieren und die Paritätseigenschaften der elektrischen bzw. magnetischen Übergangsoperatoren beinhalten. So gilt (z.B. nach [Mor76]):

$$\begin{aligned}
 |I_i - I_f| &\leq \lambda \leq |I_i| + |I_f| \\
 m_i - m_f &= \mu \\
 \pi_i &= (-1)^\lambda \pi_f && \text{elektrische Multipolstrahlung } E\lambda \\
 \pi_i &= (-1)^{\lambda+1} \pi_f && \text{magnetische Multipolstrahlung } M\lambda
 \end{aligned}$$

I_i, I_f, m_i, m_f , und π_i, π_f sind Spin, magnetische Quantenzahl und Parität des Anfangs- bzw. Endzustandes, λ ist die Multipolordnung des Strahlungsfeldes und μ der zugehörige magnetische Unterzustand. Die tatsächlich im Experiment nachweisbaren Multipolaritäten lassen sich mit den Weisskopfschen Formeln [Mor76] abschätzen. Diese Formeln nähern bei gegebener Massenzahl A die Einteilchenübergangsraten für elektrische bzw. magnetische Übergänge $T^w(E\lambda), T^w(M\lambda)$ in Abhängigkeit der Übergangsenergie E_γ und der Multipolordnung λ . Aus dem Kehrwert der Übergangsraten erhält man die Lebensdauern der angeregten Zustände. In Tabelle 4.1 sind für $A = 108$ und $E_\gamma = 1$ MeV die Lebensdauern nach Weisskopf für verschiedene Multipolaritäten abgeschätzt. Für Übergänge kollektiver Zustände muß man berücksichtigen, daß diese um einen Faktor 100–200 schneller sein können.

Tabelle 4.1: Lebensdauerabschätzungen für beobachtbare Multipolaritäten nach Weisskopf

	$E\lambda$	$M\lambda$
λ	$\tau[\text{ns}]$	$\tau[\text{ns}]$
1	$4.32 \cdot 10^{-7}$	$3.20 \cdot 10^{-5}$
2	$2.69 \cdot 10^{-2}$	2.0
3	$2.54 \cdot 10^3$	$1.89 \cdot 10^5$

Experimentell wird das Zeitfenster für eine Koinzidenz auf 50 ns festgelegt, daher werden nur Übergänge mit einer Multipolordnung von bis zu $\lambda = 2$ beobachtet. Beachtet man nun noch, daß das Auftreten von magnetischer Quadrupolstrahlung

(M2) gegenüber der konkurrierenden elektrischen Dipolstrahlung (E1) sehr stark unterdrückt ist

$$\frac{T^w(M2)}{T^w(E1)} = 2.17 \cdot 10^{-7}, \quad (4.1)$$

reduzieren sich die beobachtbaren Multipolaritäten nahezu ausschließlich auf Dipol- und elektrische Quadrupolübergänge. Die Mischung der verschiedenen, im Rahmen der Auswahlregeln möglichen Multipolordnungen, werden durch das Multipolmischungsverhältnis δ beschrieben. So kann z.B. für Übergänge ohne Paritätswechsel mit Drehimpulsdifferenz 0 oder 1 E2- und M1-Strahlung vorkommen, während für Übergänge mit Paritätswechsel theoretisch E1- und M2-Charakter konkurrieren. Dann ist δ^2 jeweils definiert durch die folgenden Intensitätsverhältnisse:

$$\begin{aligned} \delta^2 &= \frac{I_\gamma(E2)}{I_\gamma(M1)} & \Delta I=0, 1 & \quad \pi_i = \pi_f \\ \delta^2 &= \frac{I_\gamma(M2)}{I_\gamma(E1)} \stackrel{(4.1)}{=} 0 & \Delta I=0, 1 & \quad \pi_i = -\pi_f \end{aligned}$$

In Tabelle 4.2 sind bei gegebenen Paritäten und für verschiedene Spindifferenzen die tatsächlich im Experiment beobachtbaren Multipolaritäten mit ihren Multipolmischungsverhältnissen aufgeführt.

Tabelle 4.2: Auswahlregeln für elektromagnetische Multipolstrahlung

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	-

4.2.2 $\gamma\gamma$ -Winkelkorrelationen allgemein

Ein Kern, der in einer Fusions-Verdampfungs-Reaktion erzeugt wird, liegt in einem angeregten Zustand vor, ausgerichtet durch den Impuls des Projektils. Durch (wiederholte) Emission von γ -Quanten kaskadiert der hochangeregte Kern in den Grundzustand, wobei die Multipolcharakteristik des Strahlungsfeldes mit der Raumrichtung der γ -Emission korreliert und die ursprüngliche Kernausrichtung beeinflusst. Idealiert befindet sich der Kern in einem Zustand mit Drehimpulsprojektion $m = 0$, was im klassischen Bild einem Drehimpuls senkrecht zur Strahlachse entspricht. Tatsächlich aber muß man von einem Zustandsgemisch (mit Drehimpuls I) ausgehen, in dem die magnetischen Unterzustände näherungsweise gemäß einer Gaußverteilung um $m = 0$ bevölkert sind, denn unbeobachtete Zerfälle verschmieren die ursprüngliche Ausrichtung. Die Breite σ der Gaußverteilung ist dabei ein Maß für die Kernausrichtung.

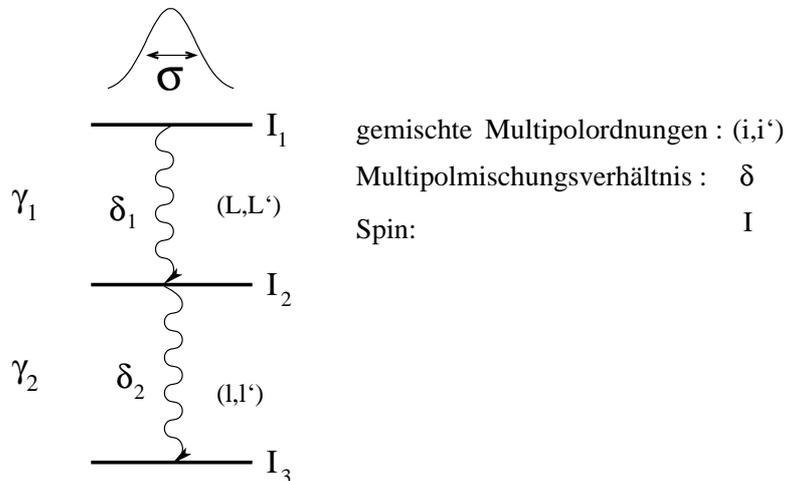


Abbildung 4.2: $\gamma\gamma$ -Kaskade mit den im Text verwendeten Bezeichnungen

Die Formeln zur theoretischen Beschreibung der $\gamma\gamma$ -Winkelkorrelation folgen den Konventionen von Krane, Steffen, Wheeler und sind der Referenz [Kra73] entnommen.

In $\gamma\gamma$ -Koinzidenzexperimenten ist die räumliche Verteilung der Strahlungsintensität W eine Funktion der Winkel Θ_1 , Θ_2 und $\Phi = \Phi_2 - \Phi_1$, wobei (Θ_1, Φ_1) und (Θ_2, Φ_2) die Polarkoordinaten der an der Koinzidenz beteiligten Detektorrichtungen relativ zur Strahlachse sind (Abbildung 4.3).

Die allgemeine Winkelkorrelationsfunktion für die γ -Emission von ausgerichteten Zuständen ist gegeben als:

$$W(\Theta_1, \Theta_2, \Phi) = \sum_{\lambda, \lambda_1, \lambda_2} B_{\lambda_1}(I_1) A_{\lambda}^{\lambda_1 \lambda_2}(\gamma_1) A_{\lambda_2}(\gamma_2) H_{\lambda_1 \lambda \lambda_2}(\Theta_1, \Theta_2, \Phi), \quad (4.2)$$

$$\lambda, \lambda_2 \in 0, 2, \dots, \min(2L, 2l, 2I_2), \quad |\lambda_2 - \lambda| \leq \lambda_1 \leq (\lambda_2 + \lambda)$$

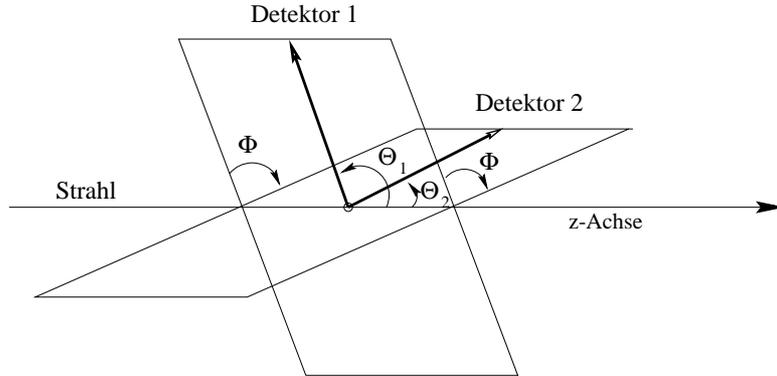


Abbildung 4.3: Geometrie und Bezeichnung einer Koinzidenz

wobei der Tensor $B_{\lambda_1}(I_1)$ die Ausrichtung des Ausgangszustandes I_1 beschreibt und gegeben ist als

$$B_{\lambda_1}(I_1) = \sqrt{(2I_1 + 1)} \sum_m (-1)^{I_1+m} \langle I_1 - m I_1 m | \lambda_1 0 \rangle P(m), \quad (4.3)$$

mit $P(m)$ als relative Bevölkung der magnetischen Kernunterzustände $|I_1 m\rangle$. Diese wird – wie oben erwähnt – als eine Gaußverteilung der Breite σ um $m = 0$ angenommen wird:

$$P(m) = \frac{1}{\sum_m e^{-\frac{1}{2} \frac{m^2}{\sigma^2}}} e^{-\frac{1}{2} \frac{m^2}{\sigma^2}}. \quad (4.4)$$

Die sogenannten *statistischen Tensoren* $A_{\lambda}^{\lambda_1 \lambda_2}(\gamma_1)$ und $A_{\lambda}(\gamma_2)$ in (4.2) sind die *allgemeinen Korrelationskoeffizienten für koinzidente γ -Quanten* und berechnen die Umorientierung bedingt durch die Emission von γ_1 bzw. γ_2 mit den gemischten Multipolordnungen (L, L') und (l, l') sowie den Multipolmischungsverhältnissen δ_1 und δ_2 (Abbildung 4.2):

$$A_{\lambda}^{\lambda_1 \lambda_2}(\gamma_1) = \frac{1}{1 + \delta_1^2} (F_{\lambda}^{\lambda_1 \lambda_2}(LLI_1 I_2) + 2\delta_1 F_{\lambda}^{\lambda_1 \lambda_2}(LL'I_1 I_2) + \delta_1^2 F_{\lambda}^{\lambda_1 \lambda_2}(L'L'I_1 I_2)), \quad (4.5)$$

$$A_{\lambda}(\gamma_2) = \frac{1}{1 + \delta_2^2} (F_{\lambda}(llI_3 I_2) + 2\delta_2 F_{\lambda}(ll'I_3 I_2) + \delta_2^2 F_{\lambda}(l'l'I_3 I_2)) \quad (4.6)$$

mit den verallgemeinerten F -Koeffizienten

$$F_{\lambda}^{\lambda_2 \lambda_1}(LL'I_2 I_1) = \sqrt{(2I_1 + 1)(2I_2 + 1)(2L + 1)(2L' + 1)(2\lambda + 1)(2\lambda_1 + 1)(2\lambda_2 + 1)} \\ \times (-1)^{L'+\lambda+\lambda_2+1} \begin{pmatrix} L & L' & \lambda \\ 1 & -1 & 0 \end{pmatrix} \begin{Bmatrix} I_2 & L & I_1 \\ I_2 & L' & I_1 \\ \lambda_2 & \lambda & \lambda_1 \end{Bmatrix}. \quad (4.7)$$

Die gewöhnlichen F -Koeffizienten ergeben sich aus den allgemeinen durch:

$$F_{\lambda}^{0\lambda_1}(LL'I_2I_1) = F_{\lambda}(LL'I_2I_1)\delta_{\lambda\lambda_1} \quad (4.8)$$

$$F_{\lambda}^{\lambda_2 0}(LL'I_2I_1) = (-1)^{L+L'} F_{\lambda}(LL'I_1I_2)\delta_{\lambda\lambda_2} \quad (4.9)$$

Die F -Koeffizienten verschwinden, wenn die „Dreiecksbeziehungen“ nicht erfüllt ist. Also:

$$F_{\lambda}^{\lambda_2\lambda_1}(LL'I_2I_1) = 0, \quad (4.10)$$

falls

$$\begin{aligned} \lambda &> L + L' \\ \lambda &> \lambda_1 + \lambda_2 \\ \lambda_1 &> 2I_1 \\ \lambda_2 &> 2I_2 \end{aligned}$$

Die Indizes λ_1 bzw. λ_2 sind Tensorränge der *statistischen Tensoren*, die die Orientierung der Kernzustände I_1 bzw. I_2 beschreiben. λ ist der Tensorrang des Strahlungsfeldes und dessen Beobachtung, beschrieben durch den sogenannten *Efficiency Tensor*. Für die $\gamma\gamma$ -Winkelkorrelation nimmt λ stets geradzahlige Werte an.

Die Winkelabhängigkeit der Korrelation steht in dem letzten Koeffizienten von Gl. (4.2):

$$H_{\lambda_1\lambda\lambda_2}(\Theta_1\Theta_2\Phi) = \sum_{q=-\min(\lambda,\lambda_2)}^{\min(\lambda,\lambda_2)} \frac{4\pi}{2\lambda_2 + 1} \langle \lambda_1 0 \lambda q | \lambda_2 q \rangle Y_{\lambda q}(\Theta_1, 0) Y_{\lambda_2 q}^*(\Theta_2, \Phi). \quad (4.11)$$

Insgesamt besitzt (4.2) Symmetrieeigenschaften [Eks92], die eine Reihe von Detektorkombinationen zu einer Winkelgruppe zusammenfaßt. So gilt,

$$\begin{aligned} W(\Theta_1, \Theta_2, \Phi) &= W(180^\circ - \Theta_1, 180^\circ - \Theta_2, \Phi) \\ W(\Theta_1, \Theta_2, \Phi) &= W(\Theta_1, 180^\circ - \Theta_2, \Phi + 180^\circ) \\ &= W(180^\circ - \Theta_1, \Theta_2, \Phi + 180^\circ) \\ W(\Theta_1, \Theta_2, \Phi) &= W(\Theta_1, 180^\circ - \Theta_2, 180^\circ - \Phi) \\ &= W(180^\circ - \Theta_1, \Theta_2, 180^\circ - \Phi), \end{aligned}$$

wobei die letzten beiden Relationen aus allgemeinen Transformationseigenschaften der \cos -Funktion und der Kugelflächenfunktionen resultieren. Die erste Identität der obigen Symmetriebetrachtung folgt aus der Tatsache, daß eine Orientierung der Kernzustände senkrecht zur Strahlachse vorliegt und das physikalische Problem demnach invariant unter einer Drehung der Strahlrichtung um 180° ist, mit anderen Worten, die Strahlachse ist ausgezeichnet, nicht aber die Strahlrichtung.

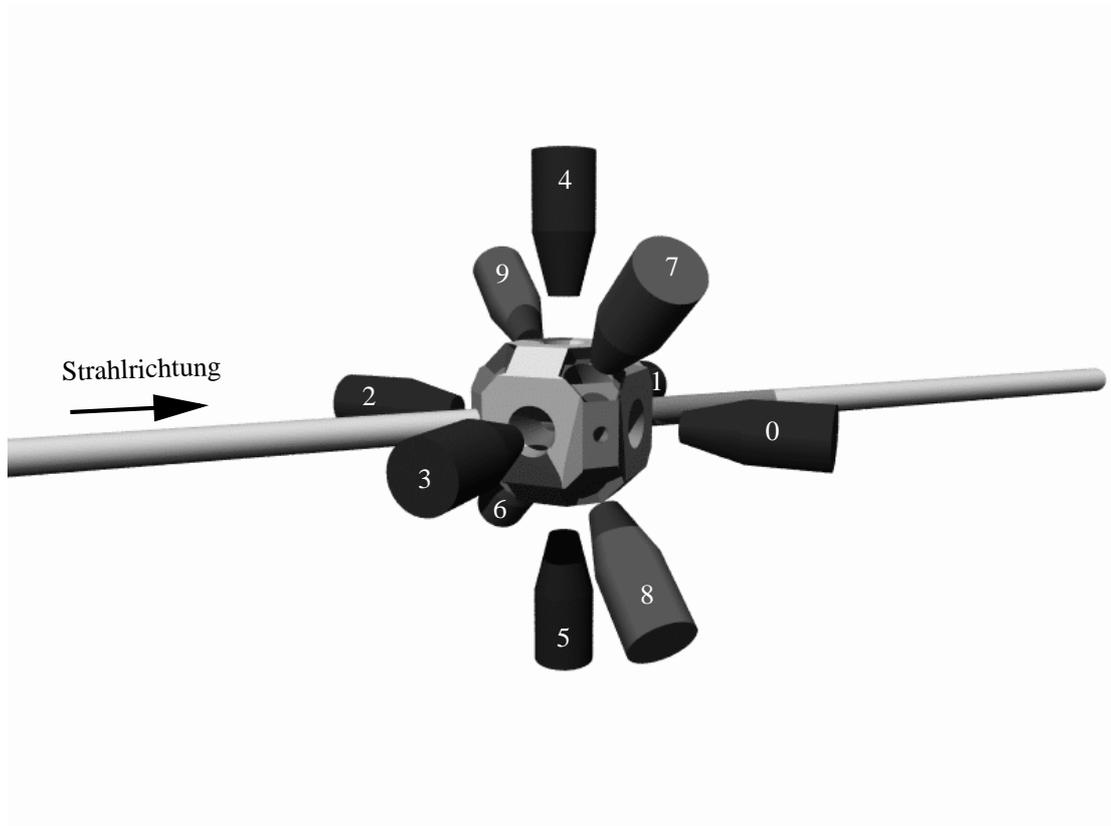


Abbildung 4.4: Geometrie des OSIRIS-Spektrometers.

Tabelle 4.3: Winkelgruppen für eine Winkelkorrelationsanalyse mit Ausrichtung.

Gruppe	Θ_1	Θ_2	Φ	Detektorpaare	#
0	45°	90°	90°	(0,4) (0,5) (1,4) (1,5) (2,4) (2,5) (3,4) (3,5)	8
0^T	45°	90°	90°	(4,0) (5,0) (4,1) (5,1) (4,2) (5,2) (4,3) (5,3)	8
1	90°	90°	180°	(4,5) (5,4) (6,7) (7,6)	4
2	45°	225°	0°	(0,2) (2,0) (1,3) (3,1)	4
3	45°	135°	0°	(0,1) (1,0) (2,3) (3,2) (1,2) (2,1) (0,3) (3,0)	8
4	45°	90°	35.3°	(0,6) (1,6) (2,6) (3,6) (0,7) (1,7) (2,7) (3,7)	8
4^T	90°	45°	35.3°	(6,0) (6,1) (6,2) (6,3) (7,0) (7,1) (7,2) (7,3)	8
5	90°	90°	54.7°	(4,6) (6,4) (4,7) (7,4) (5,6) (6,5) (5,7) (7,5)	8

4.2.3 $\gamma\gamma$ -Winkelkorrelation nach β -Zerfall

Bei der Bevölkerung im β -Zerfall ist der Kern im Gegensatz zur Erzeugung in einer Fusions-Verdampfungsreaktion nicht ausgerichtet. Von den beiden an der Koinzidenz

beteiligten γ -Quanten legt eines die Orientierung des Kerns im Raum fest. Relativ dazu wird das andere γ -Quant in eine bestimmte Raumrichtung emittiert, abhängig von der Multipolcharakteristik in der $\gamma\gamma$ -Kaskade. Die theoretische Beschreibung der Winkelkorrelation bei *zufällig orientiertem Anfangszustand* ergibt sich aus der allgemeinen Formel (4.2) als Spezialfall für $\lambda_1 = 0$. Der Clebsch–Gordan Koeffizient aus Gleichung (4.11) vereinfacht sich zu $\langle 00\lambda q | \lambda_2 q \rangle = \delta_{\lambda\lambda_2}$ und mit den Additionstheoremen der Kugelflächenfunktionen ergibt sich damit für die Winkelabhängigkeit $H_{0\lambda\lambda_2} = P_\lambda(\cos \Theta)\delta_{\lambda\lambda_2}$, wobei Θ der Winkel zwischen γ_1 und γ_2 ist. Der allgemeine Korrelationskoeffizient nimmt für $\lambda_1 = 0$ die folgende Gestalt an:

$$A_\lambda^{\lambda_2 0}(\gamma_1) = \frac{1}{1 + \delta_1^2} (F_\lambda(LLI_1 I_2) + (-1)^{L+L'} 2\delta_1 F_\lambda(LL' I_1 I_2) + \delta_1^2 F_\lambda(L' L' I_1 I_2)) \quad (4.12)$$

$$= \frac{1}{1 + \delta_1^2} (F_\lambda(LLI_2 I_1) + 2\delta_1 F_\lambda(LL' I_2 I_1) + \delta_1^2 F_\lambda(L' L' I_2 I_1)) =: \tilde{A}_\lambda(\gamma_1) \quad (4.13)$$

Gleichung (4.2) vereinfacht sich damit insgesamt zu einer Beschreibung der gewöhnlichen Richtungskorrelation zwischen γ_1 und γ_2 ohne Ausrichtung:

$$W(\Theta) = \sum_\lambda \tilde{A}_\lambda(\gamma_1) A_\lambda(\gamma_2) P_\lambda(\cos \Theta). \quad (4.14)$$

Tabelle 4.4: Winkelgruppen in einer β -Zerfallsmessung am OSIRIS Spektrometer.

Gruppe	Θ	Detektorpaare	#
0	90°	(1,0) (1,2) (3,0) (3,2) (4,0) (4,1) (4,2) (4,3) (5,0) (5,1) (5,2) (5,3) (0,1) (2,1) (0,3) (2,3) (0,4) (1,4) (2,4) (3,4) (0,5) (1,5) (2,5) (3,5)	24
1	180°	(0,2) (2,0) (1,3) (3,1) (5,4) (4,5) (9,8) (8,9)	8
2	55°	(7,0) (7,1) (7,2) (7,3) (7,4) (7,5) (8,0) (8,1) (8,2) (8,3) (8,4) (8,5) (9,0) (9,1) (9,2) (9,3) (9,4) (9,5) (0,7) (1,7) (2,7) (3,7) (4,7) (5,7) (0,8) (1,8) (2,8) (3,8) (4,8) (5,8) (0,9) (1,9) (2,9) (3,9) (4,9) (5,9)	36
3	70.5°	(7,8) (8,7) (7,9) (9,7)	4

4.2.4 Praktisches Vorgehen für die Koinzidenzmessungen

Wie in Abschnitt 4.2.2 erläutert, wird die Funktion zur theoretischen Beschreibung der räumlichen Verteilung der Strahlungsintensität $W^{theo}(I_1, \delta_1, I_2, \delta_2, I_3, \sigma, \Theta_1, \Theta_2, \Phi)$ im

allgemeinen Fall für gegebene Geometrie Θ_i, Φ der Koinzidenz bei bekannter Spinkaskade $I_1 \xrightarrow{\gamma_1} I_2 \xrightarrow{\gamma_2} I_3$ parametrisiert durch die Multipolmischungsverhältnisse δ_1, δ_2 und durch die Breite σ der Verteilung der magnetischen Unterzustände des Anfangszustandes.

Durch die spezielle Geometrie des OSIRIS-Spektrometers können alle Detektorpaare in 9 (inbeam-Messung mit Ausrichtung, Tabelle 4.3) bzw. 4 Winkelgruppen (β -Zerfall mit isotroper Verteilung der m -Unterzustände, Tabelle 4.4) zusammengefaßt werden. Mit dem Programm TV [The94] wurden in den zugehörigen $\gamma\gamma$ -Matrizen die efficiency-korrigierten Peakflächen $W^{exp}(E_{\gamma_1}, E_{\gamma_2}, \Theta_1, \Theta_2, \Phi)$ der Koinzidenzen $(E_{\gamma_1}, E_{\gamma_2})$ bestimmt. Diese resultierenden Intensitäten wurden dem von I. Wiedenhöfer entwickelten Programm CORLEONE [Corle] übergeben, das für eine gegebene Spinhypothese $I_1 \rightarrow I_2 \rightarrow I_3$ die Parameter δ_1, δ_2 und σ in gleichzeitiger χ^2 -Minimierung anpassen kann. Die besten Resultate erzielt man, wenn ein δ bereits bekannt ist, und so nur ein Mischungsverhältnis und der Ausrichtungsparameter (im β -Zerfall dann nur das fehlende Mischungsverhältnis) angepaßt werden müssen. Da δ für gemischte M1/E2-Übergänge meist zunächst nur ungenau oder gar nicht gemessen ist, wurden in dieser Arbeit hauptsächlich Koinzidenzkaskaden mit einem $\Delta I = 2$ Übergang (reiner E2-Charakter der γ -Strahlung) oder einem Zerfall mit Paritätswechsel (reine elektische Dipolstrahlung E1) ausgewertet, da diese Übergänge ein Mischungsverhältnis von 0 besitzen (Tabelle 4.2). In Abbildung 4.6 ist die Analyse für einen E1 Übergang in der β -Zerfallsmessung und für einen E2 Zerfall *inbeam* gezeigt.

Die Methode der $\gamma\gamma$ -Winkelkorrelation kann für drei Zwecke genutzt werden:

1. Wenn sowohl die Spinkaskade als auch ein Multipolmischungsverhältnis bekannt ist, kann das fehlende Mischungsverhältnis im χ^2 -Test bestimmt werden. Es ist darauf hinzuweisen, daß es nicht immer eine eindeutige Lösung für das gesuchte δ gibt.
2. Falls ein Spin der Koinzidenzkaskade unbekannt ist, werden verschiedene, im Rahmen der Auswahlregeln für elektromagnetische Multipolstrahlung erlaubte Spinhypothesen (Abschnitt 4.2.1) getestet. Ist eine Hypothese akzeptabel und können mit keiner anderen Spinannahme die experimentellen Korrelationsintensitäten reproduziert werden, so sind Spin und mögliche Lösungen für δ bestimmt. Oft müssen mehrere Zerfälle eines Zustandes untersucht werden, bevor eine eindeutige Spinzuweisung getroffen werden kann. Häufig können nur einzelne Spinhypothesen ausgeschlossen und so die erlaubten Spinwerte für einen Zustand eingeschränkt werden. Als Beispiel für die Spinbestimmung ist in Abbildung 4.5 aus dem β -Zerfall zum ^{108}Cd die Korrelationsanalyse für den Zerfall des 3454 keV Zustandes zum ersten 2^+ Zustand bei 633 keV dargestellt.
3. In einigen Fällen kann die Methode der Winkelkorrelation auch zur Bestimmung

von Paritäten führen. Wenn sich für den untersuchten Übergang Anfangs- und Endspin um 0 oder 1 unterscheiden und es ergibt sich ein Multipolmischungsverhältnis $\delta \neq 0$, so müssen den Regeln aus Tabelle 4.2 folgend die Paritäten der beiden Zustände den Ausführungen in Abschnitt 4.2.1 folgend gleich sein (siehe auch Abbildung 4.5).

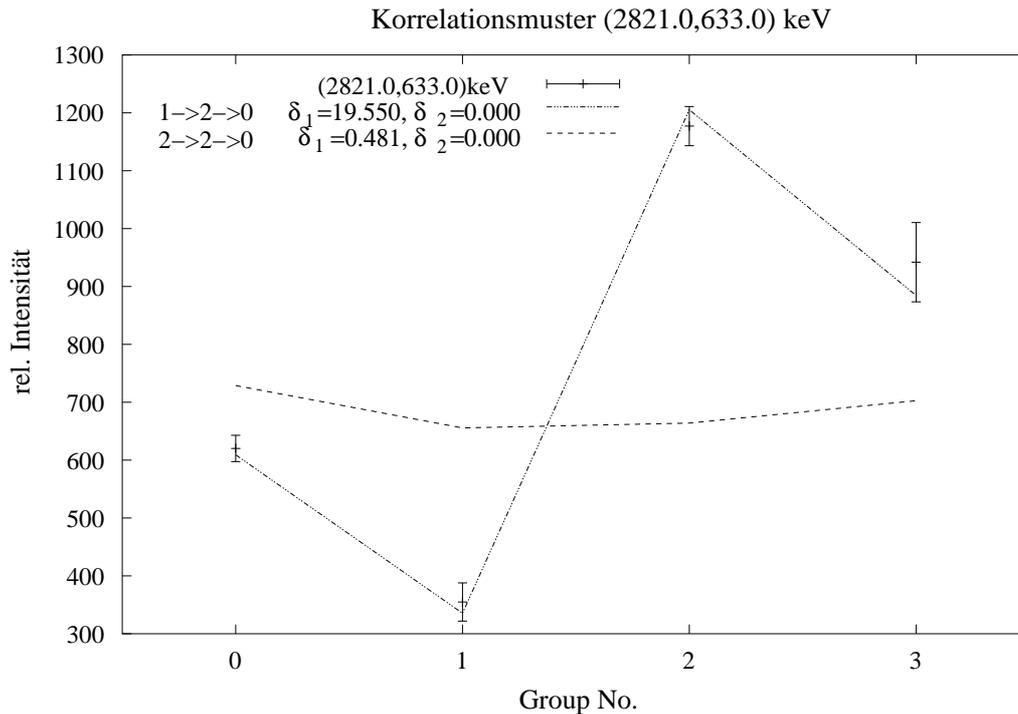
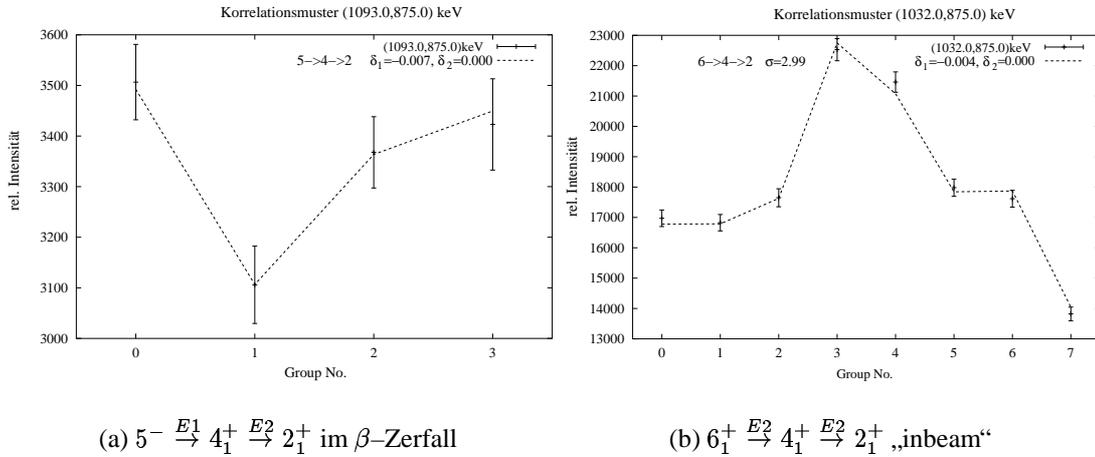


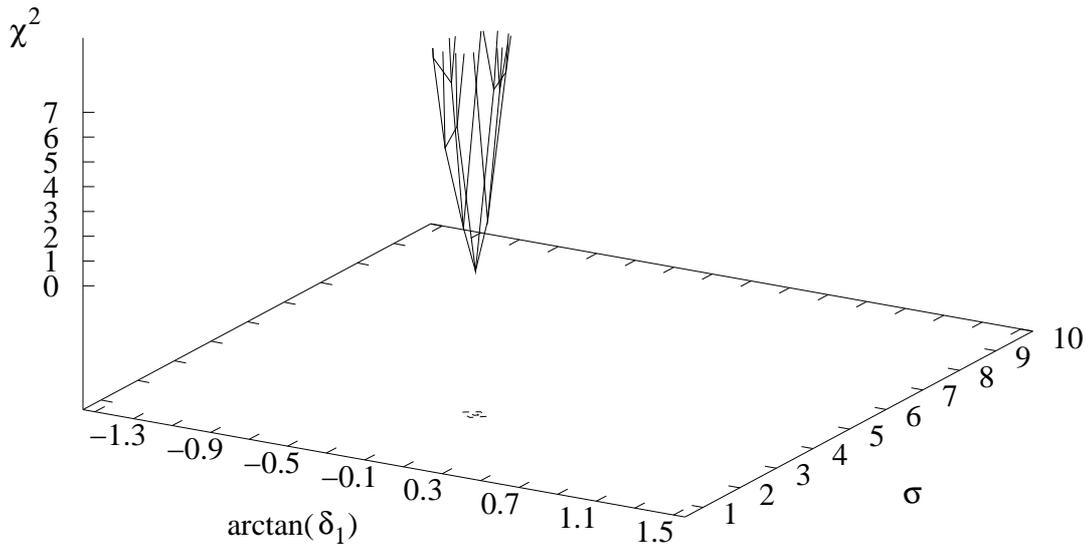
Abbildung 4.5: Beispiel zur Spinbestimmung mittels $\gamma\gamma$ -Winkelkorrelation dem β -Zerfall zum ^{108}Cd folgend. Vom Zerfallsverhalten her und durch die starke Bevölkung im β -Zerfall besitzt der Zustand entweder Spin 1 oder 2. Der Vergleich der experimententellen Korrelationsintensitäten mit den berechneten Intensitäten im χ^2 -Minimum schließt die Spinannahme $2\hbar$ deutlich aus. Desweiteren ergibt sich $\delta_1 \geq 11.7$, was positive Parität für diesen Zustand impliziert (Abschnitt 4.2.1).



χ^2 -Analyse der Koinzidenz (1032.0,875.0) keV

Hypothese $6 \rightarrow 4 \rightarrow 2$:

$$\chi^2 = 0.7, \sigma = 2.99, \delta_1 = -0.004, \delta_2 = 0.000$$



(c) 3d- χ^2 -Plot zur Analyse von $6_1^+ \rightarrow 4_1^+ \rightarrow 2_1^+$

Abbildung 4.6: Unter (a) und (b) sind die Korrelationsmuster der Kaskade $5^- \rightarrow 4_1^+ \rightarrow 2_1^+$ im β -Zerfall zum ^{108}Cd und der $\Delta I = 2$ Kaskade $6_1^+ \rightarrow 4_1^+ \rightarrow 2_1^+$ in der inbeam Messung dargestellt. Aufgetragen sind jeweils die relativen Intensitäten für die verschiedenen Winkelgruppen. Diese Korrelationsgruppen sind in der Reihenfolge der entsprechenden Tabellen 4.3 und 4.4 von 0 bis 8 bzw. 3 numeriert. Der untere Teil der Abbildung zeigt die χ^2 -Oberfläche über der Ebene $(\arctan(\delta_1), \sigma)$ aufgetragen. δ_2 wurde jeweils als 0 vorgegeben. Wie erwartet, konnte für den Zerfall $5^- \rightarrow 4_1^+$ der reine E1 Charakter und bei dem Übergang $6_1^+ \rightarrow 4_1^+$ die reine E2 Strahlung jeweils durch $\delta_1 = 0$ nachgewiesen werden.

4.2.5 Winkelkorrelation in KRF

Bei der Anregung von gerade-gerade Kernen durch Streuung reeller Photonen ist der Anfangszustand I_1 immer der 0^+ Grundzustand. In der allgemeinen Winkelkorrelationsfunktion (4.2) wird mit $P(m) = P(0) = 1$ der Tensor $B_{\lambda_1}(I_1)$ zu $B_{\lambda_1}(I_1 = 0) = \delta_{\lambda_1 0}$. Damit ergibt sich völlig analog zum Fall der $\gamma\gamma$ -Winkelkorrelation dem β -Zerfall folgend:

$$W(\Theta) = \sum_{\lambda} \tilde{A}_{\lambda}(\gamma_1) A_{\lambda}(\gamma_2) P_{\lambda}(\cos \Theta), \quad (4.15)$$

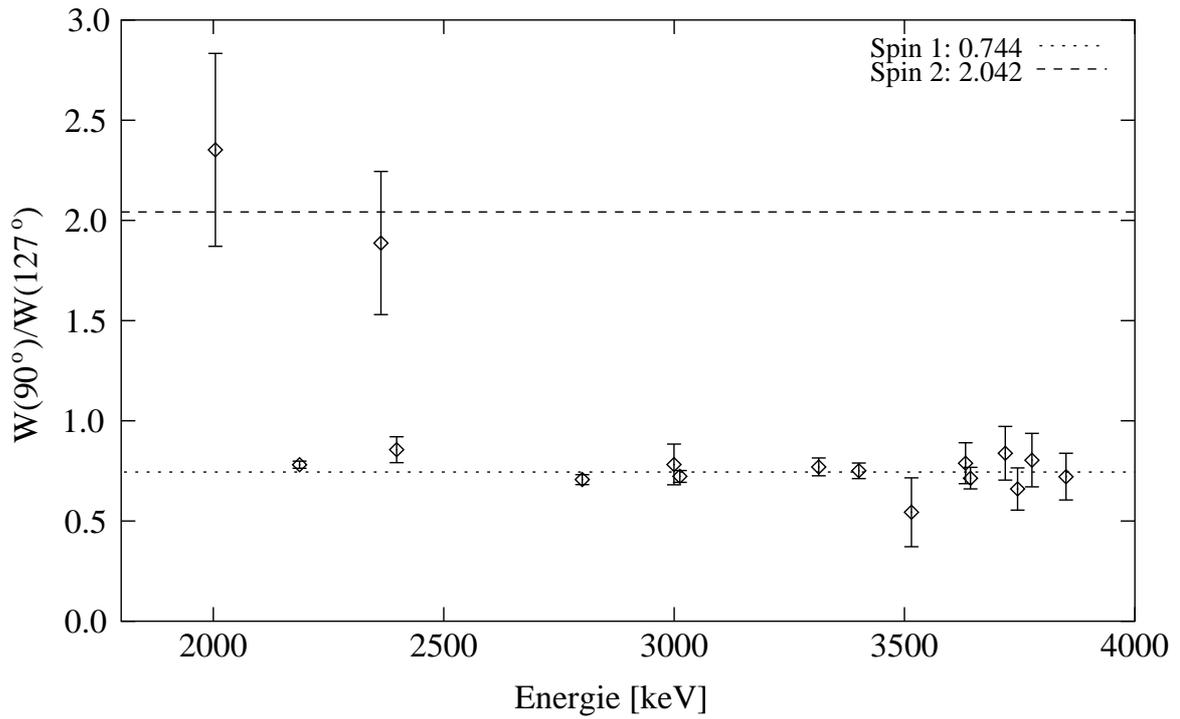
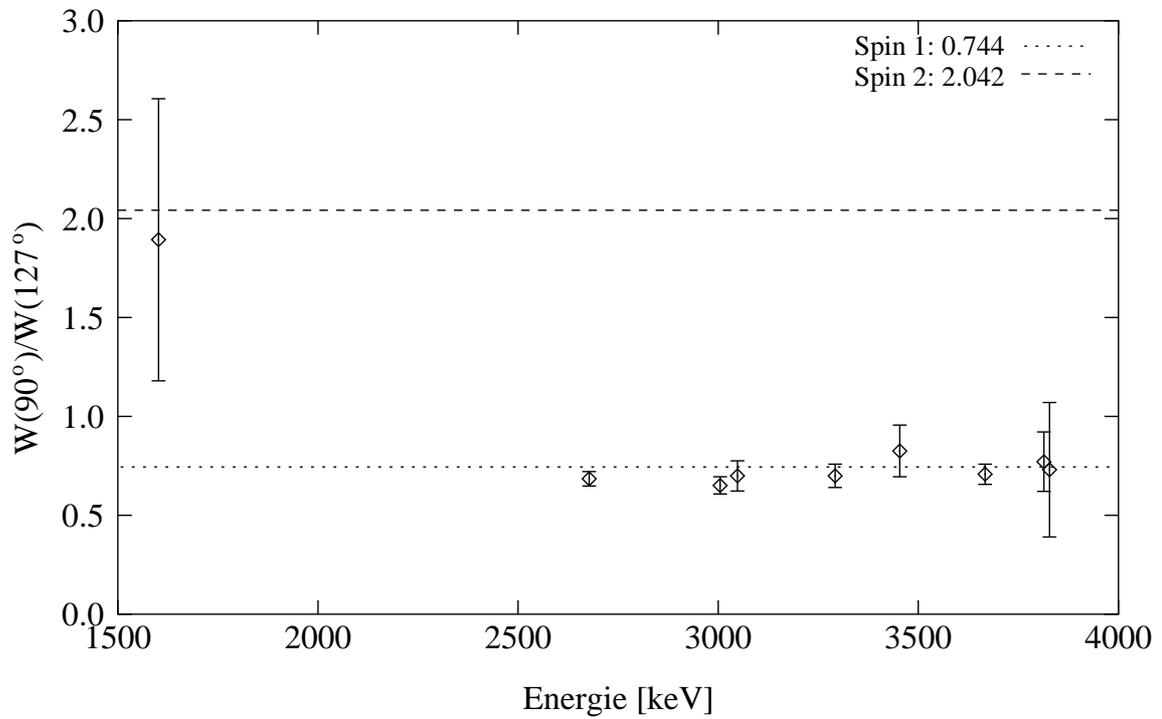
wobei Θ wieder der Winkel zwischen γ_1 und γ_2 ist, also der Streuwinkel von γ_2 relativ zum einfallenden Photonenstrahl. Die Korrelationskoeffizienten sind gegeben durch die Gleichungen (4.6) und (4.12). Im Falle der elastischen Kaskaden

$$\begin{aligned} 0^+ &\xrightarrow{E1} 1^- \xrightarrow{E1} 0^+ \\ 0^+ &\xrightarrow{M1} 1^+ \xrightarrow{M1} 0^+ \\ 0^+ &\xrightarrow{E2} 2^+ \xrightarrow{E2} 0^+ \end{aligned}$$

liegen *reine* Multipolaritäten vor, d.h. die Multipolmischungsverhältnisse verschwinden $\delta_1 = \delta_2 = 0$. Damit vereinfachen sich die Produkte $\tilde{A}_{\lambda}(\gamma_1) A_{\lambda}(\gamma_2)$ zu Quadraten der F -Koeffizienten. Insgesamt folgt für die oben aufgeführten relevanten Spinkaskaden:

$$\begin{aligned} W_{010}(\Theta) &= 1 + F_2^2(1101)P_2(\cos(\Theta)) \\ &= \frac{3}{4}(1 + \cos^2(\Theta)) \\ W_{020}(\Theta) &= 1 + F_2^2(2202)P_2(\cos(\Theta)) + F_4^2(2202)P_4(\cos(\Theta)) \\ &= \frac{5}{4}(1 - 3\cos^2(\Theta) + 4\cos^4(\Theta)) \end{aligned}$$

Eine Beobachtung der Intensitäten unter Streuwinkeln von 90° und 127° zur Strahlachse ermöglicht eine sensitive Bestimmung der Spins der angeregten Zustände, da sich die obigen Winkelverteilungen der angegebenen Spinkaskaden bei diesen Winkeln maximal unterscheiden. In Abbildung 4.7 und 4.8 ist die Spinbestimmung für ^{142}Ce und ^{108}Cd gezeigt. Verglichen wird das experimentelle Intensitätsverhältnis $W(90^\circ)/W(127^\circ)$ mit den theoretischen Verhältnissen bei diesen Winkeln für die oben diskutierten elastischen Spinkaskaden. Die Sensitivität dieser Methode ist offensichtlich.

Abbildung 4.7: Spinbestimmung in ^{142}Ce Abbildung 4.8: Spinbestimmung in ^{108}Cd

4.3 Lebensdauerbestimmung mittels DSAM

Ist ein Kern, erzeugt in einer Fusions–Verdampfungsreaktion, noch nicht vollständig im Target oder im *Backing*–Material gestoppt, werden γ –Energien unter verschiedenen Winkeln Θ zur Strahlachse dopplerverschoben registriert (symmetrisch um die unter 90° gemessenen Linien):

$$E_\gamma(\Theta) = E_\gamma^0 \left(1 + \frac{v}{c} \cos(\Theta) \right), \quad (4.16)$$

wobei $E_\gamma^0 = E_\gamma(90^\circ)$ die unverschobene Energie und v die Geschwindigkeit des emittierenden Rückstoßkerns ist.

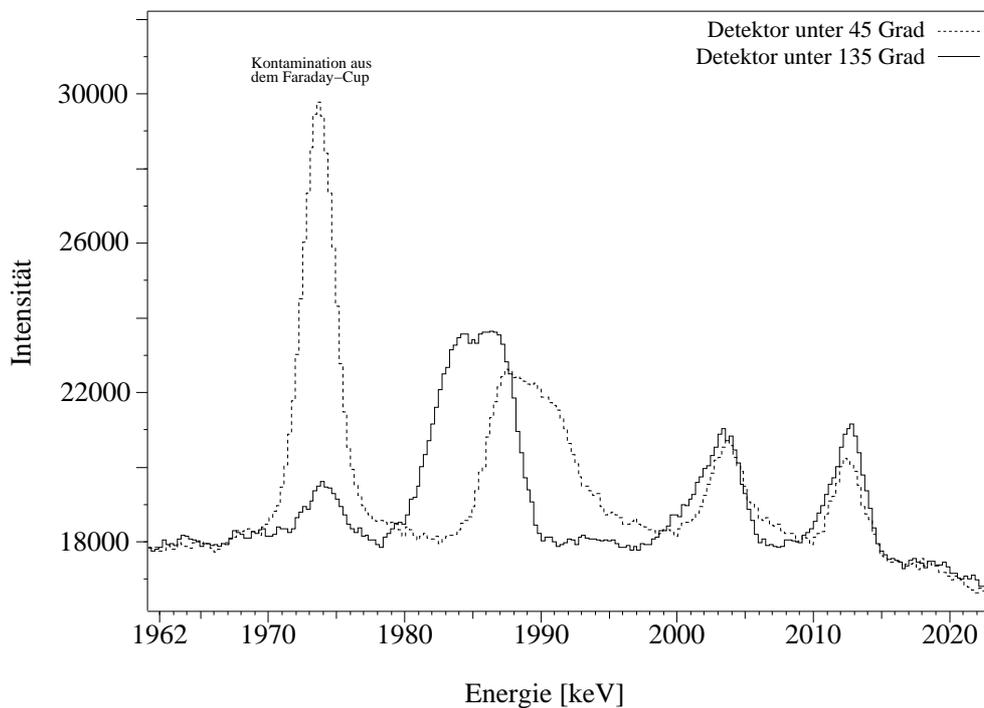


Abbildung 4.9: Dopplerverschiebung eines Überganges (1987 keV) aus ^{108}Cd spektroskopiert in $^{105}\text{Pd}(\alpha, n)^{108}\text{Cd}$. Der unverschobene Peak links ist eine Kontamination aus dem aktivierten Faraday–Cup, der sich hinter dem Target befindet und den Strahlstrom mißt.

Bei der Dopplershift–Attenuation–Method (DSAM) wird die Dopplerverschiebung benutzt, um Rückschlüsse auf die Lebensdauer angeregter Zustände ziehen zu können. Über Gleichung (4.16) wird die Geschwindigkeit des Kerns zum Zeitpunkt der γ –Emission bestimmt. Bei bekannter Geschwindigkeits–Zeit–Relation, d.h. bei Kenntnis des Abstopprozesses des Rückstoßkerns im Target, können dann Informationen über den Zeitpunkt des γ –Zerfalls gewonnen werden. Mit dieser Methode können Lebensdauern im Femto– und Picosekundenbereich bestimmt werden.

Im Rahmen dieser Arbeit soll lediglich eine kurze Erläuterung der Lebensdauerbestimmung mittels DSAM gegeben werden, eine detaillierte Beschreibung findet sich

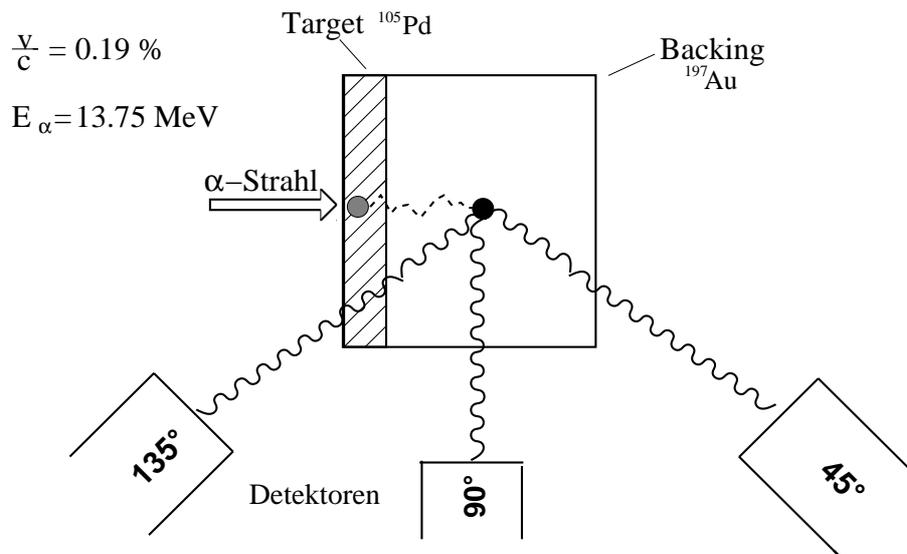


Abbildung 4.10: Der in der Compoundkernreaktion erzeugte Rückstoßkern wird im Target und *Backing* abgebremst. Die im Flug emittierte γ -Strahlung wird in Detektoren unter verschiedenen Winkeln zum Strahl dopplerverschoben registriert.

in [Pet98] und [Gab00].

Bei der verwendeten Kernreaktion $^{105}\text{Pd}(\alpha, n)^{108}\text{Cd}$ mit einer Strahlenergie von 13.75 MeV besitzen die ^{108}Cd Kerne im Mittel eine Rückstoßgeschwindigkeit von $\frac{v}{c} = 0.19\%$. Es wurde ein dünnes Target aus ^{105}Pd verwendet (1 mg/cm^2) mit einem *Backing* aus ^{197}Au (0.5 mg/cm^2). Bei diesem Aufbau des Targets werden die Zielkerne im Targetmaterial erzeugt und spätestens im *Backing* abgestoppt, damit erkennbare Dopplershifts beobachtet werden können.

Die Zeit, nach der nahezu alle Rückstoßkerne gestoppt sind, beträgt etwa 500 fs. Es wurden nach einem in der Referenz [Pet98] geschilderten Verfahren die Parameter für den nuklearen Abbremsseffekt und die Größen für das Abbremsen durch Streuung an der Elektronenhülle von ^{105}Pd bzw. ^{197}Au [Gab00] angepaßt (Anhang C).

Die mittlere Zustandslebensdauer ergibt sich aus dem Vergleich der Linienform im gemessenen Spektrum zu einer theoretischen, simulierten Peakform. Die theoretische Linienform

$$L(\tau, v) = \int_0^{\infty} N(v, t) R(\tau, t) dt$$

ergibt sich aus der simulierten Geschwindigkeitsverteilung $N(v, t)$ und der Funktion $R(\tau, t)$, die den Anteil der γ -Intensität emittiert von dem zu untersuchenden Niveau zum Zeitpunkt t angibt. Die Geschwindigkeitsverteilung folgt aus der Stopmatrix $N_{ij}(v, t)$, die die Anzahl N der Kerne angibt, die zum Zeitpunkt t die Geschwindigkeit v besitzen. Diese Stopmatrix wurde mit dem Programm DSTOP96 [Pet96] durch eine Monte-Carlo-Simulation des Abbremsprozesses erzeugt [Gab00]. Die Stopmatrix hängt von der Strahlart, der Energie, sowie von dem Abbremsvermögen von

Targetmaterial und *Backing* ab. $R(\tau, t)$ ist neben der mittleren Lebensdauer τ des Zustandes durch die Art der Bevölkerung bestimmt. Das bedeutet, zu einer Bestimmung der Lebensdauer eines Zustandes mittels DSAM müssen alle bevölkernden Niveaus und deren effektive² Lebensdauern bekannt sein. Zudem muß bekannt sein, wie stark der Zustand direkt aus dem Zustandskontinuum der Fusions–Verdampfungsreaktion bevölkert wird (Abschnitt 3.1.1). Es ist jedoch oftmals nicht möglich, die vollständige Fütterung eines Zustandes experimentell zu ermitteln, da bevölkernde Übergänge unterhalb des Sensitivitätslimits des Experimentes liegen können. Die Fütterung durch diskrete Zustände mit endlicher Lebensdauer verschiebt durch die resultierende verzögerte Bevölkerung das Verhältnis von gestoppter und nicht–gestoppter Komponente des Peaks. Die direkte Bevölkung aus dem Kontinuum wird mangels Information meist als prompt angenommen. Wird der Anteil der prompten Fütterung als zu groß gewählt, resultiert das in einer zu groß bestimmten mittleren Lebensdauer. Lebensdauern, die ausschließlich unter der Annahme der prompten Fütterung bestimmt werden, bezeichnet man als effektiv. τ_e bildet demnach eine obere Grenze für die tatsächliche Lebensdauer eines Zustandes.

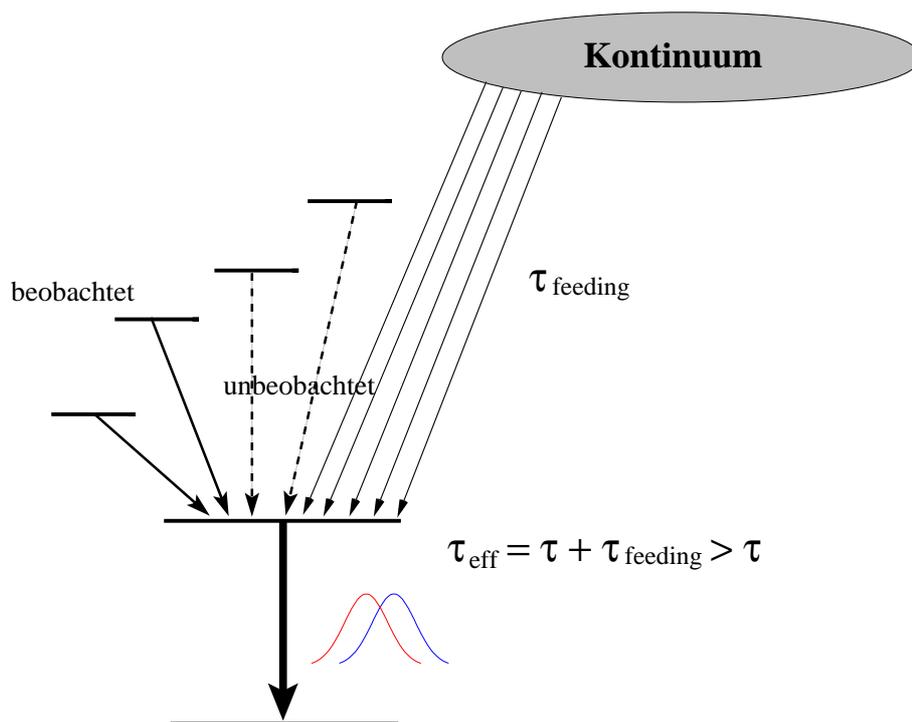


Abbildung 4.11: Feedingproblematik in DSAM. Ohne Kenntnis des Zeitverhaltens der Bevölkerung eines Zustandes können die ermittelten Lebensdauern nur obere Grenzen darstellen. Eine verzögerte Bevölkerung verschiebt das Verhältnis von gestoppter und nicht–gestoppter Komponente des Peaks. Die resultierende effektive Lebensdauer setzt sich aus der tatsächlichen Niveaulbensdauer und der Fütterungszeit der Bevölkerung zusammen.

²Bestimmt unter der Annahme prompter Fütterung aus dem Kontinuum (τ_e)

Tabelle 4.5: Ergebnis der DSAM Auswertung der (α, n) Messung von ^{108}Cd . Für acht Zustände konnte aus der beobachteten Dopplerverschiebung des stärksten entvölkernden Zerfalls eine effektive Lebensdauer bestimmt werden. τ_e ergibt sich aus dem Mittelwert von $\tau_e(45^\circ)$ und $\tau_e(135^\circ)$, die aus den Linienformen unter Vorwärts- und Rückwärtswinkel bestimmt wurden. Der Fehler ist der Fehler des Mittelwertes plus einem systematischen Fehler von 20%. Deutliche Abweichungen zwischen den Lebensdauern unter Vorwärts- und Rückwärtswinkeln resultieren aus Kontaminationen im Spektrum.

^{108}Cd					
E_i	J^π	E_γ	$\tau_e(45^\circ)$	$\tau_e(135^\circ)$	$\bar{\tau}_e$
[keV]	[\hbar]	[keV]	[fs]	[fs]	[fs]
2162.8	2^+	1529.8	580	385	483(195)
2365.8	2^+	1732.8	405	390	398(88)
2620.0	2^+	1987.0	124	115	120(29)
2682.7	$1^{(+)}$	2049.6	330	300	315(78)
2738.7	4^+	1230.3	550	510	530(126)
2755.0	$4^+, 5^+$	1246.6	375	295	335(107)
3389.0	5^+	1880.5	340	280	310(92)
3539.9		2031.4	450	400	425(110)

Kapitel 5

Ergebnisse und Diskussion

5.1 ^{66}Zn

^{66}Zn ist der leichteste Kern, der im Rahmen dieser Arbeit untersucht wurde. Dieses Zn-Nuklid ist zwei Protonen und acht Neutronen vom doppelt magischen $N = Z = 28$ Schalenabschluß bei ^{56}Ni entfernt. Bei zehn Valenznukleonen können kollektive Zustände im Anregungsspektrum erwartet werden. Angeregte Niveaus in ^{66}Zn wurden in der Vergangenheit mit einer Vielzahl von Reaktionen bevölkert und mit γ -spektroskopischen Methoden untersucht, so z.B. in Protonen-, Neutronen- und Photonenstreuung [Pas85, Kos85, Met72], mit Coulombanregung [You72] oder Protoneneinfang [Erl80], in Compoundkernreaktionen im Niedrigspin- [Zho81, Nea77, Cou67] und Hochspinbereich [Cle82] und auch im β -Zerfall [End94]. Dennoch waren Informationen über die Multipolmischungsverhältnisse der beobachteten γ -Übergänge bisher rar.

In Köln wurden angeregte Zustände in ^{66}Zn durch den β -Zerfall des 0^+ Grundzustandes in ^{66}Ga bevölkert. Wie in Abschnitt 3.1.2 dargelegt, werden im Tochterkern – den Auswahlregeln zum β -Zerfall folgend – hauptsächlich 1^+ und 2^+ Zustände populiert. Ziel des Experimentes war es, die sehr gut bekannten Daten wie Energien, Spins, Paritäten, Lebensdauern und Verzweigungsverhältnisse um die Information der Multipolcharakteristik der γ -Übergänge zu erweitern. Multipolmischungsverhältnisse δ wurden mit der Methode der Winkelkorrelation (siehe Abschnitt 4.2.3) bestimmt. Mit den bereits sehr genau gemessenen Lebensdauern und Verzweigungsverhältnissen können dann absolute $B(M1)$ und $B(E2)$ Übergangsstärken ermittelt werden, die Aufschluß über die Struktur der Kernanregungen geben. Die Ergebnisse der Winkelkorrelationsanalyse sind in Tabelle 5.1 zusammengefaßt und mit den wenigen existierenden Literaturwerten verglichen. Im Anhang D sind Spektren und ein Ausschnitt aus dem Termschema von ^{66}Zn gegeben.

Tabelle 5.1: Multipolmischungsverhältnisse δ in ^{66}Zn . Im Fall von mehrdeutigen Lösungen sind alle möglichen Werte für δ angegeben. Verglichen werden die Ergebnisse mit den wenigen Literaturwerten [Bha98] oder der erwarteten Multipolarität.

E_i [keV]	E_γ [keV]	^{66}Zn Übergang	δ	δ_{Lit}
1872.7	833.5	$2_2^+ \rightarrow 2_1^+$	-1.6(2)	-1.9(3)
2780.2	1740.9	$2_3^+ \rightarrow 2_1^+$	0.33(28)	
	907.4	$2_3^+ \rightarrow 2_2^+$	0.13(24)	
			-3_{-9}^{+1}	
2938.1	1889.8	$2_4^+ \rightarrow 2_1^+$	0.00(6)	0.03(1)
3228.9	2189.6	$1^+ \rightarrow 2_1^+$	0.12(2)	
	448.7	$1^+ \rightarrow 2_3^+$	-0.02(3)	
3331.5	1458.7	$2_6^+ \rightarrow 2_2^+$	-0.01(9)	
3432.4	2393.2	$1^- \rightarrow 2_1^+$	-0.04(5)	E1
3791.2	2751.9	$1^+ \rightarrow 2_1^+$	-0.12(2)	-0.09(3)
	1918.3	$1^+ \rightarrow 2_2^+$	-0.07(3)	
	853.0	$1^+ \rightarrow 2_4^+$	0.37(18)	
4086.0	3046.7	$1^+ \rightarrow 2_1^+$	-0.8(2)	
	2213.2	$1^+ \rightarrow 2_2^+$	$4.9_{-0.9}^{+1.6}$	
			-0.23(5)	
	1147.9	$1^+ \rightarrow 2_4^+$	-0.18(5)	
4295.4	3256.0	$1^+ \rightarrow 2_1^+$	1.5(2)	
	2422.5	$1^+ \rightarrow 2_2^+$	0.01(3)	
			2.2(2)	
	1357.3	$1^+ \rightarrow 2_4^+$	5_{-1}^{+2}	
			-0.18(5)	
4461.4	3422.1	$1^+ \rightarrow 2_1^+$	-0.06(2)	
	2588.6	$1^+ \rightarrow 2_2^+$	0.35(27)	
4806.2	3766.9	$1^+ \rightarrow 2_1^+$	0.11(4)	
	2933.4	$1^+ \rightarrow 2_2^+$	1.6(2)	

5.1.1 2⁺ Zustände in ⁶⁶Zn

Im Proton–Neutron Interacting Boson Model (IBM–2) sind M1–Übergänge eine Eigenschaft des Proton–Neutron Freiheitsgrades; zwischen Proton–Neutron symmetrischen Zuständen können keine M1–Zerfälle stattfinden. Die Beobachtung von kollektiven M1–Übergängen ist daher ein Hinweis für partielle Proton–Neutron Antisymmetrien in der Wellenfunktion. Daher sind magnetische Dipolübergänge in kollektiven gerade–gerade Kernen von großem Interesse.

In Abbildung 5.1 sind die B(M1; 2_n⁺ → 2₁⁺) Stärken der ersten sechs 2⁺ Zustände in ⁶⁶Zn graphisch dargestellt. Die Lebensdauer des 2₂⁺ Zustandes ist nur ungenau bekannt. Es existieren zwei Lebensdauern für dieses Niveau, die innerhalb der Fehlergrenzen nicht übereinstimmen. Die B(M1)–Stärken für beide Lebensdauern sind eingezeichnet (siehe auch Tabelle 5.2). Der deutlich stärkste M1–Zerfall zum isoskalaren 2₁⁺ wurde für das 2₄⁺ Niveau beobachtet. Die berechnete B(M1)–Stärke entspricht einem M1–Übergangsmatrixelement von $|\langle 2_1^+ || M1 || 2_{ms}^+ \rangle| = 1.0(1)\mu_N$. Dieser Zustand ist ein Kandidat für die isovektorielle Quadrupolanregung in der Valenzschale, d.h. für den mixed–symmetry 2⁺ Zustand, dessen Phononstruktur als Gegenstück zur isoskalaren Quadrupolanregung in Abschnitt 2.2.2 ausführlich beschrieben ist:

$$\begin{aligned} |2_1^+\rangle &\sim Q_s|0^+\rangle && \text{mit} && Q_s = Q_\pi + Q_\nu, \\ |2_{ms}^+\rangle &\sim Q_{ms}|0^+\rangle && \text{mit} && Q_{ms} \sim Q_\pi - \alpha Q_\nu. \end{aligned}$$

Die Lebensdauer dieses Zustandes bei 2938.1 keV stammt aus einer DSA Analyse (Kapitel 4.5) in einer (*n, n'γ*) Messung [Kos85]. Der reine M1–Charakter des Übergangs zum ersten 2⁺ Zustand konnte in der Messung zur vorliegenden Arbeit eindeutig bestätigt werden (Tabelle 5.1). In [Bha98] wird ein starker Grundzustandszerfall des diskutierten Niveaus erwähnt (allerdings nur beobachtet in Photonenstreuung). Dieser Zerfall konnte in der aktuellen Messung eindeutig widerlegt werden.

Betrachtet man die M1–Zerfälle zum 2₂⁺ Zustand (Abbildung 5.2), so fällt auf, daß nur der 2₆⁺ Zustand einen verhältnismäßig starken Zerfall zum Zwei–Phononen 2₂⁺ Niveau zeigt. Ein derartiger M1–Zerfall gehört zur Signatur der zweiten 2⁺ mixed–symmetry Anregung, die das isovektorielle Gegenstück zum 2₂⁺ Zustand darstellt:

$$|2_2^+\rangle \sim (Q_s Q_s)^{(2)}|0^+\rangle, \quad (5.1)$$

$$|2_{2ms}^+\rangle \sim (Q_{ms} Q_s)^{(2)}|0^+\rangle. \quad (5.2)$$

Energetisch würde man diesen Zustand bei $E(2_1^+) + E(2_{ms}^+) = 3788$ keV erwarten. Mit 3331.5 keV liegt der 2₆⁺ unter der Energie, die man unter obiger Annahme der harmonischen Kopplung erwartet. Anharmonizitäten könnten die Ursache für die deutliche energetische Absenkung sein. Für die zweifelsfrei Identifikation der 2_{2ms}⁺ Anregung wäre die Kenntnis des Zerfallsverhalten aller 2⁺ Zustände im relevanten Energiebereich wünschenswert.

In Abschnitt 5.1.3 werden die experimentellen Ergebnisse mit Vorhersagen des IBM–2 verglichen.

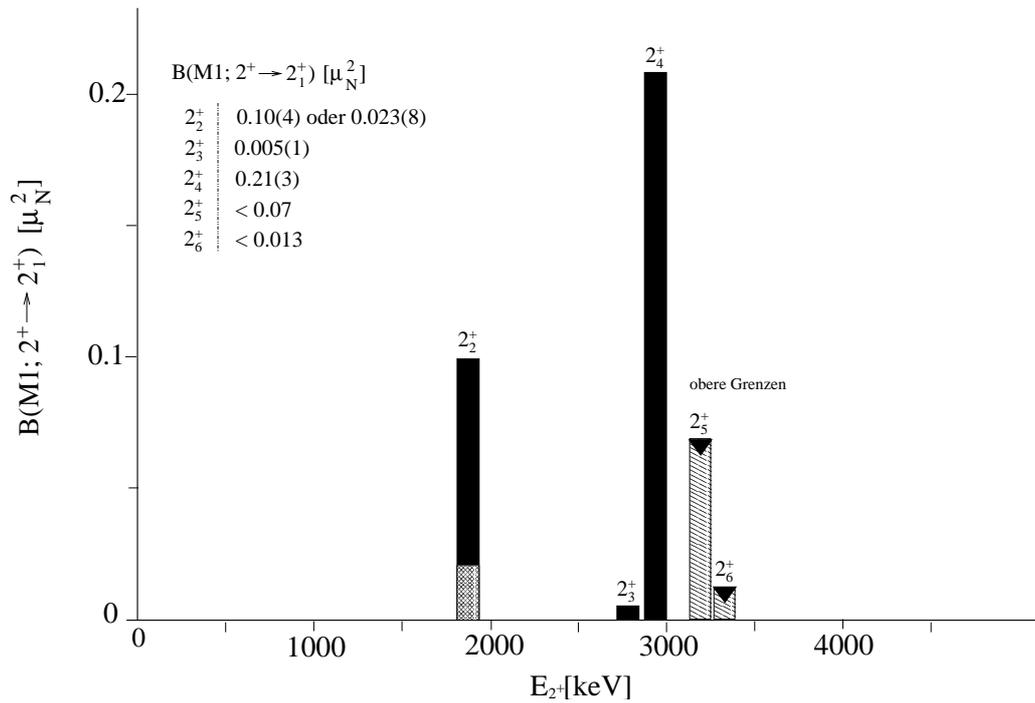


Abbildung 5.1: Zerfallsverhalten der 2^+ Zustände in ^{66}Zn : $2_n^+ \rightarrow 2_1^+$

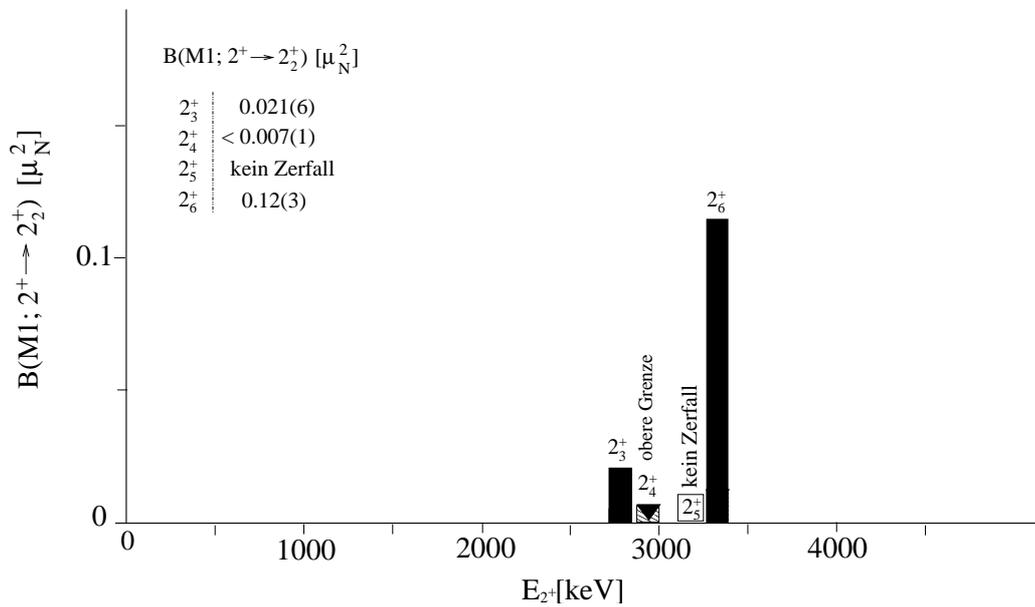


Abbildung 5.2: Zerfallsverhalten der 2^+ Zustände in ^{66}Zn : $2_n^+ \rightarrow 2_2^+$

Tabelle 5.2: Zerfallsverhalten der 2^+ Zustände mit bekannter Lebensdauer. Für den 2_2^+ Zustand existieren zwei widersprüchliche Lebensdauern. Für beide Werte sind die Übergangsstärken ausgerechnet.

^{66}Zn									
E_i [keV]	I_i^π [\hbar]	τ^a [fs]	E_γ [keV]	δ	I_f^π [\hbar]	E_f [keV]	Branching Ratio ^a	B(M1; $2_n^+ \rightarrow 2_{1,2}^+$) B(E2; $2_n^+ \rightarrow 0_1^+$)	
1872.7	2_2^+	270(90) ^b (1197 ⁺⁵⁰⁵ ₋₃₀₃) ^c	833.5	-1.6(2)	2_1^+	1039.2	100(1)	0.10(4) μ_N^2 (0.023(8) μ_N^2) 0.5(2) $e^2\text{fm}^4$ (0.12(4) $e^2\text{fm}^4$)	
2780.2	2_3^+	380(100) ^d	1872.8	E2	0_1^+	0.0	0.40(3)		
			328.8	E2	4_1^+	2451.0	11(3)		
			907.4	0.13(24)	2_2^+	1872.8	17(1)	$\leq 0.021(6) \mu_N^2$	
			1740.9	0.33(28)	2_1^+	1039.2	29(3)	0.005(1) μ_N^2	
2938.1	2_4^+	40(4) ^e	2780.2	E2	0_1^+	0.0	100(3)	8.2(22) $e^2\text{fm}^4$	
			1065.3		2_2^+	1872.8	0.6(1)	$< 0.007(1) \mu_N^2$	
			1898.8	0.00(6)	2_1^+	1039.2	100(2)	0.21(1) μ_N^2	
3212.6	2_5^+	120 ^{+30e} ₋₂₀	2173.3		2_1^+	1039.2	100(8)	$< 0.05(1) \mu_N^2$	
3331.5	2_6^+	120 ^{+30e} ₋₂₀	551.3		2_3^+	2780.2	7.3(6)		
			1458.7	-0.01(9)	2_2^+	1872.8	100(4)	0.12(3) μ_N^2	
			2292.2		2_1^+	1039.2	18(1)	$< 0.006(1) \mu_N^2$	
			3331.5	E2	0_1^+	0.0	2.5(4)	0.33(9) $e^2\text{fm}^4$	

^aaus [Bha98]

^bDSA nach ($\alpha, p\gamma$)

^cDSA nach ($\alpha, 2n\gamma$)

^d(γ, γ'), DSA nach ($n, n'\gamma$)

^eDSA nach ($n, n'\gamma$)

5.1.2 1^+ Zustände in ^{66}Zn

Aus der Kopplung des symmetrischen Q_s - und des gemischt-symmetrischen Q_{ms} -Phonons resultiert ein Quintuplett von Zwei-Q-Phononen mixed-symmetry Zuständen mit Spins von 0^+ bis 4^+ . Die prominenteste Anregung aus diesem Multipllett ist der 1_{ms}^+ Zustand, der in wohldeformierten Kernen aufgrund seiner geometrischen Interpretation auch als Scherenmode bezeichnet wird (Abschnitt 2.2.3).

Das charakteristische Zerfallsverhalten des 1_{ms}^+ Zustandes nahe der dynamischen $O(6)$ Symmetrie im Rahmen des IBM-2 ist ein starker M1-Zerfall zum Grundzustand und zum 2_2^+ Zustand, während der M1-Übergang zum ersten 2^+ verboten ist. In den Abbildungen 5.4 und 5.5 sind die reduzierten M1-Stärken für die Zerfälle zu den oben erwähnten symmetrischen Niveaus 0_1^+ , 2_1^+ und 2_2^+ graphisch dargestellt. Es sei betont, daß sich die Numerierung der 1^+ Zustände in den Abbildungen und in der Tabelle 5.3 nur auf die 1^+ Zustände mit bekannter Lebensdauer bezieht. In das erwartete Zerfallschema des mixed-symmetry 1^+ Zustandes paßt der 1_2^+ Zustand bei 4295.4 keV. Im Bild der naiven Phononenkopplung ohne Anharmonizitäten würde man den Zustand bei $E(1_{ms}^+) = E(2_1^+) + E(2_{ms}^+) = 3978$ keV erwarten. Eine Abweichung von 300 keV ist durchaus im Rahmen der Erwartung.

Qualitativ kann man die M1-Auswahlregeln im Formalismus der d-Parität π_d verstehen [Wie97, Pie98]. Im $U(5)$ und $O(6)$ Limit haben Wellenfunktionen

$$\sum_{n_d} \alpha_{n_d} (s^\dagger)^{N-n_d} (d^\dagger)^{n_d} |0^+\rangle$$

mit geradzahlgiger Potenz von d^\dagger positive und mit ungeradzahlgiger Potenz von d^\dagger negative d-Parität. Der $T(M1)$ -Operator ist proportional zum Drehimpuls $L_\rho = \sqrt{10} [d_\rho^\dagger \tilde{d}_\rho]^{(1)}$ und hat daher positive d-Parität. Im Q-Phononenbild ist die d-Parität durch $\pi_d = (-1)^{n_Q}$ definiert. Das bedeutet, die Anzahl der Q-Phononen n_Q modulo 2 verändert sich bei M1-Übergängen nicht. Dementsprechend ist der M1-Zerfall vom 1_{ms}^+ Zustand zum 2_1^+ Niveau „ π_d -verboten“ und zum 0_1^+ und 2_2^+ Zustand erlaubt. Zur Verdeutlichung sei nochmal an die Q-Phononenstruktur der beteiligten Zustände erinnert (Kapitel 2):

$$\begin{aligned} |1_{ms}^+\rangle &\sim (Q_s Q_{ms})^{(1)} |0^+\rangle & \pi_d &= + \\ |2_1^+\rangle &\sim Q_s |0^+\rangle & \pi_d &= - \\ |2_2^+\rangle &\sim (Q_s Q_s)^{(2)} |0^+\rangle & \pi_d &= + \end{aligned}$$

In Abbildung 5.6 ist das detaillierte M1-Zerfallsverhalten des Kandidaten für den 1_{ms}^+ Zustand bei 4295 keV gezeigt. Die „M1-verbotenen“ Zerfälle sind tatsächlich stark unterdrückt, während die „ π_d -erlaubten“ Übergänge starke M1-Zerfälle sind.

Die Phononenstruktur des 1_{ms}^+ Zustandes (Abbildung 5.3 und Abschnitt 2.2.3) wird deutlich, wenn man die M1-Stärken $B(M1; 1_{ms}^+ \rightarrow 2_2^+)$ und $B(M1; 2_{ms}^+ \rightarrow 2_1^+)$ vergleicht. Im Q-Phononenschema resultieren beide Zerfälle aus der Umwandlung eines Q_{ms} - in ein Q_s -Phonon. Für das Verhältnis der B(M1)-Stärken ergibt sich:

$$\frac{B(M1; 1_{ms}^+ \rightarrow 2_2^+)}{B(M1; 2_{ms}^+ \rightarrow 2_1^+)} = 0.9(1) \quad (5.3)$$

Der Wert ist innerhalb der Fehlergrenzen verträglich mit eins, die Zerfälle sind offenbar von gleicher Natur.

Ein weiteres Indiz für den Zwei-Phononen Charakter der 1_{ms}^+ Anregung ist der sehr schwache E2-Zerfall zum 2_1^+ Zustand mit $B(E2; 1_{ms}^+ \rightarrow 2_1^+) = 4 e^2 \text{fm}^4$. Dieser Zerfall resultiert aus der Vernichtung eines Q_{ms} -Phonons, ebenso wie der Grundzustandszerfall des 2_{ms}^+ Zustandes, der in ⁶⁶Zn nicht vorhanden oder so schwach ist, daß er nicht beobachtet wurde. Demnach sind auch diese Zerfälle vergleichbar.

Aus der Vernichtung des Q_s -Phonons in der Struktur des 1_{ms}^+ Zustandes folgt ein E2-Zerfall zum 2_{ms}^+ , der von vergleichbarer Stärke sein sollte, wie der Grundzustandszerfall des 2_1^+ Niveaus. Im Experiment konnte kein eindeutiges Multipolmischungsverhältnis für den Übergang $1_{ms}^+ \rightarrow 2_{ms}^+$ bestimmt werden. Es ergaben sich zwei mögliche Lösungen für δ (Tabelle 5.3), die im Rahmen der Winkelkorrelationsanalyse im χ^2 -Tests akzeptabel waren. Unter der Annahme von $\delta(1_{ms}^+ \rightarrow 2_{ms}^+) = 5_{-1}^{+2}$ ergibt sich:

$$B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+) = 283_{-10}^{+11} e^2 \text{fm}^4$$

$$B(E2; 1_{ms}^+ \rightarrow 2_{ms}^+) = 752(413) e^2 \text{fm}^4$$

Auch der Vergleich dieser E2-Stärken zeigt mindestens qualitative Übereinstimmung und spiegelt in beeindruckender Weise die vergleichsweise einfache Phononenstruktur dieser Klasse von Anregungen wider. Der $1_{ms}^+ \rightarrow 2_{ms}^+$ Zerfall in ⁶⁶Zn ist erst der zweite Übergang zwischen diesen Zuständen, der je diskutiert wurde. Die erste Spektroskopie dieses interessanten Zerfalls wurde in ⁹⁴Mo durchgeführt [Pie99], aber auch dort war die Bestimmung eines eindeutigen Multipolmischungsverhältnisses nicht möglich.

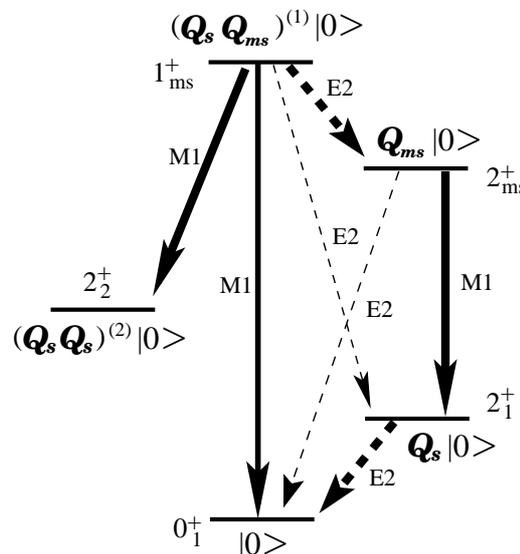


Abbildung 5.3: Erwartetes Zerfallsverhalten des 1_{ms}^+ Zustandes nahe der dynamischen $O(6)$ Symmetrie. M1-Übergänge sind mit durchgezogenen und E2-Zerfälle mit gestrichelten Pfeilen markiert.

Tabelle 5.3: Zerfallsverhalten aller 1^+ Zustände mit bekannter Lebensdauer. Verzweigungsverhältnisse und Lebensdauern sind der Referenz [Bha98] entnommen. Die Multipolmischungsverhältnisse wurden im Rahmen dieser Arbeit bestimmt. Im Falle von mehrdeutigen Lösungen für δ sind beide Werte angegeben.

^{66}Zn								
E_i [keV]	I_i^π [\hbar]	τ [fs]	E_γ [keV]	δ	I_f^π [\hbar]	E_f [keV]	Branching Ratio	B(M1) [μ_N^2]
3228.9	1_1^+	170_{-30}^{+40}	290.8		2_4^+	2938.1	0.97(4)	
			448.7	-0.02(3)	2_3^+	2780.2	1.92(7)	
			856.5	M1	0_2^+	2372.4	1.85(8)	
			1356.1		2_2^+	1872.8	6.5(7)	<0.006(2)
			2189.6	0.12(2)	2_1^+	1039.2	100(1)	0.023(5)
			3228.9	M1	0_1^+	0.0	27.7(2)	0.0020(4)
4295.4	1_2^+	$6.1_{-1.2}^{+2.6}$	862.9	E1	1^-	3432.5	0.37(2)	
			914.4	E1	1^-	3381.0	0.67(4)	
			963.9		2_6^+	3331.5	1.57(9)	
			1190.3	M1	0_3^+	3105.1	3.20(9)	
			1357.3	5_{-1}^{+2}	2_4^+	2938.1	4.3(8)	
				-0.18(5)				
	2422.5	0.01(3)	2_2^+	1872.8	47.6(5)	0.19(6)		
		2.2(3)						
	3256.0	1.5(2)	2_1^+	1039.2	2.65(14)	0.0014(5)		
	4295.2	M1	0_1^+	0.0	100(1)	0.07(2)		
4461.4	1_3^+	10_{-4}^{+14}	1129.9		2_6^+	3331.5	1.57(9)	
			1232.5		1_1^+	3228.9	5.1(13)	
			1356.3	M1	0_3^+	3105.1	14.4(17)	
			1523.3		2_4^+	2938.1	0.64(6)	
			2089.0	M1	0_2^+	2372.4	1.4(3)	
			2588.6	0.35(27)	2_2^+	1872.8	3.14(17)	0.004(3)
	3422.1	-0.06(2)	2_1^+	1039.3	100(2)	0.06(4)		
	4461.2	M1	0_1^+	0.0	96.5(10)	0.03(2)		
4806.2	1_4^+	$5.5_{-1.2}^{+1.9}$	1015.1		1^+	3791.1	0.67(16)	
			1274.5	M1	0^+	3531.7	0.39(3)	
			2433.8	M1	0_2^+	2372.4	0.42(3)	
			2933.4	1.6(2)	2_2^+	1872.8	12.11(2)	0.011(4)
			3766.9	0.11(4)	2_1^+	1039.3	8.33(22)	0.013(4)
			4806.2	M1	0_1^+	0.0	100(1)	0.08(2)

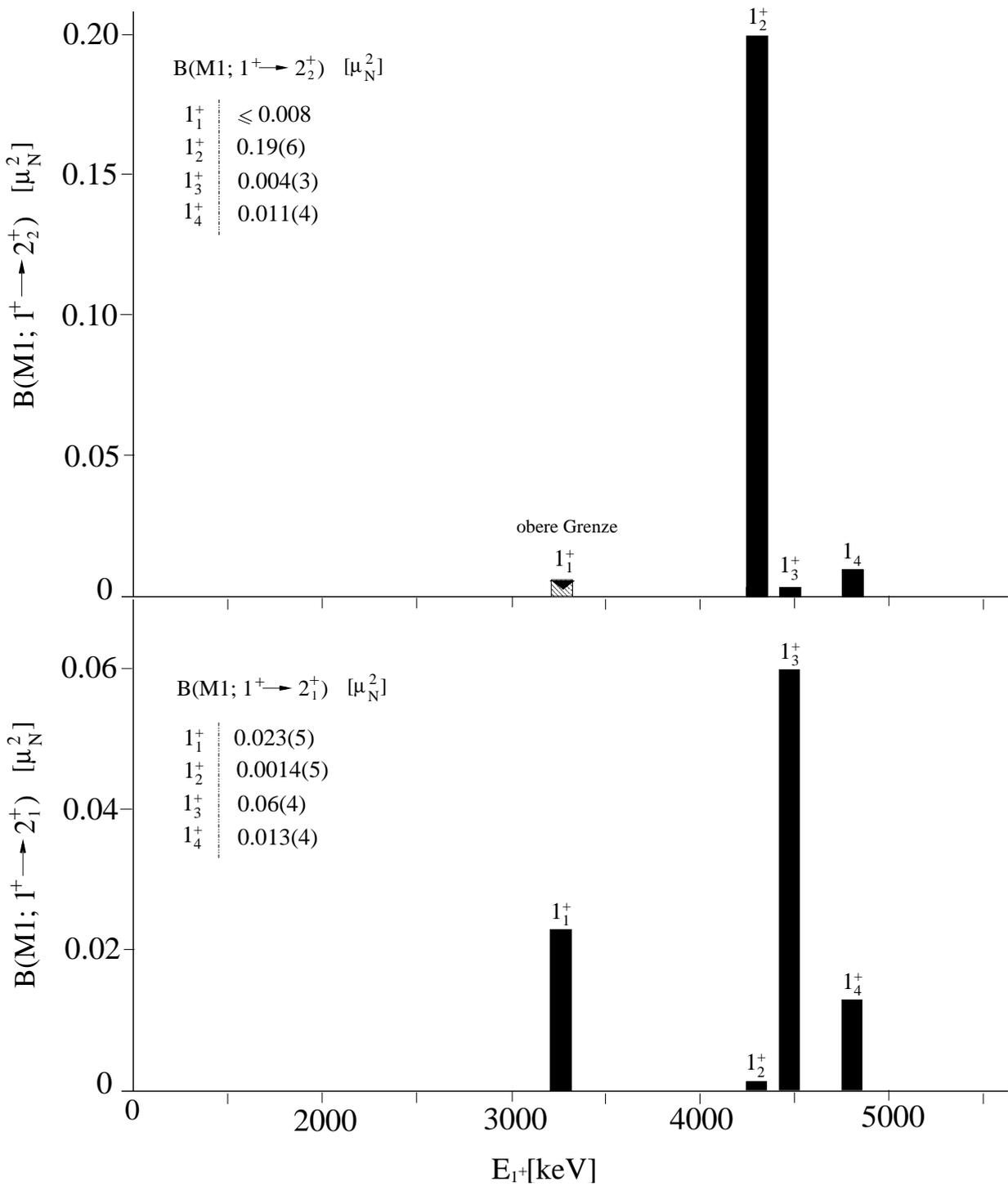


Abbildung 5.4: Zerfallsverhalten der 1^+ Zustände mit bekannter Lebensdauer in ^{66}Zn : $1_n^+ \rightarrow 2_{1,2}^+$

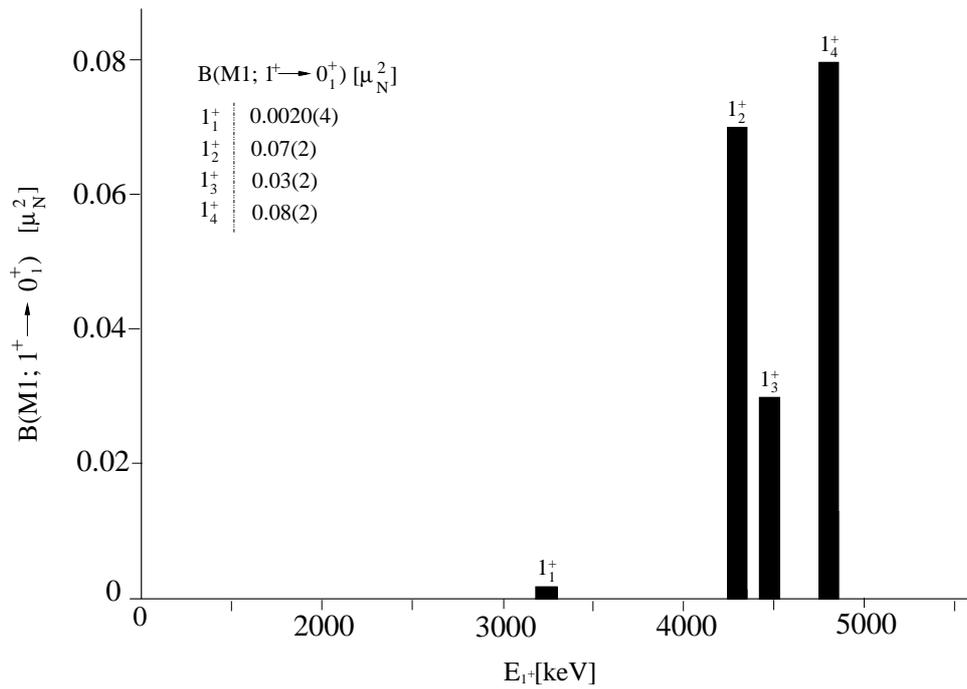


Abbildung 5.5: Zerfallsverhalten der 1^+ Zustände mit bekannter Lebensdauer in ^{66}Zn : $1_n^+ \rightarrow 0_1^+$

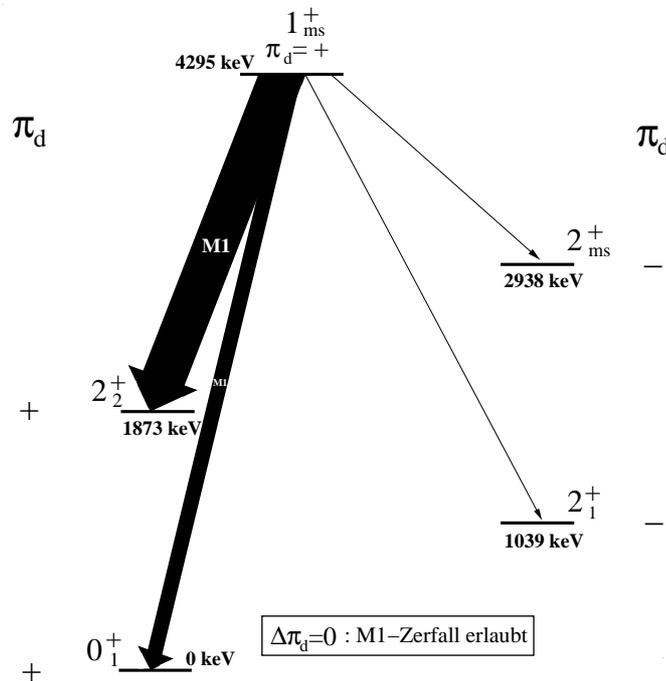


Abbildung 5.6: Experimentelles M1-Zerfallsverhalten des 1_{ms}^+ Zustandes in ^{66}Zn unter dem Aspekt der d-Parität

5.1.3 Beschreibung im IBM-2

Die $1_{m.s}^+$ und $2_{m.s}^+$ Zustände können quantitativ als Zustände mit nicht-maximalem F-Spin im Proton-Neutron Interacting Boson Model beschrieben werden. Betrachtet man das Energieverhältnis

$$R_{4/2} = \frac{E(4_1^+)}{E(2_1^+)} = 2.4 \quad (5.4)$$

so ist [Cas93] zufolge die dynamische O(6) Symmetrie anwendbar:

$$\begin{array}{ll} R_{4/2} = 2.0 & U(5) \text{ Symmetrie,} \\ R_{4/2} = 2.5 & O(6) \text{ Symmetrie,} \\ R_{4/2} = 3.33 & SU(3) \text{ Symmetrie.} \end{array}$$

Ein weiteres Argument für die O(6) Symmetrie und gegen das U(5) Limit ist das Zerfallsverhalten der 1^+ Zustände. Wie in Abbildung 2.5 dargestellt, zeigt der $1_{m.s}^+$ Zustand im U(5) Limit keinen Zerfall in den Grundzustand, dafür aber einen M1-Übergang zum Zwei-Phononen 0^+ Zustand. In ⁶⁶Zn zerfällt der 1_2^+ Zustand nicht zum 0_2^+ dafür aber verhältnismäßig stark zum Grundzustand. Wie man Tabelle 5.3 entnehmen kann, zeigt keiner der 1^+ Zustände mit bekannten Lebensdauern einen starken M1-Zerfall zum 0_2^+ Zustand. Die weiteren Zustände mit Spin 1 im interessanten Energiebereich, für die keine Lebensdauerinformation verfügbar ist, zeigen kein Zerfallschema, das in das Bild eines $1_{m.s}^+$ Zustandes nahe der dynamischen U(5) Symmetrie paßt.

Das Zerfallsverhalten angeregter Zustände wird daher im folgenden in der dynamischen O(6) Symmetrie des IBM-2 beschrieben. Im reinen O(6) Fall wird der Hamiltonoperator von der reinen Quadrupol-Quadrupol Wechselwirkung bestimmt:

$$H(O(6)) = \kappa(Q_\pi^{x_\pi=0} + Q_\nu^{x_\nu=0})^2. \quad (5.5)$$

Im obigen Fall ist der Hamiltonian F-Spin-skalar. Eine Wechselwirkung der Form $\kappa Q_\pi Q_\nu$ würde dagegen im allgemeinen den F-Spin brechen.

Für das O(6) Limit mit gutem F-Spin hängen die analytischen Formeln zur Beschreibung der M1- und E2-Übergangsstärken nur von der Proton- und Neutronbosonzahl N_π , N_ν , der Gesamtbosonzahl N und den Parametern der Übergangsoperatoren ab:

$$T(M1) = \sqrt{\frac{3}{4\pi}}(g_\pi L_\pi + g_\nu L_\nu) \quad (5.6)$$

$$T(E2) = e_\pi Q_\pi^{x_\pi=0} + e_\nu Q_\nu^{x_\nu=0} \quad (5.7)$$

Dabei sind die g -Faktoren $g_{\pi,\nu}$ und die effektiven Quadrupolladungen für Proton- bzw. Neutronbosonen $e_{\pi,\nu}$ die einzigen Parameter.

Schematisch ist die Abhängigkeit der Zerfallsstärken wie folgt [Isa86]:

$$\begin{aligned}
B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+) &= (e_\pi N_\pi + e_\nu N_\nu)^2 \cdot f(N), \\
B(E2; 2_{ms}^+ \rightarrow 0_1^+) &= (e_\pi - e_\nu)^2 \cdot \tilde{f}(N, N_\pi, N_\nu), \\
B(M1; 2_{ms}^+ \rightarrow 2_1^+) &= (g_\pi - g_\nu)^2 \cdot h(N, N_\pi, N_\nu), \\
B(M1; 1_{ms}^+ \rightarrow 0_1^+) &= (g_\pi - g_\nu)^2 \cdot \tilde{h}(N, N_\pi, N_\nu), \\
B(E2; 1_{ms}^+ \rightarrow 2_1^+) &= (e_\pi - e_\nu)^2 \cdot i(N, N_\pi, N_\nu), \\
B(M1; 1_{ms}^+ \rightarrow 0_1^+) &= (g_\pi - g_\nu)^2 \cdot \tilde{i}(N, N_\pi, N_\nu) \quad \text{sowie} \\
B(E2; 1_{ms}^+ \rightarrow 2_{ms}^+) &= (e_\pi(N - N_\pi(N + 4)) + e_\nu(N - N_\nu(N + 4)))^2 \cdot k(N).
\end{aligned}$$

Man beachte, daß die Funktionen von N_π , N_ν und N für einen gegebenen Kern Konstanten sind, da die Bosonenzahlen im IBM erhalten sind.

Zur Beschreibung der Übergangsstärken in ^{66}Zn wurde $e_\pi + e_\nu = 11.22 \text{ efm}^2$ an den $B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$ Wert gefittet, während $e_\pi - e_\nu = 0$ gewählt wurde, um dem fehlenden Grundzustandszerfall des 2_{ms}^+ Niveaus Rechnung zu tragen. Dies ist auch konsistent mit der sehr schwachen $B(E2; 1_{ms}^+ \rightarrow 2_1^+)$ Stärke. $g_\pi - g_\nu = 0.84 \mu_N$ ist so gewählt, daß die $B(M1; 2_{ms}^+ \rightarrow 2_1^+)$ Stärke reproduziert wird, während $g_\pi + g_\nu = 1$ beibehalten wurde.

In Tabelle 5.4 sind die experimentellen M1- und E2-Übergangsstärken mit der Rechnung im reinen $O(6)$ Fall unter Verwendung der oben angegebenen Werte für die g -Faktoren und effektive Ladungen verglichen. Insbesondere für die Zerfälle der mixed-symmetry Zustände konnte eine beeindruckende Übereinstimmung erzielt werden. Insgesamt beschreibt diese Rechnung mit sehr wenigen Parametern die elektromagnetischen Observablen in ^{66}Zn sehr gut.

Eine weitere interessante Größe, mit der man das $U(5)$ von $O(6)$ Limit quantitativ abgrenzen kann, ist der Erwartungswert der d -Bosonenzahl im Grundzustand. Der 0_1^+ Zustand ist im $U(5)$ Limit das d -Bosonenvakuum, während der Grundzustand in der dynamischen $O(6)$ Symmetrie korreliert ist, d.h. er besitzt einen von null verschiedenen Erwartungswert für die d -Bosonenzahl von $\langle n_d \rangle = 33\%$. Mit der M1-Summenregel von J. N. Ginocchio [Gin91] kann aus der Anregungsstärke des 1_{ms}^+ Zustandes $\langle n_d \rangle$ berechnet werden. In ^{66}Zn ergibt sich aus der experimentellen Anregungsstärke des 1_2^+ Zustandes der Erwartungswert:

$$\langle n_d \rangle \geq 21(6)\%. \quad (5.8)$$

Die Nähe zur dynamischen $O(6)$ Symmetrie wird damit nochmal unterstrichen.

Tabelle 5.4: Vergleich von experimentellen und theoretischen Übergangsstärken in ⁶⁶Zn. Die Rechnung wurde im reinen O(6) Limit durchgeführt. Die verwendeten Parameter sind: $e_\pi + e_\nu = 11.22 \text{ efm}^2$, $e_\pi - e_\nu = 0$, $g_\pi + g_\nu = 1 \mu_N$ und $g_\pi - g_\nu = 0.84 \mu_N$. Für die mit * markierten Übergangsstärken gibt es experimentell zwei mögliche Lösungen für das Mischungsverhältnis δ und es wurde jeweils der erste Wert aus Tabelle 5.3 verwendet. Die Lebensdauern und Verzweigungsverhältnisse zur Berechnung der Übergangsstärken sind [Bha98] entnommen.

⁶⁶ Zn			
B(σ L)		exp.	IBM-2
B(E2;2 ₁ ⁺ → 0 ₁ ⁺)	$e^2 \text{fm}^4$	283 ⁺¹¹ ₋₁₀	283
B(E2;4 ₁ ⁺ → 2 ₁ ⁺)	$e^2 \text{fm}^4$	559 ⁺¹⁶⁸ ₋₁₀₅	360
B(E2;6 ₁ ⁺ → 4 ₁ ⁺)	$e^2 \text{fm}^4$	250 ⁺²⁰⁰ ₋₈₀	346
B(E2;2 ₂ ⁺ → 0 ₁ ⁺)	$e^2 \text{fm}^4$	0.53(20)	0
B(E2;2 _{ms} ⁺ → 0 ₁ ⁺)	$e^2 \text{fm}^4$	0	0
B(E2;1 _{ms} ⁺ → 2 ₁ ⁺)	$e^2 \text{fm}^4$	4 ⁺¹ ₋₂	0
B(E2;1 _{ms} ⁺ → 2 _{ms} ⁺)*	$e^2 \text{fm}^4$	752(413)	275
B(E2;2 _{2ms} ⁺ → 0 ₁ ⁺)	$e^2 \text{fm}^4$	0.33(9)	0
<hr/>			
B(M1;2 _{ms} ⁺ → 2 ₁ ⁺)	μ_N^2	0.21(3)	0.19
B(M1;1 _{ms} ⁺ → 0 ₁ ⁺)	μ_N^2	0.07(2)	0.1
B(M1;1 _{ms} ⁺ → 2 ₁ ⁺)	μ_N^2	0.0014(5)	0
B(M1;1 _{ms} ⁺ → 2 ₂ ⁺)*	μ_N^2	0.19(6)	0.23
B(M1;1 _{ms} ⁺ → 0 ₂ ⁺)	μ_N^2	0	0
B(M1;2 _{2ms} ⁺ → 2 ₂ ⁺)	μ_N^2	0.12(3)	0.07
B(M1;2 _{2ms} ⁺ → 2 ₁ ⁺)	μ_N^2	<0.013	0

Die isovektorielle Quadrupolanregung in der Valenzschale 2_{ms}⁺ in ⁶⁶Zn kann mit dem 2₄⁺ Zustand identifiziert werden, das 1_{ms}⁺ Niveau wird dem 1₂⁺ Zustand zugeordnet und für den 2_{2ms}⁺ Zustand aus dem mixed-symmetry Zwei-Phononen Quintuplett wird das 2₆⁺ Level angenommen, wobei die letztere Zuordnung etwas unsicherer im Vergleich zu den vorher genannten ist. Im interessanten Energiebereich um $E(2_1^+) + E(2_{ms}^+)$ fehlen nämlich detaillierte Informationen über Lebensdauern und Zerfallsverhalten von weiteren 2⁺ Zuständen, die auch für die 2_{2ms}⁺ Anregung in Frage kommen können.

Insgesamt konnten also in ⁶⁶Zn die 2_{ms}⁺ und 1_{ms}⁺ Zustände auf der Basis des erwar-

teten Zerfallsverhaltens identifiziert werden. Desweiteren ergaben sich Hinweise auf die $2_{2m_s}^+$ Anregung, die dem gleichen Multiplett angehört wie das $1_{m_s}^+$ Niveau. Für eine zweifelsfreie Identifikation dieses Zustandes bedarf es jedoch weiterer Untersuchungen.

5.2 ^{142}Ce

Die tiefliegenden 2_1^+ und 3_1^- Anregungen in Nukliden nahe der sphärischen Kernform können als isoskalare Quadrupol- bzw. Oktupolvibrationen interpretiert werden. Diese Klasse von Zuständen bildet den dominanten Vibrationsfreiheitsgrad bei kleinen Anregungsenergien. Gekoppelte Zwei-Phononen Zustände wurden in der Kernstrukturphysik intensiv untersucht, insbesondere der isoskalare $(2_1^+ \otimes 3_1^-)^{(1)} \sim (OQ_s)^{(1)}$ Quadrupol-Oktupol gekoppelte 1^- Zustand wurde in magischen und nahezu sphärischen Kernen der $A = 140$ Massenregion ausführlich untersucht [And01, Fra98, Wil96, Wil98].

Die oben erwähnte Phononstruktur beinhaltet das isoskalare Q_s -Phonon und es stellt sich ganz natürlich die Frage nach dem isovektoriellen Gegenstück

$$|1_{m_s}^- \rangle = (2_{m_s}^+ \otimes 3_1^-)^{(1)} \sim (OQ_{m_s})^{(1)} |0^+ \rangle$$

Vorgeschlagen wurde dieses mixed-symmetry Multiplett negativer Parität von N. A. Smirnova et al. [Smi00]. ^{142}Ce wird als guter Kandidat für die Suche nach dieser neuen Klasse von Zuständen diskutiert. In diesem Kern sind zwei Fragmente der $2_{m_s}^+$ Anregung bei 2004 keV [Ver88, Ham84] und 2365 keV [Van95] bekannt, der erste 3^- Zustand liegt bei 1653 keV. Im Bild der harmonischen Kopplung erwartet man das $J_{m_s}^-$ Quintuplett bei der Summenenergie der $2_{m_s}^+$ und 3^- Zustände (≈ 3.8 MeV). Für den $1_{m_s}^-$ Zustand aus dem Multiplett wird eine E1-Anregungsstärke aus dem Grundzustand vorhergesagt von $B(E1; 0^+ \rightarrow 1_{m_s}^-) \approx 1 \times 10^{-3} e^2 \text{fm}^2$, daher ist dieser Zustand einer Untersuchung mit der Methode der resonanten Photonenstreuung (KRF) am Stuttgarter 4.3 MeV DYNAMITRON Beschleuniger zugänglich (siehe auch Abschnitt 3.1.3).

Bisher bekannte Informationen über das Anregungsspektrum von ^{142}Ce stammen aus Coulombanregung [Ver88, Spe89], β -Zerfall [Mic82, Lap90] und Elektronenstreuung [Kim91]. 1995 wurde dann ^{142}Ce mit der Methode der Neutronenstreuung ($n, n'\gamma$) untersucht [Van95] und es resultierten umfangreiche Daten inklusive Lebensdauerinformationen für Dipolzustände bis zu einer Anregungsenergie von 3.3 MeV, während für höhere Energien die Informationen rar blieben.

In der dadurch motivierten aktuellen KRF-Messung konnten nun neun Dipolzustände, von denen fünf erstmalig beobachtet wurden, im interessanten Energiebereich zwischen 3.3 und 3.9 MeV spektroskopiert und mit Lebensdauern versehen werden. In Tabelle 5.5 sind die Ergebnisse für alle Dipolanregungen aus dem im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Photonenstreuexperiment an ^{142}Ce zusammengefaßt. Es sei bemerkt, daß bereits bekannte Lebensdauern (2187, 2398, 2801, 3000 und 3013 keV) weitgehend bestätigt werden konnten, teilweise bei einer deutlichen

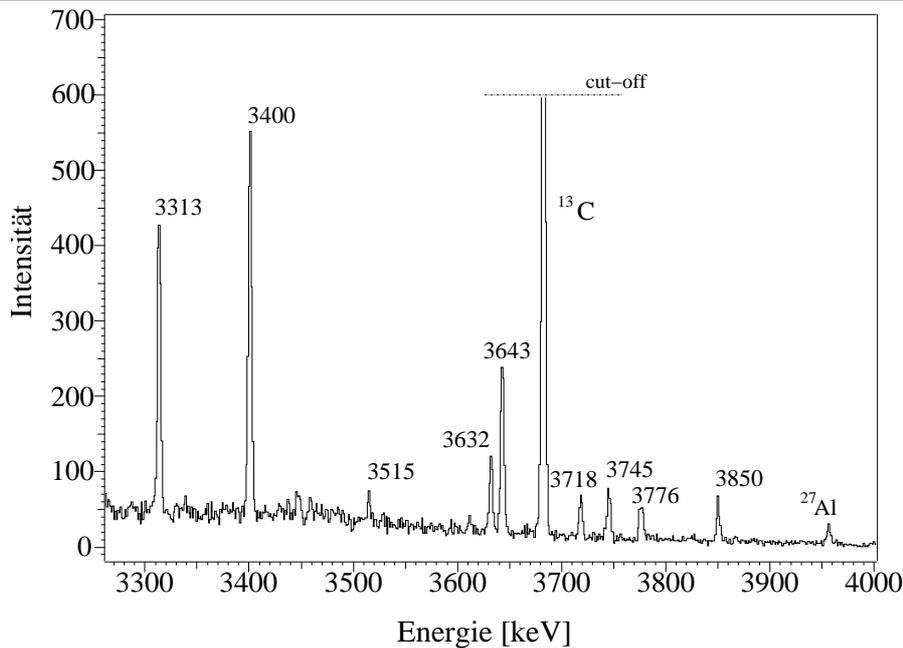


Abbildung 5.7: Ausschnitt aus dem Photonenstreuungsspektrum von ^{142}Ce (unter 127° zum Strahl). Die diskutierten Dipolzustände im Energiebereich von 3.3 – 3.9 MeV sind markiert. Die Linien aus ^{13}C und ^{27}Al stammen aus den Eichstandards zur Kalibrierung des Photonenflusses.

Reduzierung ihres Fehlers. Die erfolgreiche Spinbestimmung für alle beobachteten Anregungen ist in Abbildung 4.7 gezeigt, Spin 2 konnte für die beiden Fragmente des $2_{m_s}^+$ Zustandes eindeutig bestätigt werden, alle anderen beobachteten Zustände sind unzweifelhaft Dipolanregungen. Ein Ausschnitt aus dem Termschema von ^{142}Ce ist am Ende dieses Abschnittes in Abbildung 5.10 gegeben. Eingezeichnet sind die Grundzustandsbande, weitere Niedrigspinanregungen in dem Energiebereich sowie alle Zustände, die im Rahmen dieser Arbeit spektroskopiert wurden.

Durch die Fülle von Dipolanregungen im Energiebereich von 3.3–3.9 MeV stellt die fehlende Paritätsinformation ein Problem dar. Einige von ihnen besitzen Anregungsstärken in der vorhergesagten Größenordnung. Außerdem liegt es nahe, daß analog zur Fragmentation des $2_{m_s}^+$ Zustandes in ^{142}Ce auch bei der $1_{m_s}^-$ Anregung Fragmentation auftritt. Desweiteren sind Verzweungsverhältnisse und Multipolaritäten der Zerfälle dieser neuen Zustände nicht vollständig bekannt. Die erwarteten charakteristischen E2- bzw. M1-Übergänge zu den isoskalaren 3_1^- und 1^- Zuständen und die vorhergesagten E1- und M1-Zerfälle zum $1_{m_s}^+$ und $2_{m_s}^+$ Niveau haben verhältnismäßig kleine Energien und verschwinden möglicherweise im niederenergetischen, nicht-resonanten Photonenstreuuntergrund.

Aus den bereits erwähnten β -Zerfallsmessungen sind Verzweungsverhältnisse für vier der beobachteten Zustände bekannt [Pek91]. Die mit diesen Verzweungsverhältnissen korrigierten Lebensdauern sind in Tabelle 5.5 mit * markiert. Es sei

Tabelle 5.5: Ergebnisse der KRF Messung an ^{142}Ce . Verzweigungsverhältnis, Zerfallsbreite und Streuquerschnitt sind angegeben. Mit * markierte Lebensdauern wurden mit den Verzweigungsverhältnissen aus [Pek91] korrigiert (Abschnitt 3.3.1).

^{142}Ce						
E_i [keV]	J^π [\hbar]	Γ_1/Γ_0	Γ_0 [meV]	I_s [eV · b]	τ [fs]	τ^* [fs]
2187.0	1^-	0.63(2)	39.8(14)	59.0(19)	10.2(4)	
2397.8	1^+	0.24(5)	7.41(44)	12.0(5)	72(4)	
2800.8	$1^{(+)}$	0.19(2)	29.9(12)	36.8(13)	18.4(7)	
2999.7	1	1.65(12)	11.9(9)	5.8(3)	21(2)	
3012.5	1	0.0	22.4(8)	28.4(10)	29.4(10)	
3313.8	1	0.21(3)	28.3(13)	24.5(9)	19.2(9)	16.7(16)
3400.9	1	0.0	33.6(12)	33.4(12)	19.6(7)	
3515.1	1	1.10(21)	6.7(10)	2.9(3)	47^{+9}_{-6}	
3632.6	1	0.0	12.32(71)	10.8(7)	53(3)	32(3)
3643.4	1	0.0	29.5(12)	25.6(11)	22(1)	
3718.8	1	0.0	11.24(75)	9.4(7)	59(4)	25(4)
3745.7	1	0.0	12.23(88)	10.0(8)	54(4)	
3776.6	1	0.0	13.6(10)	11.0(8)	48(4)	
3850.2	1	0.0	20.3(16)	15.7(12)	32(3)	20(3)

bemerkt, daß diese Daten aus den *Nuclear Data Sheets* [Pek91] zweifelhaft sind, so ist zum Beispiel das Zerfallsverhalten des Zustandes bei 2801 keV in [Pek91] im Widerspruch zu den Ergebnissen aus der vorliegenden Arbeit und den Daten aus [Van95]. Ebenso ist die Spinzuordnung 1 für den Zustand bei 2365 keV falsch, wie in Abbildung 4.7 in Übereinstimmung mit [Van95] gezeigt werden konnte. Desweiteren sind die angegebenen Verzweigungsverhältnisse mit Fehlern von bisweilen 50–100% versehen. Daher wurden die Übergangsstärken in Tabelle 5.7 mit den Ergebnissen der KRF-Messung berechnet und das Zerfallsverhalten der Zustände unter der Annahme der Verzweigungsverhältnisse aus der Literatur wird am Ende kurz diskutiert.

In Abbildung 5.8 ist das detaillierte erwartete Zerfallsverhalten für den $1^-_{m.s}$ Zustand in ^{142}Ce graphisch dargestellt. Die theoretischen Zerfallsstärken stammen aus Rechnungen im sdf-IBM-2 [Smi00], der Proton-Neutron Erweiterung des sdf-IBM. Die

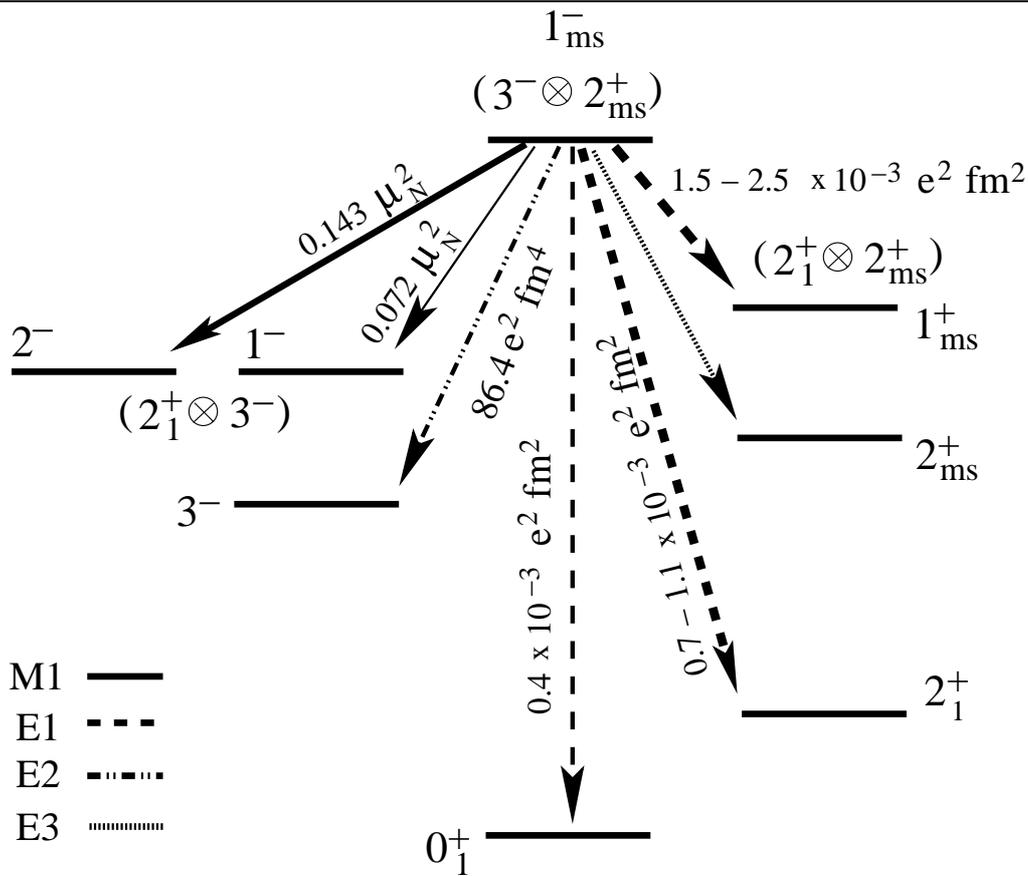


Abbildung 5.8: Vorhersagen für den 1_{ms}^- Zustand in ^{142}Ce . Die theoretischen Übergangsstärken sind der Referenz [Smi00] entnommen. Bei den entsprechenden E1-Zerfällen sind beide Resultate aus zwei verwendeten Parametersätzen angegeben.

Rechnungen wurden von N. Pietralla und N. A. Smirnova durchgeführt und freundlicherweise für diese Arbeit zur Verfügung gestellt [Pie01]. Für ^{142}Ce können zwei Parametersätze angegeben werden, die das bekannte Zerfallsschema der weniger exotischen Anregungen aus der Referenz [Van95] beschreiben. Für die Beschreibung der E2-Übergänge in ^{142}Ce wurden die sd-IBM-2 Parameter (siehe Abschnitt 2.1.1) $e_\pi = 12 \text{ efm}^2$, $e_\nu = 24 \text{ efm}^2$, $\chi_\pi = 0$ und $\chi_\nu = -1.3$ aus [Ham84] gewählt. Die effektive Oktupolladung e_3 wurde gemäß (2.16) zu 76 efm^3 bestimmt, um den experimentell beobachteten $B(E3; 3_1^- \rightarrow 0_1^+)$ zu reproduzieren. Zur Beschreibung der M1-Zerfälle dienen die natürlichen g -Faktoren $g_\pi = 1\mu_N$ und $g_\nu = 0$. Die verbleibenden Größen, der Strukturparameter χ des E3-Operators und die Parameter β , α_ν und α_π aus dem T(E1)-Operator aus [Smi00] wurden an die anderen bekannten B(E1)-Stärken aus [Van95] angefitet. Es ergaben sich die Parametersätze I: $\beta = 0.058 \text{ efm}$, $\chi = -6.75$, $\alpha_\pi = -0.081 \text{ efm}$, $\alpha_\nu = 0.0021 \text{ efm}$ und II: $\beta = 0.058 \text{ efm}$, $\chi = 7.04$, $\alpha_\pi = -0.111 \text{ efm}$, $\alpha_\nu = 0.143 \text{ efm}$. Mit den Formeln aus [Smi00] und diesen Parametern kann nun das erwartete Zerfallsverhalten berechnet werden (Abbildung 5.8).

Die beiden Parametersätze führen für den $1_{m.s}^-$ Zustand nur zu unterschiedlichen Vorhersagen für die E1-Zerfälle zum $1_{m.s}^+$ und 2_1^+ Zustand.

Betrachtet man die experimentellen Ergebnisse aus Tabelle 5.7, so scheint die Identifikation des $1_{m.s}^-$ Zustandes zunächst aussichtslos, da die Verzweungsverhältnisse für niederenergetische Zerfälle in KRF Messungen mit kontinuierlicher Bremsstrahlung nur schwer zugänglich sind. Für den Dipolanregung bei 3515 keV konnte das Verzweungsverhältnis zum ersten 2_1^+ Zustand gemessen werden. Experimentell ergibt sich unter der Annahme der negativen Parität für diesen Zustand:

$$\frac{B(E1; 1^- \rightarrow 0_1^+)}{B(E1; 1^- \rightarrow 2_1^+)} = 0.5(2) \quad (5.9)$$

Mit den Formeln aus [Smi00] folgen für die beiden verwendeten Parametersätze:

$$\frac{B(E1; 1_{m.s}^- \rightarrow 0_1^+)}{B(E1; 1_{m.s}^- \rightarrow 2_1^+)} = 0.4 \text{ bzw. } 0.6 \quad (5.10)$$

Die Dipolanregung bei 3515 keV zeigt also unter der Annahme der negativen Parität das vorhergesagte Zerfallsverhalten zum 0_1^+ bzw. 2_1^+ Zustand. Insbesondere zeigt kein weiterer Zustand in dem Energiebereich ein ähnliches Verzweungsverhältnis von $\frac{\Gamma_1}{\Gamma_0} > 1$, welches zu einem passenden B(E1)-Verhältnis (5.10) führen könnte. Die absoluten Übergangsstärken sind im Experiment jedoch kleiner als in der Theorie. Der Diskussion in Abschnitt 3.3.1 folgend, stellen die KRF Lebensdauern bei unvollständiger Kenntnis des Zerfallsschemas nur eine obere Grenze für die Lebensdauer dar, damit sind die Übergangsstärken möglicherweise nur untere Grenzen. Desweiteren ist davon auszugehen, daß der $1_{m.s}^-$ Zustand analog zu der $2_{m.s}^+$ Anregung in ^{142}Ce fragmentiert, d.h. die Anregungsstärke wäre über mehrere Zustände im Energiebereich verteilt.

Der Vollständigkeit halber sind in Tabelle 5.6 unter der Annahme der negativen Parität und unter Verwendung der vorhandenen Verzweungsverhältnisse aus der Literatur [Pek91] charakteristische Verhältnisse von Übergangsstärken für die Zustände bei 3313, 3633 und 3850 keV mit den Vorhersagen der Rechnungen [Smi00] verglichen. Das Niveau bei 3719 keV zeigt keine Zerfälle, die mit dem Modell verglichen werden könnten. Offenbar paßt keiner dieser drei Zustände in das theoretisch erwartete Zerfallsverhalten aus Abbildung 5.8.

Der beste Kandidat für die $1_{m.s}^-$ Anregung bleibt damit der Zustand bei 3515 keV, dessen relatives Zerfallsverhalten zum 0_1^+ und 2_1^+ Zustand mit den sdf-IBM-2 Rechnungen übereinstimmt ((5.9) und (5.10)). Für eine endgültige Identifikation des isovektoriellen 1^- Zustandes in ^{142}Ce ist die Paritätsinformation für alle Dipolanregungen in dem relevanten Energiebereich und die Klärung des vollständigen Zerfallsverhaltens zwingend notwendig. Experimente zur Paritätsbestimmung könnten in Stuttgart am Polarimetermeßplatz mit hinreichend langer Strahlzeit und größerer Targetmenge durchgeführt werden. Zur Analyse des Zerfallsverhaltens würde sich eine KRF

Table 5.7: Zerfallsverhalten aller Dipolzustände in ^{142}Ce aus KRF. Unter der Annahme der negativen Parität sind E1-Stärken gegeben. Im Falle von positiver Parität werden sowohl M1 als auch E2-Stärken gegeben (unter der Annahme reiner Multipolaritäten). Für Zustände unbekannter Parität sind alle Möglichkeiten berechnet.

^{142}Ce									
E_i [keV]	J_i^π [\hbar]	τ [fs]	Γ_1/Γ_0	E_γ [keV]	J_f^π [\hbar]	$B(E1; J_i^\pi \rightarrow J_f^\pi)$ [$10^{-3} e^2 \text{fm}^2$]	$B(M1; J_i^\pi \rightarrow J_f^\pi)$ [μ_N^2]	$B(E2; J_i^\pi \rightarrow J_f^\pi)$ [$e^2 \text{fm}^4$]	
2187.0	1 ⁻	10.2(4)	0.63(2)	2187.0	0 ₁ ⁺	3.62(12)			
				1545.7	2 ₁ ⁺	6.45(33)			
2397.8	1 ⁺	72(4)	0.24(5)	2397.8	0 ₁ ⁺		0.047(3)		
				1756.5	2 ₁ ⁺		0.028(6)	132(28)	
2800.8	1 ⁽⁺⁾	18.4(7)	0.19(2)	2800.8	0 ₁ ⁺		0.118(7)		
				2159.5	2 ₁ ⁺		0.049(5)	151(17)	
2999.7	1	21(2)	1.65(12)	2999.7	0 ₁ ⁺	0.42(6)	0.038(5)		
				2358.4	2 ₁ ⁺	1.4(2)	0.13(1)	332(37)	
3012.5	1	29.4(10)	0.0	3012.5	0 ₁ ⁺	0.78(3)	0.071(3)		
3313.8	1	19.2(9)	0.21(3)	3313.8	0 ₁ ⁺	0.74(4)	0.067(3)		
				2672.5	2 ₁ ⁺	0.30(6)	0.027(5)	54(11)	
3400.9	1	19.6(7)	0.0	3400.9	0 ₁ ⁺	0.82(3)	0.074(3)		
3515.1	1	47 ⁺⁹ ₋₆	1.10(21)	3515.1	0 ₁ ⁺	0.15(3)	0.013(3)		
				2873.8	2 ₁ ⁺	0.30(7)	0.027(5)	47(10)	
3632.6	1	53(3)	0.0	3632.6	0 ₁ ⁺	0.24(2)	0.022(2)		
3643.4	1	22(1)	0.0	3643.4	0 ₁ ⁺	0.58(3)	0.053(2)		
3718.8	1	59(4)	0.0	3718.8	0 ₁ ⁺	0.21(2)	0.019(1)		
3745.7	1	54(4)	0.0	3745.7	0 ₁ ⁺	0.22(2)	0.020(1)		
3776.6	1	48(4)	0.0	3776.6	0 ₁ ⁺	0.24(2)	0.022(1)		
3850.2	1	32(3)	0.0	3850.2	0 ₁ ⁺	0.34(3)	0.031(3)		

5.3 ^{108}Cd

Die Cadmiumisotope sind mit $Z = 48$ und $N \approx 60 - 70$ auf der Protonenseite nahe am $Z = 50$ Schalenabschluß, während die Neutronen die Schalenmitte besetzen. $^{110-114}\text{Cd}$ sind die klassischen Beispiele für sphärische Vibratoren nahe der dynamischen $U(5)$ Symmetrie im IBM [Cas90]. Neben den erwarteten Phononanregungen wurde aber auch eine deformierte Bandenstruktur gefunden, die als Intruderbande, also Teilchen–Loch Anregung über den $Z = 50$ magischen Schalenabschluß hinweg, interpretiert werden kann [Leh95, Leh97]. In ^{112}Cd z.B. wurde die Intruderbande in [Mey77] bis zum 6^+ und in [Ker90] bis zu höheren Spins beobachtet. Diese Formkoexistenz kann in der Intruder–Erweiterung des IBM(–2) [Leh95, Leh97] beschrieben werden. In dieser Erweiterung ergänzt eine γ –weiche $O(6)$ –Struktur (mit zwei Protonbosonen mehr durch die $2p$ – $2h$ Konfiguration) als Intruderspektrum die regulären Anregungen nahe dem $U(5)$ Limit.

In ^{108}Cd war die Intruderstruktur bisher unbekannt, obwohl der Kern in der Vergangenheit experimentell untersucht wurde, so z.B. im β –Zerfall in [Fla75, Rou84] und in einer $(p, 2n)$ –Reaktion [Kum92]. Viele Daten zu Intruderzuständen in $^{110-114}\text{Cd}$ stammen aus $(n, n'\gamma)$ – oder (n_{th}, γ) – Messungen [Cor00b, Dri97], während ^{108}Cd mit einem natürlichen Vorkommen von nur 0.89% das seltenste stabile Cadmiumisotop ist und daher Streuexperimente mangels genügendem Targetmaterial schwierig sind. Da ^{107}Cd nicht stabil ist, entfällt auch eine Neutroneneinfangreaktion.

Zur Untersuchung von ^{108}Cd wurde im Rahmen dieser Arbeit für die Bevölkerung angeregter Zustände eine (α, n) –Messung, der β –Zerfall von ^{108}In und die Methode der Kernresonanzfluoreszenz gewählt. Die Vorzüge dieser Bevölkerungsmechanismen sind in Kapitel 3.1 ausführlich dargelegt. Die Fülle von Zuständen und Übergängen, die im Rahmen dieser Messungen spektroskopiert wurden, sind in der nachstehenden Tabelle 5.8 aufgeführt. *Kursiv* gedruckte Multipolmischungsverhältnisse und Verzweigungsverhältnisse wurden aus der β –Zerfallsmessung ermittelt. Insgesamt konnten im Energiebereich bis 4.9 MeV mehr als 120 neue Zustände und über 570 neue Zerfälle beobachtet werden. 87 Übergänge wurden mit der Methode der Winkelkorrelation analysiert und in 80 Fällen konnte eine eindeutige Bestimmung des Multipolmischungsverhältnisses erfolgen, teilweise parallel im β –Zerfall und in der inbeam–Messung (Tabelle 5.9). Die Winkelkorrelationsdaten, die zu Spinbestimmungen führten, sind im Anhang B aufgeführt. Für alle Zustände wurden Verzweigungsverhältnisse ermittelt. Werte ohne Fehlerangabe sind durch Gates von unten bestimmt worden und sind, wie in Kapitel 4.1 erläutert, mit einer großen Unsicherheit versehen.

Am Institut für Strahlenphysik der Universität Stuttgart werden seit Jahren Dipolanregungen in den stabilen Cd–Isotopen untersucht. Mit der Methode der resonanten Photonenstreuung wurde der 1^- Zustand des $(2^+ \otimes 3^-)$ Quintupletts in $^{110-116}\text{Cd}$ systematisch spektroskopiert. ^{108}Cd wurde im Rahmen dieser Arbeit ebenfalls in KRF gemessen, um die Stuttgarter Systematik um dieses neutronenarme Isotop zu erweitern. Die Ergebnisse dieser Messungen sind in Tabelle 5.10 zusammengefaßt.

Tabelle 5.8: Alle Zustände und Übergänge in ^{108}Cd , die im Rahmen der drei durchgeführten Experimente beobachtet wurden. Neu gefundene Übergänge und Zustände sind unterstrichen. Im Falle von neuen Zuständen sind auch alle angegebenen Zerfälle neu und nicht extra markiert. Mit * gekennzeichnete Zustände und Übergänge wurden nur im β -Zerfall und nicht in der (α, n) -Reaktion beobachtet. Geklammerte δ deuten auf mehrere mögliche Lösungen hin (nachstehende Tabelle). Für weiter Erläuterungen siehe Text. Grundzustandszerfälle konnten aufgrund der Aussteuerung des Spektrums nur bis 4250 keV beobachtet werden.

^{108}Cd						
E_i [keV]	$I_i^{\pi_i}$ [\hbar]	E_γ [keV]	E_f [keV]	$I_f^{\pi_f}$ [\hbar]	δ	Branching Ratio
633.0	2 ⁺	633.0	0.0	0 ⁺	E2	100
1508.4	4 ⁺	875.4	633.0	2 ⁺	-0.02(3)	100
1601.8	2 ⁺	968.8	633.0	2 ⁺	-1.6(1)	97(8)
		1601.8	0.0	0 ⁺	E2	100(8)
1720.7	0 ⁺	1087.7	633.0	2 ⁺	E2	100
1913.3	0 ⁺	311.5	1601.8	2 ⁺	E2	100(8)
		1280.3	633.0	2 ⁺	E2	95(8)
2145.8	3 ⁺	544.0	1601.8	2 ⁺	-1.67 ^{+0.43} _{-0.70}	12(1)
		637.3	1508.4	4 ⁺	-0.52(7)	6.2(9)
		1512.7	633.0	2 ⁺	-0.78(7)	100(8)
2162.8	2 ⁺	<u>442.0</u>	1720.7	0 ⁺	E2	0.3(1)
		1529.8	633.0	2 ⁺	0.27(4)	100(8)
		2162.8	0.0	0 ⁺	E2	5.6(7)
2202.1	3 ⁻	600.3	1601.8	2 ⁺		4.1(9)
		1569.2	633.0	2 ⁺	0.03(3)	100(8)
2239.3	4 ⁺	637.5	1601.8	2 ⁺	-0.012(47)	18(1)
		730.8	1508.4	4 ⁺	-0.31(10)	100(8)
		1606.3	633.0	2 ⁺	-0.07(4)	86(7)
2365.8	2 ⁺	1732.8	633.0	2 ⁺	-0.028(47)	100(9)
		2365.7	0.0	0 ⁺	E2	23(3)
2374.5	(0 ⁺)	772.7	1601.8	2 ⁺	E2	8(2)
		1741.5	633.0	2 ⁺	E2	100(9)
2486.3	2 ⁺	884.5	1601.8	2 ⁺	0.313(83)	5(2)
		1853.2	633.0	2 ⁺	-0.5(1)	100(9)
		2486.3	0.0	0 ⁺	E2	4(1)
2541.3	6 ⁺	1032.9	1508.4	4 ⁺	-0.004(32)	100

^{108}Cd						
E_i [keV]	$I_i^{\pi_i}$ [\hbar]	E_γ [keV]	E_f [keV]	$I_f^{\pi_f}$ [\hbar]	δ	Branching Ratio
2555.1	<u>3⁽⁻⁾</u>	<u>353.1</u>	2202.1	3 ⁻		12(3)
		<u>392.5</u>	2162.6	2 ⁺		<0.6
		<u>409.1</u>	2145.8	3 ⁺		3(2)
		<u>953.3</u>	1601.8	2 ⁺	0.07(8)	33(4)
		1922.1	633.0	2 ⁺	0.041(38)	100(10)
2565.0	5 ⁺	325.7	2239.3	4 ⁺	-0.08(4)	46(4)
		<u>419.2</u>	2145.8	3 ⁺		0.7(1)
		1056.6	1508.4	4 ⁺	-0.21(3)	100(8)
2601.5	5 ⁻	<u>399.4</u>	2202.1	3 ⁻	-0.1(2)	1.6(2)
		1093.2	1508.4	4 ⁺	-0.012(19)	100(10)
2620.0	<u>2⁺</u>	1018.2*	1601.8	2 ⁺	-0.13(10)	0.9(3)
		1987.0	633.0	2 ⁺	0.16(3)	100(8)
		<u>2620.0</u>	0.0	0 ⁺	E2	1.8(4)
2645.6	4 ⁺	<u>406.2</u>	2239.3	4 ⁺		3(2)
		<u>499.8</u>	2145.8	3 ⁺		5(2)
		1043.9	1601.8	2 ⁺		4(2)
		1137.1	1508.4	4 ⁺	-0.6(2)	100(8)
		2012.4	633.0	2 ⁺		16(2)
2678.0*	1 ⁻	2678.0	0.0	0 ⁺		100
2682.7	<u>1</u>	<u>316.9</u>	2365.8	2 ⁺		<0.5
		<u>1080.8</u>	1601.8	2 ⁺		2.9(3)
		2049.6	633.0	2 ⁺	-0.056(15)	100(10)
		<u>2682.8</u>	0.0	0 ⁺		2.7(3)
2707.0	5 ⁻	<u>105.5</u>	2601.5	5 ⁻		2.0(2)
		<u>467.7</u>	2239.3	4 ⁺		1.2(2)
		<u>504.9</u>	2202.1	3 ⁻		1.5(5)
		1198.5	1508.4	4 ⁺	-0.006(21)	100(10)
2738.7	4 ⁺	<u>536.6</u>	2202.1	3 ⁻		0.9(2)
		<u>575.9</u>	2162.6	2 ⁺		0.9(1)
		1230.3	1508.4	4 ⁺	0.16(8)	100(9)
		2105.6	633.0	2 ⁺		14(2)
<u>2755.0</u>	<u>4⁺,5⁺</u>	1246.6	1508.4	4 ⁺		100
2762.9	3 ⁺	<u>397.1</u>	2365.7	2 ⁺		<5
		<u>523.6</u>	2239.3	4 ⁺		<4

^{108}Cd						
E_i [keV]	$I_i^{\pi_i}$ [\hbar]	E_γ [keV]	E_f [keV]	$I_f^{\pi_f}$ [\hbar]	δ	Branching Ratio
		<u>560.7</u>	2202.1	3 ⁻		<11
		<u>617.1</u>	2145.8	3 ⁺		<14
		1161.1	1601.8	2 ⁺	$1.00^{+0.50}_{-0.33}$	100(10)
		1254.5	1508.4	4 ⁺	-0.55(14)	70(8)
		2129.9	633.0	2 ⁺		33(11)
<u>2790.8</u>		551.4	2239.3	4 ⁺		9(2)
		1189.0	1601.8	2 ⁺		44(4)
		1282.3	1508.4	4 ⁺		100(8)
2805.1	3	1296.6	1508.4	4 ⁺	-0.15(4)	100(9)
		2172.1	633.0	2 ⁺		10(2)
2807.7	6 ⁺	206.1	2601.5	5 ⁻	-0.055(55)	2.0(5)
		242.8	2565.0	5 ⁺		100(8)
		266.4	2541.3	6 ⁺		8.5(9)
		1299.3	1508.4	4 ⁺	-0.0025(44)	40(4)
2810.2	<u>4⁻</u>	<u>608.1</u>	2202.1	3 ⁻		18(2)
		<u>664.4</u>	2145.8	3 ⁺	0.04(3)	40(3)
		1301.8	1508.4	4 ⁺		100(8)
2816.4	2 ⁺	<u>450.7</u>	2365.7	2 ⁺		19(3)
		<u>614.4</u>	2202.1	3 ⁻		38(4)
		<u>653.7</u>	2162.6	2 ⁺		16(3)
		<u>670.7</u>	2145.8	3 ⁺		45(4)
		2183.4	633.0	2 ⁺	0.216(75)	100(9)
		2816.5	0.0	0 ⁺		57(5)
2820.2	2 ⁽⁻⁾	<u>618.0</u>	2202.1	3 ⁻		≤ 6
		<u>1218.3</u>	1601.8	2 ⁺	0.2(2)	26(4)
		2187.2	633.0	2 ⁺	0.238(61)	100(10)
2875.8	<u>4⁺</u>	<u>510.2</u>	2365.7	2 ⁺		<12
		<u>729.9</u>	2145.8	3 ⁺		15(4)
		1367.4	1508.4	4 ⁺	-0.5(3)	79(8)
		2242.9	663.0	2 ⁺		100(9)
<u>2905.8</u>	<u>5⁺</u>	364.5	2541.3	6 ⁺		4(1)
		666.5	2239.2	4 ⁺		38(3)
		760.0	2145.8	3 ⁺	-0.012(4)	55(5)
		1397.4	1508.4	4 ⁺	-0.73(14)	100(8)

^{108}Cd						
E_i [keV]	$I_i^{\pi_i}$ [\hbar]	E_γ [keV]	E_f [keV]	$I_f^{\pi_f}$ [\hbar]	δ	Branching Ratio
2936.1	$0^+, 1^+, 2^+$	2303.2	633.0	2^+		100
2975.4	6^-	268.4	2707.0	5^-		38(3)
		373.8	2601.5	5^-	0.552(45)	100(8)
		434.1	2541.3	6^+		8.9(9)
<u>2976.5</u>	<u>4^+</u>	331.0	2645.6	4^+		<10
		737.3	2239.3	4^+		14(6)
		774.6	2202.1	3^-		12(5)
		1374.7	1601.8	2^+		44(7)
		1468.1	1508.4	4^+	-0.5(2)	100(11)
2993.1	<u>2^+</u>	<u>1391.4</u>	1601.8	2^+		<25
		2360.1	633.0	2^+	-0.91(21)	100(12)
		2993.1	0.0	0^+		32(6)
2994.1	6^+	<u>429.1</u>	2565.0	5^+		<7
		<u>452.9</u>	2541.3	6^+		7(3)
		754.9	2239.3	4^+	0.064(59)	43(5)
		1485.8	1508.4	4^+	-0.047(46)	100(9)
<u>2998.1*</u>		315.3	2682.7	1		100(8)
		320.1	2678.0	1^-		44(4)
		796.1	2202.1	3^-		19(3)
		835.3	2162.8	2^+		24(3)
3005.6*	1	<u>2372.6</u>	633.0	2^+	-0.060(48)	21(4)
		3005.6	0.0	0^+		100(9)
3028.3		662.5	2365.7	2^+		4
		882.5	2145.8	3^+		12
		1426.5	1601.8	2^+		49(15)
		2395.3	633.0	2^+		100(17)
3031.6	<u>2^+</u>	<u>829.5</u>	2202.1	3^-		21
		<u>868.9</u>	2162.8	2^+		5
		<u>1118.3</u>	1913.3	0^+		9
		2398.6	633.0	2^+		100
3048.5*	<u>1^+</u>	1446.6	1601.8	2^+	0.169(34)	19(3)
		2415.6	633.0	2^+	0.319(15)	62(5)
		3048.5	0.0	0^+	M1	100(8)
3057.5	7^-	350.5	2707.0	5^-		63(5)

^{108}Cd						
E_i [keV]	$I_i^{\pi_i}$ [\hbar]	E_γ [keV]	E_f [keV]	$I_f^{\pi_f}$ [\hbar]	δ	Branching Ratio
		455.9	2601.5	5^-	$-0.055(85)$	100(8)
		516.2	2541.3	6^+		53(4)
<u>3059.4</u>		494.4	2565.0	5^+		34(14)
		1551.0	1508.4	4^+		100(17)
<u>3059.8</u>	<u>(4,5)⁺</u>	252.0	2807.7	6^+		13
		414.2	2645.6	4^+		72
		518.7	2541.3	6^+		100
		914.0	2145.8	3^+		53
<u>3077.5</u>	<u>(4⁺)</u>	314.5	2762.9	3^+		9
		322.4	2755.0	$4^+, 5^+$		< 3
		431.8	2645.6	4^+		5
		838.2	2239.3	4^+		18
		931.7	2145.8	3^+		10
		1569.1	1508.4	4^+	$-1.04^{+0.41}_{-0.68}$	100
3081.8	3^+	<u>918.9</u>	2162.8	2^+		15(7)
		<u>1480.1</u>	1601.8	2^+		33(10)
		2448.8	633.0	2^+		100(13)
<u>3092.2</u>	<u>(3)</u>	606.0	2486.3	2^+		10
		853.0	2239.3	4^+		22
		929.6	2162.8	2^+		4
		1490.4	1601.8	2^+	$-0.30(11)$	100
		2459.2	633.0	2^+		26
3110.4	(8^+)	302.8	2807.7	6^+		0.4
		569.0	2541.3	6^+	$0.04(4)$	100
<u>3138.9</u>		328.8	2810.2	4^-		100
		583.9	2555.1	$3, (2^+)$		< 4
		936.8	2202.1	3^-		40
		993.2	2145.8	3^+		17
		1630.4	1508.4	4^+		35
3171.2	$2, 3^+$	435.4*	2738.7	4^+		< 5
		805.5*	2365.8	2^+		5(2)
		2538.2	633.0	2^+		100(9)
<u>3174.1</u>		1028.3	2145.8	3^+		15
		1665.7	1508.4	4^+		100

^{108}Cd						
E_i [keV]	$I_i^{\pi_i}$ [\hbar]	E_γ [keV]	E_f [keV]	$I_f^{\pi_f}$ [\hbar]	δ	Branching Ratio
3181.5		<u>626.3</u>	2555.1	3 ⁽⁻⁾		29
		<u>1035.8</u>	2145.8	3 ⁺		7
		2548.4	633.0	2 ⁺		100
3189.6	5,6,7	648.3	2541.3	6 ⁺		100(10)
		<u>950.2</u>	2239.3	4 ⁺		<12
3194.8	2 ⁺	<u>1049.0</u>	2145.8	3 ⁺		47
		<u>1593.0</u>	1601.8	2 ⁺		66
		2561.8	633.0	2 ⁺		100
		3194.8	0.0	0 ⁺		44
<u>3203.6</u>		2570.6	633.0	2 ⁺		100
<u>3221.8</u>	(3,4) ⁺	466.7	2755.0	4 ⁺ ,5 ⁺		7
		483.1	2738.6	4 ⁺		7
		1075.9	2145.8	3 ⁺		14
		1713.4	1508.4	4 ⁺		100
		2588.8	633.0	2 ⁺		29
<u>3221.9</u>		780.6	2541.3	6 ⁺		100
3223.8	8 ⁻	166.3	3057.4	7 ⁻		100(8)
		248.4	2975.4	6 ⁻		32(3)
<u>3228.0</u>	(2 ⁺)	1065.0	2162.8	2 ⁺		30
		2595.0	633.0	2 ⁺		0.14(10)
<u>3248.2</u>		602.6	2645.6	4 ⁺		12
		1008.9	2239.3	4 ⁺		25
		1739.8	1508.4	4 ⁺		100
3249.1	7 ⁻	191.5	3057.5	7 ⁻		30(3)
		<u>273.6</u>	2975.4	6 ⁻		5(1)
		707.9	2541.3	6 ⁺		-0.013(37)
<u>3259.6</u>		1057.5	2202.1	3 ⁻		100
		1113.8	2145.8	3 ⁺		34
3264.9	1,2 ⁺ ,3	2631.9	633.0	2 ⁺		100
<u>3289.6</u>		582.8	2707.0	5 ⁻		23
		734.6	2555.1	3 ⁽⁻⁾		100
		1087.6	2202.1	3 ⁻		81
		1781.2	1508.4	4 ⁺		93
3292.8*	1	2659.8	633.0	2 ⁺		45(8)

^{108}Cd							
E_i [keV]	$I_i^{\pi_i}$ [\hbar]	E_γ [keV]	E_f [keV]	$I_f^{\pi_f}$ [\hbar]	δ	Branching Ratio	
		3292.8	0.0	0 ⁺		100(9)	
3294.9	<u>3⁺</u>	<u>1092.7*</u>	2202.1	3 ⁻		11	
		<u>1132.2</u>	2162.8	2 ⁺		10	
		2661.8	633.0	2 ⁺	(4.3 ^{+0.9} _{-0.6})	100	
<u>3298.6</u>		323.1	2975.4	6 ⁻		100	
		697.0	2601.5	5 ⁻		59	
<u>3303.7*</u>		2670.7	633.0	2 ⁺		<23	
		3303.4	0.0	0 ⁺		100(9)	
3316.4	(3 ⁺)	1714.5	1601.8	2 ⁺	(3.8 ^{+3.0} _{-1.2})	13(6)	
		2683.5	633.0	2 ⁺	(8.8 ^{+3.5} _{-2.0})	100(14)	
<u>3321.9</u>		327.9	2994.1	6 ⁺		3.5	
		566.8	2755.0	4 ⁺ ,5 ⁺		21	
		780.6	2541.3	6 ⁺		76	
		1082.5	2239.3	4 ⁺		24	
		1813.4	1508.4	4 ⁺		100	
3326.6	3,(2 ⁺)	2693.6	633.0	2 ⁺		100	
<u>3343.9</u>	<u>1</u>	350.9*	2993.1	2 ⁺		1.3	
		723.9*	2620.0	2 ⁺		1.3	
		978.1*	2365.8	2 ⁺		4	
		1181.2*	2162.8	2 ⁺		6	
		1430.7*	1913.3	0 ⁺		4	
		1623.4*	1720.7	0 ⁺		12	
		1742.2	1601.8	2 ⁺	0.065(26)	100	
		2710.9*	633.0	2 ⁺		< 7	
			614.6	2738.8	4 ⁺		100
			1207.6	2145.8	3 ⁺		53
	1751.5	1601.8	2 ⁺		38		
	1844.8	1508.4	4 ⁺		44		
3367.4	(5,6 ⁺)	826.2	2541.3	6 ⁺		100(8)	
		<u>1128.1</u>	2239.3	4 ⁺		14(2)	
		1859.0	1508.4	4 ⁺		49(5)	
<u>3385.0</u>	<u>2⁺,3</u>	579.8*	2805.1	3		7	
		898.4*	2486.3	2 ⁺		10	
		1222.2	2162.8	2 ⁺		80	

^{108}Cd						
E_i [keV]	$I_i^{\pi_i}$ [\hbar]	E_γ [keV]	E_f [keV]	$I_f^{\pi_f}$ [\hbar]	δ	Branching Ratio
		1239.2	2145.8	3 ⁺		47
		1783.0*	1601.8	2 ⁺		100
		2752.0	633.0	2 ⁺		99.8
<u>3389.0</u>	<u>5(+)</u>	413.7	2975.4	6 ⁻		27
		578.7	2810.2	4 ⁻		47
		787.4	2601.5	5 ⁻		69
		824.1	2565.0	5 ⁺		52
		1149.6	2239.3	4 ⁺		24
		1880.4	1508.4	4 ⁺	<i>(-0.139(53))</i>	100
<u>3389.4</u>	<u>(3)</u>	2756.4	633.0	2 ⁺	<i>0.042(46)</i>	100
<u>3400.4</u>		845.4	2555.1	3 ⁽⁻⁾		95
		1198.4	2202.1	3 ⁻		100
		1891.9	1508.4	4 ⁺		57
<u>3407.2</u>		1041.4	2365.8	2 ⁺		32
		1244.5	2162.8	2 ⁺		43
		1805.4	1601.8	2 ⁺		100
<u>3407.8</u>		669.2	2738.6	4 ⁺		11
		762.2	2645.6	4 ⁺		15
		1262.1	2145.8	3 ⁺		<13
		1899.5	1508.4	4 ⁺		100
<u>3413.1</u>	<u>(6+)</u>	223.4	3189.6	5,6,7		4
		871.8	2541.3	6 ⁺	<i>0.25(12)</i>	100
<u>3428.0</u>		452.6	2975.4	6 ⁻		29
		826.4	2601.5	5 ⁻		9
		886.7	2541.3	6 ⁺		100
<u>3433.0</u>		677.9	2755.0	4 ⁺ ,5 ⁺		32
		891.8	2541.3	6 ⁺		100
<u>3435.0</u>		1233.0	2202.1	3 ⁻		100
<u>3436.9</u>		698.4	2738.6	4 ⁺		19
		1928.4	1508.4	4 ⁺		100
<u>3450.0</u>	<u>2+,3+</u>	644.9*	2805.1	3		11
		963.8*	2486.3	2 ⁺		27
		1084.3	2365.8	2 ⁺		38
		1247.8*	2202.1	3 ⁻		5.5

^{108}Cd						
E_i [keV]	$I_i^{\pi_i}$ [\hbar]	E_γ [keV]	E_f [keV]	$I_f^{\pi_f}$ [\hbar]	δ	Branching Ratio
		1287.3*	2162.8	2 ⁺		11
		1848.2	1601.8	2 ⁺		100
		2817.1	633.0	2 ⁺		80
3454.1*	<u>1⁺</u>	<u>282.9</u>	3171.2	2,3 ⁺		0.2
		<u>461.0</u>	2993.1	1 ⁺ ,2 ⁺		0.45
		771.4	2682.8	2 ⁺		12
		<u>1079.5</u>	2374.5	(0 ⁺)		7(5)
		<u>1291.3</u>	2162.8	2 ⁺		7
		<u>1540.7</u>	1913.3	0 ⁺		3.3
		<u>1733.6</u>	1720.7	0 ⁺		4.4
		<u>1852.3</u>	1601.8	2 ⁺	-0.005(20)	30(9)
		<u>2821.1</u>	633.0	2 ⁺	≥ 11.7	8
		3454.1	0.0	0 ⁺	M1	100(12)
<u>3459.8</u>	<u>5,6</u>	484.4	2975.4	6 ⁻		17
		752.8	2707.0	5 ⁻		20
		858.3	2601.5	5 ⁻		100
<u>3460.5</u>		652.8	2807.7	6 ⁺		46
		895.4	2565.0	5 ⁺		16
		919.2	2541.3	6 ⁺		28
		1221.3	2239.3	4 ⁺		39
		1952.2	1508.4	4 ⁺		100
<u>3470.1*</u>	<u>2(+)</u>	1104.3	2365.8	2 ⁺		13
		1307.3	2162.8	2 ⁺		64
		1324.1	2145.8	3 ⁺		38
		1868.1	1601.8	2 ⁺	-0.4(3)	100
3475.0	8 ⁻	225.9	3249.1	7 ⁻		29
		417.5	3057.5	7 ⁻		100
		499.5	2975.4	6 ⁻		35
3482.4	2	2849.4	633.0	2 ⁺		100
3485.2	9 ⁻	261.5	3223.8	8 ⁻		100
		427.6	3057.5	7 ⁻		86
<u>3489.4</u>		984.1	2541.3	6 ⁺		100
<u>3512.2</u>		1366.3	2145.8	3 ⁺		54.5
		2003.9	1508.4	4 ⁺		100

^{108}Cd						
E_i [keV]	$I_i^{\pi_i}$ [\hbar]	E_γ [keV]	E_f [keV]	$I_f^{\pi_f}$ [\hbar]	δ	Branching Ratio
<u>3525.3</u>		770.4	2755.0	$4^+, 5^+$		19
		786.6	2738.6	4^+		16
		984.0	2541.3	6^+		100
		1286.1	2239.3	4^+		22
		2016.9	1508.4	4^+		<16
<u>3527.1</u>		1381.3	2145.8	3^+		100
3535.8	$(3,4)^+$	2902.8	633.0	2^+		100
3539.9		1938.2	1601.8	2^+		19
		2031.4	1508.4	4^+		100
3555.0	(3^+)	2922.0	633.0	2^+		100
3559.6		2926.6	633.0	2^+		100
<u>3561.2</u>	<u>$(4,5,6)^+$</u>	770.3	2790.8			< 31
		822.4	2738.7	4^+		0.25
		915.7	2645.6	4^+		12
		996.1	2565.0	5^+		51(8)
		1019.8*	2541.3	6^+		14
		1321.9	2239.3	4^+		100(12)
<u>3566.4</u>		2933.4	633.0	2^+		100
<u>3571.8*</u>	<u>2^+</u>	889.1	2682.7	1		18
		951.9	2620.0	2^+		10
		1085.4	2486.3	2^+		23
		1369.6	2202.1	3^-		4
		1409.0	2162.8	2^+		12
		1426.0	2145.8	3^+		13
		1658.4	1913.3	0^+		11
		2939.0	633.0	2^+		100
		3571.8	0.0	0^+		E2 47
						0.489(81)
<u>3576.2</u>			930.6	2645.6	4^+	
		1021.0	2555.1	$3^{(-)}$		100
		1374.1	2202.1	3^-		18
<u>3605.3</u>		1336.9	2239.3	4^+		<12
		1403.4	2202.1	3^-		100
<u>3611.5</u>		1409.5	2202.1	3^-		<13
		1465.7	2145.8	3^+		<19

^{108}Cd						
E_i [keV]	$I_i^{\pi_i}$ [\hbar]	E_γ [keV]	E_f [keV]	$I_f^{\pi_f}$ [\hbar]	δ	Branching Ratio
		2103.2	1508.4	4 ⁺		100
<u>3629.1</u>		1027.6	2601.5	5 ⁻		100
		1087.9	2541.3	6 ⁺		46
<u>3633.7</u>		3000.7	633.0	2 ⁺		100
<u>3642.2</u>		666.7	2975.4	6 ⁻		56
		934.9	2707.0	5 ⁻		100
		1040.6	2601.5	5 ⁻		<52
		1100.9	2541.3	6 ⁺		40
<u>3643.2</u>		1403.9	2239.3	4 ⁺		87
		2134.7	1508.4	4 ⁺		100
<u>3656.3</u>		680.9	2975.4	6 ⁻		33
		949.2	2707.0	5 ⁻		100
		1054.7	2601.5	5 ⁻		17
<u>3656.5</u>	(8 ⁺)	432.6	3223.8	8 ⁻		19
		1115.2	2541.3	6 ⁺		100
<u>3667.0</u>	<u>1</u>	3667.0	0.0	0 ⁺		100
<u>3674.6</u>		1119.5	2555.1	3 ⁽⁻⁾		40
		1472.4	2202.1	3 ⁻		41
		1528.9	2145.8	3 ⁺		100
		2073.0	1601.8	2 ⁺		64
3683.2	8 ⁺	1141.9	2541.3	6 ⁺	-0.011(8)	100
<u>3683.3*</u>		1118.3	2565.0	5 ⁺		100
<u>3718.4</u>		979.8	2738.6	4 ⁺		16
		1072.8	2645.6	4 ⁺		<34
		1572.6	2145.8	3 ⁺		44
		2210.0	1508.4	4 ⁺		100
<u>3724.5*</u>	<u>2⁺</u>	692.7	3031.6	(2 ⁺)		1
		919.4	2805.1	3		6
		1104.5	2620.0	2 ⁺		33
		1238.2	2486.3	2 ⁺		6.5
		1358.8	2365.8	2 ⁺		1.5
		1522.3	2202.1	3 ⁻		2
		1561.7	2162.8	2 ⁺		8
		1578.7	2145.8	3 ⁺		3

E_i [keV]	$I_i^{\pi_i}$ [\hbar]	E_γ [keV]	^{108}Cd E_f [keV]	$I_f^{\pi_f}$ [\hbar]	δ	Branching Ratio
		2003.8	1720.7	0 ⁺		3
		2123.0	1601.8	2 ⁺		4
		2216.0	1508.4	4 ⁺		36
		3091.7	633.0	2 ⁺	-0.28(5)	100
		3724.5	0.0	0 ⁺		39
<u>3726.6</u>		2218.2	1508.4	4 ⁺		100
<u>3731.9</u>		2223.5	1508.4	4 ⁺		100
<u>3740.4</u>		1001.6	2738.6	4 ⁺		<24
		2232.0	1508.4	4 ⁺		100
<u>3770.3</u>	(7 ⁺)	795.0	2975.4	6 ⁻		51
		1229.0	2541.3	6 ⁺	-0.17(13)	100
<u>3779.7</u>		1072.6	2707.0	5 ⁻		<40
		2271.4	1508.4	4 ⁺		100
<u>3787.0</u>		2278.6	1508.4	4 ⁺		100
<u>3788.9*</u>	2 ⁺	1026.0	2762.9	3 ⁺		14
		1423.0	2365.8	2 ⁺		23
		1626.1	2162.8	2 ⁺		<10
		1643.1	2145.8	3 ⁺		15
		2187.1	1601.8	2 ⁺	0.064(79)	100
		3155.9	633.0	2 ⁺	-0.34(11)	90
<u>3811.6</u>		2303.2	1508.4	4 ⁺		100
3814.6*	1 ⁺	<u>521.9</u>	3292.8	1		0.2
		<u>782.8</u>	3031.6	(2 ⁺)		0.3
		<u>816.5</u>	2998.1			0.2
		<u>1131.8</u>	2682.7	1		0.5
		<u>1194.6</u>	2620.0	2 ⁺		0.7
		<u>1651.7</u>	2162.8	2 ⁺		1.6
		<u>1901.1</u>	1913.3	0 ⁺		4.4
		<u>2093.9</u>	1720.7	0 ⁺		2.8
		3181.8	633.0	2 ⁺	0.107(17)	40
		3814.6	0.0	0 ⁺	M1	100
3816.2	(5 ⁺ ,6 ⁺)	448.7	3367.4	(5,6 ⁺)		29
		<u>839.8</u>	2976.5	(4 ⁺)		12
		<u>910.5</u>	2905.8			19

^{108}Cd						
E_i [keV]	$I_i^{\pi_i}$ [\hbar]	E_γ [keV]	E_f [keV]	$I_f^{\pi_f}$ [\hbar]	δ	Branching Ratio
		<u>940.4*</u>	2875.8	(4 ⁺)		17
		1008.5	2807.7	6 ⁺		100
		<u>1077.6</u>	2738.7	4 ⁺		16
		<u>1214.7*</u>	2601.5	5 ⁻		27
		1251.2	2565.0	5 ⁺		60
		1275.0	2541.3	6 ⁺		73
3827.9*	<u>1⁺</u>	<u>373.7</u>	3454.1	1 ⁺		1
		<u>377.9</u>	3450.0	(2 ⁺)		0.3
		<u>535.2</u>	3292.8	1		1
		<u>656.8</u>	3171.2	2,3 ⁺		4
		<u>746.0</u>	3081.8	3 ⁺		0.5
		<u>829.8</u>	2998.1			1
		<u>1007.7</u>	2820.2	2 ⁽⁻⁾		1
		<u>1145.2</u>	2682.7	1		2
		<u>1149.8</u>	2678.0	1 ⁻		0.4
		<u>1207.8</u>	2620.0	2 ⁺		1
		<u>1341.4</u>	2486.3	2 ⁺		4
		<u>1453.2</u>	2374.5	0 ⁺		1
		<u>1461.9</u>	2365.8	2 ⁺		4
		<u>1665.1</u>	2162.8	2 ⁺		4
		<u>1914.5</u>	1913.3	0 ⁺		18
		<u>2107.3</u>	1720.7	0 ⁺		1.5
		2226.2	1601.8	2 ⁺	-0.060(17)	72
		<u>3194.9</u>	633.0	2 ⁺		7
		3827.9	0.0	0 ⁺		100
3860.7		866.5	2994.1	6 ⁺		100
		1319.4	2541.3	6 ⁺		91
<u>3875.7</u>		1730.0	2145.8	3 ⁺		<23
		2367.2	1508.4	4 ⁺		100
<u>3881.6</u>		1280.0	2601.5	5 ⁻		43
		1340.3	2541.3	6 ⁺		100
<u>3890.7</u>		915.4	2975.4	6 ⁻		62
		1349.3	2541.3	6 ⁺		100
<u>3904.0</u>		1258.4	2645.6	4 ⁺		7

^{108}Cd						
E_i [keV]	$I_i^{\pi_i}$ [\hbar]	E_γ [keV]	E_f [keV]	$I_f^{\pi_f}$ [\hbar]	δ	Branching Ratio
<u>3946.0*</u>	<u>(2⁺)</u>	2395.6	1508.4	4 ⁺		100
		1263.3	2682.7	1		8.5
		1580.2	2365.8	2 ⁺		19
		1783.2	2162.8	2 ⁺		21
		2225.4	1720.7	0 ⁺		60
<u>3968.2</u>		2344.1	1601.8	2 ⁺		26
		3313.7	633.0	2 ⁺	0.23(16)	100
<u>3968.6</u>		2459.8	1508.4	4 ⁺		100
<u>3969.0</u>		1822.8	2145.8	3 ⁺		100
<u>3984.6*</u>		1262.0	2707.0	5 ⁻		24
		1367.4	2601.5	5 ⁻		100
		1179.6	2805.1	3		50
<u>4008.8*</u>		1821.7	2162.8	2 ⁺		89
		3351.5	633.0	2 ⁺		100
		1443.8	2565.0	5 ⁺		100
<u>4011.4</u>		1467.4	2541.3	6 ⁺		<8.4
		1865.5	2145.8	3 ⁺		<34
<u>4011.9*</u>	<u>2⁺, (3)</u>	2503.0	1508.4	4 ⁺		100
		983.7	3028.3			2
		1006.2	3005.6	1		6
		1206.7	2805.1	3		6.6
		1329.1	2682.7	1		10
		1646.0	2365.8	2 ⁺		19
		1809.6	2202.1	3 ⁻		33
		2410.2	1601.8	2 ⁺		15
		3379.0	633.0	2 ⁺	0.103(52)	100
		542.0	3475.0	8 ⁻		100
<u>4028.7*</u>	<u>2⁺</u>	936.5	3092.2	(3)		3
		946.9	3081.8	3 ⁺		2
		1035.5	2993.1	1 ⁺ , 2 ⁺		7
		1223.5	2805.1	3		12
		1346.0	2682.7	1		38
		1408.7	2620.0	2 ⁺		94
		1542.5	2486.3	2 ⁺		9

^{108}Cd						
E_i [keV]	$I_i^{\pi_i}$ [\hbar]	E_γ [keV]	E_f [keV]	$I_f^{\pi_f}$ [\hbar]	δ	Branching Ratio
		1654.1	2374.5	0 ⁺		7
		1662.8	2365.8	2 ⁺		4
		1826.5	2202.1	3 ⁻		28
		1866.0	2162.8	2 ⁺		99
		1882.8	2145.8	3 ⁺		8
		2308.2	1720.7	0 ⁺		40
		2426.9	1601.8	2 ⁺		8
		2520.3	1508.4	4 ⁺		28
		3395.8	633.0	2 ⁺	-0.55(16)	100
<u>4030.9</u>		1323.9	2707.0	5 ⁻		37
		1429.3	2601.5	5 ⁻		15
		1466.0*	2565.0	5 ⁺		34
		1489.6	2541.3	6 ⁺		100
4043.8*	<u>4,5⁺</u>	<u>676.3</u>	3367.4	(5,6 ⁺)		36.6
		<u>1167.9</u>	2875.8	(4 ⁺)		31
		<u>1236.0</u>	2807.7	6 ⁺		35
		<u>1305.0</u>	2738.7	4 ⁺		38.5
		<u>1336.8</u>	2707.0	5 ⁻		71.6
		1398.1	2645.6	4 ⁺		33.6
		<u>1442.3</u>	2601.5	4 ⁻		28.6
		<u>1478.8</u>	2565.0	5 ⁺		36
		1502.6	2541.3	6 ⁺		100
<u>4082.8</u>		2574.4	1508.4	4 ⁺		100
<u>4083.6</u>		1438.0	2645.6	4 ⁺		100
<u>4096.1</u>		2587.7	1508.4	4 ⁺		100
<u>4109.5*</u>		1946.6	2162.8	2 ⁺		44
		2507.3	1601.8	2 ⁺		100
<u>4160.7*</u>		1794.9	2365.8	2 ⁺		51
		1997.8	2162.8	2 ⁺		76
		3527.7	633.0	2 ⁺		100
4179.2*		<u>1119.6</u>	3059.4			32
		<u>1184.9</u>	2994.1	6 ⁺		44
		<u>1202.8</u>	2976.5	(4 ⁺)		18
		<u>1371.5</u>	2807.7	6 ⁺		28

^{108}Cd						
E_i [keV]	$I_i^{\pi_i}$ [\hbar]	E_γ [keV]	E_f [keV]	$I_f^{\pi_f}$ [\hbar]	δ	Branching Ratio
		<u>1472.2</u>	2707.0	5 ⁻		36
		<u>1533.7</u>	2645.6	4 ⁺		40
		1614.2	2565.0	5 ⁺		96
		1637.9	2541.3	6 ⁺		100
		1940.0	2239.3	4 ⁺		60
		<u>2670.9</u>	1508.4	4 ⁺		99
<u>4203.5*</u>	<u>(1⁺)</u>	1525.6	2678.0	1 ⁻		4
		1717.3	2486.3	2 ⁺		16
		1829.0	2374.5	0 ⁺		3.6
		1837.8	2365.8	2 ⁺		9
		2040.6	2162.8	2 ⁺		6.6
		2290.2	1913.3	0 ⁺		16
		2482.9	1720.7	0 ⁺		14
		2601.8	1601.8	2 ⁺	0.111(40)	100
		3570.7	633.0	2 ⁺	-0.200(74)	43.6
		4203.5	0.0	0 ⁺	(M1)	44
<u>4209.8*</u>	<u>2⁺</u>	917.2	3292.8	1		5
		1446.7	2762.9	3 ⁺		13
		1723.4	2486.3	2 ⁺		26
		2063.9	2145.8	3 ⁺		4
		2608.0	1601.8	2 ⁺	-0.494(59)	100
		2701.4	1508.4	4 ⁺		<9
		3576.9	633.0	2 ⁺	-3.0 ^{+0.8} _{-1.5}	49
		4209.8	0.0	0 ⁺		25 ^s
<u>4224.1</u>		1230.0	2994.1	6 ⁺		63
		1682.8	2541.3	6 ⁺		100
<u>4238.8*</u>	<u>1⁺</u>	1752.5	2486.3	2 ⁺		18
		1864.2	2374.5	2 ⁺		23
		1873.0	2365.8	2 ⁺		27
		2076.0	2162.8	2 ⁺		22
		2325.6	1913.3	0 ⁺		14
		2518.3	1720.7	0 ⁺		36
		2637.2	1601.8	2 ⁺	0.39(13)	46
		3605.9	633.0	2 ⁺	-0.144(81)	49

^{108}Cd						
E_i [keV]	$I_i^{\pi_i}$ [\hbar]	E_γ [keV]	E_f [keV]	$I_f^{\pi_f}$ [\hbar]	δ	Branching Ratio
4240.0*		<u>4238.8</u>	0.0	0 ⁺	M1	100
		<u>1334.1</u>	2905.8			51
		1432.1	2807.7	6 ⁺		100
		<u>1501.2</u>	2738.7	4 ⁺		2.4
		<u>1594.5</u>	2645.6	4 ⁺		5
		<u>1638.4</u>	2601.5	5 ⁻		85
		1674.9	2565.0	5 ⁺		61
4251.6*		<u>1698.8</u>	2541.3	6 ⁺		20
		<u>690.4</u>	3561.2			26
		1443.8	2807.7	6 ⁺		100
4278.6*		<u>1686.6</u>	2565.0	5 ⁺		38
		2132.7	2145.8	3 ⁺		36
		2676.8	1601.8	2 ⁺		100
<u>4282.3</u>		3645.7	633.0	2 ⁺		96
		1741.0	2541.3	6 ⁺		100
<u>4293.9*</u>		926.4	3367.4	(5,6 ⁺)		32
		1317.3	2976.5	(4 ⁺)		19
		1388.0	2905.8			96
		1418.0	2875.8	(4 ⁺)		26
		1503.1	2790.8			50
		1555.3	2738.7	4 ⁺		5
		1692.3	2601.5	5 ⁻		100
		1728.9	2565.0	5 ⁺		74
		1752.6	2541.3	6 ⁺		<15
	4315.7*		948.2	3367.4	(5,6 ⁺)	
		1750.8	2565.0	5 ⁺		50
		1774.3	2541.3	6 ⁺		100
<u>4323.4*</u>	<u>(1⁺,3⁺)</u>	1848.0	2486.3	2 ⁺		5
		1957.7	2365.8	2 ⁺		7
		2160.6	2162.8	2 ⁺		23
		2721.7	1601.8	2 ⁺		30
		3690.4	633.0	2 ⁺		100
<u>4334.3*</u>	<u>(2⁺,3⁺)</u>	1242.0	3092.3	(3)		4
		1571.2	2762.9	3 ⁺		10

^{108}Cd						
E_i [keV]	$I_i^{\pi_i}$ [\hbar]	E_γ [keV]	E_f [keV]	$I_f^{\pi_f}$ [\hbar]	δ	Branching Ratio
		1714.3	2620.0	2 ⁺		25
		1968.6	2365.8	2 ⁺		16
		2132.1	2202.1	3 ⁻		33
		2188.6	2145.8	3 ⁺		7
		3701.5	633.0	2 ⁺		100
<u>4345.4*</u>	<u>1⁺</u>	1667.2	2678.0	1 ⁻		5
		1859.1	2486.3	2 ⁺		14
		1979.4	2365.8	2 ⁺		26
		2182.6	2162.8	2 ⁺		25
		2624.7	1720.7	0 ⁺		7
		2743.6	1601.8	2 ⁺	-0.40(12)	36
		3712.4	633.0	2 ⁺	-0.553(51)	100
<u>4351.9*</u>	<u>1</u>	2189.1	2162.8	2 ⁺		14
		2631.4	1720.7	0 ⁺		9
		2750.0	1601.8	2 ⁺		19
		3719.0	633.0	2 ⁺	-0.039(35)	100
<u>4394.7*</u>	<u>1⁺</u>	2028.9	2365.8	2 ⁺		6
		2231.9	2162.8	2 ⁺		43
		2481.4	1913.3	0 ⁺		13
		2674.1	1720.7	0 ⁺		50
		3761.8	633.0	2 ⁺	0.312(75)	100
<u>4400.6*</u>	<u>(3⁺,2⁺)</u>	1661.8	2738.7	4 ⁺		17
		2237.8	2162.8	2 ⁺		50
		2892.3	1508.4	4 ⁺		33
		3767.6	633.0	2 ⁺		100
<u>4414.0*</u>	<u>(1⁺,3⁺)</u>	2251.2	2162.8	2 ⁺		13
		3781.0	633.0	2 ⁺		100
<u>4468.4*</u>		1660.8	2807.7	6 ⁺		74
		1903.4	2565.0	5 ⁺		100
		1927.2	2451.3	6 ⁺		54
<u>4471.0*</u>	<u>1</u>	1788.4	2682.7	1		14
		1793.0	2678.0	1 ⁻		3
		2096.4	2374.5	0 ⁺		4
		2105.2	2365.8	2 ⁺		12

^{108}Cd						
E_i [keV]	$I_i^{\pi_i}$ [\hbar]	E_γ [keV]	E_f [keV]	$I_f^{\pi_f}$ [\hbar]	δ	Branching Ratio
		2557.5	1913.3	0 ⁺		13
		2750.5	1720.7	0 ⁺		15
		2869.3	1601.8	2 ⁺	0.093(74)	25
		3837.9	633.0	2 ⁺	0.022(25)	100
<u>4481.3</u> *	<u>(3⁺,1⁺)</u>	2115.5	2365.8	2 ⁺		26
		2318.5	2162.8	2 ⁺		9
		2879.5	1601.8	2 ⁺		55
		3848.3	633.0	2 ⁺		100
4512.5*		1145.2	3367.4	(5,6 ⁺)		7
		1704.8	2807.7	6 ⁺		9.5
		1805.5	2707.0	5 ⁻		84
		1911.1	2601.5	5 ⁻		34
		1947.5	2565.0	5 ⁺		100
		1971.4	2451.3	6 ⁺		26
4525.3*		1923.8	2601.5	5 ⁻		75
		<u>1960.3</u>	2565.0	5 ⁺		100
		1984.0	2451.3	6 ⁺		48
<u>4529.1</u> *		1623.2	2905.8			26
		1927.5	2601.5	5 ⁻		92
		1964.1	2565.0	5 ⁺		18
		1987.8	2451.3	6 ⁺		100
<u>4584.5</u> *	<u>1⁺</u>	1292.0	3292.8	1		3
		1363.7	3221.8	3,4 ⁺		16
		1906.3	2678.0	1 ⁻		11
		2098.2	2486.3	2 ⁺		83
		2210.0	2374.5	0 ⁺		22
		2671.2	1913.3	0 ⁺		17
		2982.8	1601.8	2 ⁺	0.089(93)	31
		3951.4	633.0	2 ⁺	-0.730(68)	100
<u>4617.0</u> *		2052.0	2565.0	5 ⁺		100
		2075.9	2451.3	6 ⁺		67
<u>4640.2</u> *		2038.6	2601.5	5 ⁻		51
		2075.2	2565.0	5 ⁺		56
		2098.9	2451.3	6 ⁺		100

^{108}Cd						
E_i [keV]	$I_i^{\pi_i}$ [\hbar]	E_γ [keV]	E_f [keV]	$I_f^{\pi_f}$ [\hbar]	δ	Branching Ratio
<u>4640.4*</u>	<u>1⁺,(2)</u>	2154.0	2486.3	2 ⁺		14
		2477.6	2162.8	2 ⁺		44
		2743.2	1913.3	0 ⁺		10
		3038.5	1601.8	2 ⁺	$-4.4^{+2.6}_{-18.2}$	35
		4007.4	633.0	2 ⁺	$-0.493(64)$	100
<u>4649.4*</u>		1886.4	2762.9	3 ⁺		30
		2283.6	2365.8	2 ⁺		100
		2447.4	2202.1	3 ⁻		37
		2503.7	2145.8	3 ⁺		36
		4016.4	633.0	2 ⁺		70
<u>4656.4*</u>	<u>(1⁺,3⁺)</u>	1650.7	3005.6	1		8.5
		1973.7	2682.7	1		12
		2290.6	2365.8	2 ⁺		22
		2493.6	2162.8	2 ⁺		9
		4023.3	633.0	2 ⁺		100
<u>4663.3*</u>		1346.9	3316.4			11
		2461.2	2202.1	3 ⁻		100
		2517.4	2145.8	3 ⁺		23.5
<u>4663.9*</u>	<u>(2⁺)</u>	2298.1	2365.8	2 ⁺		16
		4030.9	633.0	2 ⁺	$-1.03^{+0.39}_{-0.64}$	100
<u>4698.3*</u>		2078.3	2620.0	2 ⁺		28
		2332.4	2365.8	2 ⁺		14
		2535.6	2162.8	2 ⁺		100
		2785.1	1913.3	0 ⁺		7
		2977.7	1720.7	0 ⁺		76
		4065.0	633.0	2 ⁺		19
<u>4755.5*</u>		1947.9	2807.7	6 ⁺		14
		2190.4	2565.0	5 ⁺		100
		2214.2	2541.3	6 ⁺		34
		3247.0	1508.4	4 ⁺		17
<u>4774.8*</u>		2400.5	2374.5	0 ⁺		100
		2409.0	2365.8	2 ⁺		68
		2611.9	2162.8	2 ⁺		37
		3173.1	1601.8	2 ⁺		40

^{108}Cd						
E_i [keV]	$I_i^{\pi_i}$ [\hbar]	E_γ [keV]	E_f [keV]	$I_f^{\pi_f}$ [\hbar]	δ	Branching Ratio
<u>4811.5*</u>	<u>1⁺,2,3⁺</u>	4141.8	633.0	2 ⁺		13
		2445.7	2365.8	2 ⁺		100
		2648.7	2162.8	2 ⁺		33
		4178.5	633.0	2 ⁺		78
<u>4811.7*</u>		2004.0	2807.7	6 ⁺		100
		2246.7	2565.0	5 ⁺		93
<u>4849.1*</u>		2041.3	2807.7	6 ⁺		89
		2247.5	2601.5	5 ⁻		100
<u>4858.7*</u>		1827.2	3031.4	2 ⁺		14
		2492.9	2365.8	2 ⁺		11
		3256.9	1601.8	2 ⁺		65
		4225.7	633.0	2 ⁺		100
<u>4864.6*</u>		2059.6	2805.1	3		23
		2182.1	2682.7	1		100
		2498.8	2365.8	2 ⁺		31
		4231.6	633.0	2 ⁺		64
<u>4870.3*</u>		2504.5	2365.8	2 ⁺		17
		2707.5	2162.8	2 ⁺		100
<u>4914.4*</u>		2312.9	2601.5	5 ⁻		33
		2349.4	2565.0	5 ⁺		100

Tabelle 5.9: Ergebnisse der Winkelkorrelationsanalyse. E_x ist die Niveauenergie des Zustandes, der von dem Übergang, dessen δ im β -Zerfall oder in der (α, n) -Reaktion bestimmt wurde, entvölkert wird. Diese Übergangsenergien sind durch Unterstreichung markiert. Alle weiteren Bezeichnungen sind in Abschnitt 4.4.2 erklärt. Im Falle mehrerer Lösungen für das Multipolmischungsverhältnis sind alle δ aufgeführt. δ_β und $\delta_{(\alpha, n)}$ stimmen im wesentlichen innerhalb der Fehlergrenzen überein.

^{108}Cd						
E_x [keV]	E_{γ_1} [keV]	E_{γ_2} [keV]	Kaskade [\hbar]	δ_β	$\delta_{(\alpha, n)}$	$\sigma_{(\alpha, n)}$
1508.4	<u>875.4</u>	633.0	$4^+ \rightarrow 2^+ \rightarrow 0^+$	-0.011(34)	-0.02(3)	2.75(10)
1601.8	<u>968.8</u>	633.0	$2^+ \rightarrow 2^+ \rightarrow 0^+$	-1.68(13)	-1.59(13)	2.87(55)
2145.8	<u>1512.7</u>	633.0	$3^+ \rightarrow 2^+ \rightarrow 0^+$	-0.867(77)	-0.82(7)	3.14(20)
				-1.9(2)		
	<u>637.3</u>	875.4	$3^+ \rightarrow 4^+ \rightarrow 2^+$	-	-0.52(7)	2.16(20)
	<u>544.0</u>	1601.8	$3^+ \rightarrow 2^+ \rightarrow 0^+$	$-1.69^{+0.75}_{-2.2}$	$-1.67^{+0.43}_{-0.70}$	2.92(64)
				$-0.72^{+0.17}_{-0.20}$		
2162.8	<u>1529.8</u>	633.0	$2^+ \rightarrow 2^+ \rightarrow 0^+$	0.257(27)	0.27(4)	12(11)
2202.1	<u>1569.2</u>	633.0	$3^- \rightarrow 2^+ \rightarrow 0^+$	0.013(27)	0.03(3)	3.23(33)
2239.3	<u>1606.3</u>	633.0	$4^+ \rightarrow 2^+ \rightarrow 0^+$	-0.003(38)	-0.07(4)	3.07(25)
	<u>730.8</u>	875.4	$4^+ \rightarrow 4^+ \rightarrow 2^+$	-0.70(16)	-0.31(10)	2.86(37)
				-0.25(20)		
	<u>637.5</u>	1601.8	$4^+ \rightarrow 2^+ \rightarrow 0^+$	-0.006(57)	-	-
2365.8	<u>1732.8</u>	633.0	$2^+ \rightarrow 2^+ \rightarrow 0^+$	-0.042(30)	-0.03(5)	12(10)
2486.3	<u>1853.2</u>	633.0	$2^+ \rightarrow 2^+ \rightarrow 0^+$		-0.47(14)	3.56 ± 2.34
	<u>884.5</u>	1601.8	$2^+ \rightarrow 2^+ \rightarrow 0^+$	0.313(83)	-	-
2541.3	<u>1032.9</u>	875.4	$6^+ \rightarrow 4^+ \rightarrow 2^+$	-0.001(42)	-0.004(32)	2.99(14)
2555.1	<u>1922.1</u>	633.0	$3^{(-)} \rightarrow 2^+ \rightarrow 0^+$	0.066(64)	0.041(38)	2.55(33)
	<u>953.3</u>	1601.8	$3^{(-)} \rightarrow 2^+ \rightarrow 0^+$		-0.030(88)	3.26 ± 1.98
2565.0	<u>1056.6</u>	875.4	$5^+ \rightarrow 4^+ \rightarrow 2^+$	-0.177(26)	-0.205(26)	2.68(11)
	<u>325.7</u>	1606.3	$5^+ \rightarrow 4^+ \rightarrow 2^+$		-0.077(37)	2.84(30)
2601.5	<u>1093.2</u>	875.4	$5^- \rightarrow 4^+ \rightarrow 2^+$	-0.007(29)	-0.012(19)	2.68(12)
	<u>399.4</u>	1569.2	$5^- \rightarrow 3^- \rightarrow 2^+$		-0.1(2)	2.01(45)
2620.0	<u>1987.0</u>	633.0	$2^+ \rightarrow 2^+ \rightarrow 0^+$	0.147(26)	0.133(66)	2.25(46)
	<u>1018.2</u>	1601.8	$2^+ \rightarrow 2^+ \rightarrow 0^+$	-0.13(10)	-	-
2645.6	<u>1137.1</u>	875.4	$4^+ \rightarrow 4^+ \rightarrow 2^+$	$-1.14^{+0.20}_{-0.25}$	-0.6(2)	3.44(78)
				0.07(10)		
2707.0	<u>1198.5</u>	875.4	$5^- \rightarrow 4^+ \rightarrow 2^+$	0.051(37)	-0.006(12)	2.67(13)
2738.7	<u>1230.3</u>	875.4	$4^+ \rightarrow 4^+ \rightarrow 2^+$	0.22(11)	0.160(75)	3.72(44)

^{108}Cd						
E_x [keV]	E_{γ_1} [keV]	E_{γ_2} [keV]	Kaskade [\hbar]	δ_β	$\delta_{(\alpha,n)}$	$\sigma_{(\alpha,n)}$
2762.9	<u>1161.1</u>	1601.8	$3^+ \rightarrow 2^+ \rightarrow 0^+$	0.55(24)	$1.03^{+0.50}_{-0.33}$	2.68(48)
	<u>1254.5</u>	875.4	$3^+ \rightarrow 4^+ \rightarrow 2^+$	-0.58(12)	-0.55(14)	2.93 ± 1.35
2805.1	<u>1296.6</u>	875.4	$3 \rightarrow 4^+ \rightarrow 2^+$	-0.160(39)	-0.146(41)	2.62(51)
2807.7	<u>206.1</u>	1093.2	$6^+ \rightarrow 5^- \rightarrow 4^+$	-0.055(55)	-	-
2810.2	<u>664.4</u>	1512.7	$4^- \rightarrow 3^+ \rightarrow 2^+$	-	0.042(33)	3.62(58)
2816.4	<u>2183.4</u>	633.0	$2^+ \rightarrow 2^+ \rightarrow 0^+$	0.215(68)	-	-
2820.2	<u>2187.2</u>	633.0	$2^- \rightarrow 2^+ \rightarrow 0^+$	0.252(56)	-	-
	<u>1218.3</u>	1601.8	$2^- \rightarrow 2^+ \rightarrow 0^+$	0.2(2)	-	-
2875.8	<u>1367.4</u>	875.4	$4^+ \rightarrow 4^+ \rightarrow 2^+$	-	-0.5(3)	2.54(60)
2905.8	<u>1397.4</u>	875.4	$5^+ \rightarrow 4^+ \rightarrow 2^+$	-0.426(75)	-0.73(14)	2.81(20)
	<u>760.0</u>	633.0	$5^+ \rightarrow 3^+ \rightarrow 2^+$	-	-0.012(40)	3.42(38)
2975.4	<u>373.4</u>	1093.2	$6^- \rightarrow 5^- \rightarrow 4^+$	-	0.552(45)	2.54(18)
2976.5	<u>1468.1</u>	875.4	$4^+ \rightarrow 4^+ \rightarrow 2^+$	-0.17(31)	-0.36(21)	3.30(99)
2993.1	<u>2360.1</u>	633.0	$2^+ \rightarrow 2^+ \rightarrow 0^+$	$-0.91^{+0.20}_{-0.25}$	-	-
2994.1	<u>754.9</u>	2239.3	$6^+ \rightarrow 4^+ \rightarrow 2^+$	0.064(59)	0.02(15)	2.28(56)
3005.6	<u>2372.6</u>	633.0	$1 \rightarrow 2^+ \rightarrow 0^+$	-0.064(59)	-	-
3048.5	<u>2415.6</u>	633.0	$1^+ \rightarrow 2^+ \rightarrow 0^+$	0.320(13)	-	-
	<u>1446.6</u>	1601.8	$1^+ \rightarrow 2^+ \rightarrow 0^+$	0.169(34)	-	-
3057.5	<u>455.9</u>	1093.2	$7^- \rightarrow 5^- \rightarrow 4^+$	-0.055(85)	-0.037(43)	2.51(15)
3077.5	<u>1569.1</u>	875.4	$4^+ \rightarrow 4^+ \rightarrow 2^+$	$-1.04^{+0.41}_{-0.68}$	$-0.5^{+0.3}_{-0.4}$	$3.10(1.20)$
3092.2	<u>1490.4</u>	1601.8	$(3) \rightarrow 2^+ \rightarrow 0^+$	-0.30(11)	-	-
3110.4	<u>569.0</u>	1032.9	$(8^+) \rightarrow 6^+ \rightarrow 4^+$	-	0.037(44)	2.98(21)
3228.0	<u>2595.0</u>	633.0	$2^+ \rightarrow 2^+ \rightarrow 0^+$	0.135(96)	-	-
3249.1	<u>707.9</u>	1032.9	$7^- \rightarrow 6^+ \rightarrow 4^+$	-	-0.013(37)	3.36(37)
3294.9	<u>2661.8</u>	633.0	$3^+ \rightarrow 2^+ \rightarrow 0^+$	$4.3^{+0.9}_{-0.6}$	-	-
				0.0016(39)		
3316.4	<u>2683.5</u>	633.0	$3^+ \rightarrow 2^+ \rightarrow 0^+$	$8.7^{+4.1}_{-2.1}$	-	-
				-0.103(38)		
	<u>1714.5</u>	1601.8	$3^+ \rightarrow 2^+ \rightarrow 0^+$	$3.7^{+2.9}_{-1.2}$	-	-
3343.9	<u>1742.2</u>	1601.8	$1 \rightarrow 2^+ \rightarrow 0^+$	0.065(26)	-	-
3389.0	<u>1880.4</u>	875.4	$5^+ \rightarrow 4^+ \rightarrow 2^+$	-0.139(53)	-	-
				<-15.4		
3389.4	<u>2756.4</u>	633.0	$(3) \rightarrow 2^+ \rightarrow 0^+$	0.042(46)	-	-
3413.1	<u>871.8</u>	1032.9	$6^+ \rightarrow 6^+ \rightarrow 4^+$	-	0.25(12)	3.02(28)
3454.1	<u>2821.1</u>	633.0	$1^+ \rightarrow 2^+ \rightarrow 0^+$	≥ 11.7	-	-
	<u>1852.3</u>	1601.8	$1^+ \rightarrow 2^+ \rightarrow 0^+$	-0.005(20)	-	-

^{108}Cd						
E_x [keV]	E_{γ_1} [keV]	E_{γ_2} [keV]	Kaskade [\hbar]	δ_β	$\delta_{(\alpha,n)}$	$\sigma_{(\alpha,n)}$
3470.1	<u>1868.1</u>	1601.8	$2^+ \rightarrow 2^+ \rightarrow 0^+$	-0.4(3)	-	-
3571.8	<u>2939.0</u>	633.0	$2^+ \rightarrow 2^+ \rightarrow 0^+$	0.401(74)	-	-
3413.1	<u>1141.9</u>	1032.9	$8^+ \rightarrow 6^+ \rightarrow 4^+$	-	-0.011(8)	3.03(35)
3724.5	<u>3091.7</u>	633.0	$2^+ \rightarrow 2^+ \rightarrow 0^+$	-0.276(51)	-	-
3770.3	<u>1229.0</u>	1032.9	$7^+ \rightarrow 6^+ \rightarrow 4^+$	-	-0.17(13)	3.45(81)
3788.9	<u>3155.9</u>	633.0	$2^+ \rightarrow 2^+ \rightarrow 0^+$	-0.33(11)	-	-
	<u>2187.1</u>	1601.8	$2^+ \rightarrow 2^+ \rightarrow 0^+$	0.064(79)	-	-
3454.1	<u>3181.8</u>	633.0	$1^+ \rightarrow 2^+ \rightarrow 0^+$	0.107(17)	-	-
3827.9	<u>2226.2</u>	1601.8	$1 \rightarrow 2^+ \rightarrow 0^+$	-0.060(17)	-	-
3946.0	<u>3313.7</u>	633.0	$2^+ \rightarrow 2^+ \rightarrow 0^+$	0.23(16)	-	-
4011.9	<u>3379.0</u>	633.0	$2^+ \rightarrow 2^+ \rightarrow 0^+$	0.103(52)	-	-
4028.7	<u>3395.8</u>	633.0	$2^+ \rightarrow 2^+ \rightarrow 0^+$	-0.55(16)	-	-
4203.5	<u>3570.7</u>	633.0	$1^+ \rightarrow 2^+ \rightarrow 0^+$	-0.200(74)	-	-
	<u>2601.8</u>	1601.8	$1^+ \rightarrow 2^+ \rightarrow 0^+$	0.111(49)	-	-
4209.8	<u>3576.9</u>	633.0	$2^+ \rightarrow 2^+ \rightarrow 0^+$	$-3.0^{+0.8}_{-1.5}$	-	-
	<u>2608.0</u>	1601.8	$2^+ \rightarrow 2^+ \rightarrow 0^+$	-0.21(11)	-	-
4238.8	<u>3605.9</u>	633.0	$1^+ \rightarrow 2^+ \rightarrow 0^+$	-0.143(79)	-	-
	<u>2637.2</u>	633.0	$1^+ \rightarrow 2^+ \rightarrow 0^+$	0.39(13)	-	-
4345.4	<u>3712.4</u>	633.0	$1^+ \rightarrow 2^+ \rightarrow 0^+$	-0.553(53)	-	-
	<u>2743.6</u>	1601.8	$1^+ \rightarrow 2^+ \rightarrow 0^+$	-0.40(12)	-	-
4351.9	<u>3719.0</u>	633.0	$1 \rightarrow 2^+ \rightarrow 0^+$	-0.042(35)	-	-
4394.7	<u>3761.8</u>	633.0	$1^+ \rightarrow 2^+ \rightarrow 0^+$	0.312(75)	-	-
4471.0	<u>3837.9</u>	633.0	$1 \rightarrow 2^+ \rightarrow 0^+$	0.022(25)	-	-
	<u>2869.3</u>	1601.8	$1 \rightarrow 2^+ \rightarrow 0^+$	0.093(74)	-	-
4584.5	<u>3951.4</u>	633.0	$1^+ \rightarrow 2^+ \rightarrow 0^+$	-0.730(68)	-	-
	<u>2982.8</u>	1601.8	$1^+ \rightarrow 2^+ \rightarrow 0^+$	0.089(93)	-	-
4640.4	<u>4007.4</u>	633.0	$1^+ \rightarrow 2^+ \rightarrow 0^+$	-0.493(64)	-	-
	<u>3038.5</u>	1601.8	$1^+ \rightarrow 2^+ \rightarrow 0^+$	$-4.4^{+2.6}_{-18.2}$	-	-
4663.9	<u>4030.9</u>	633.0	$2^+ \rightarrow 2^+ \rightarrow 0^+$	$-1.03^{+0.39}_{-0.64}$	-	-

Tabelle 5.10: Ergebnisse der KRF Messung an ^{108}Cd . Im oberen Teil sind die Resultate der Hochenergiemessung gegeben, während im unteren Teil die Ergebnisse aus der Messung bei kleinerer Endpunktsenergie aufgeführt sind. Mit * markierte Lebensdauern wurden unter der Annahme $\Gamma_1/\Gamma_0 = 0$ bestimmt. Die tatsächliche Lebensdauer τ ergibt sich dann aus τ^* durch Division durch das vollständige Verzweigungsverhältnis $(1 + \sum_{f>0} \frac{\Gamma_f}{\Gamma_0})$ wie am Ende von Abschnitt 3.3.1 erläutert. Für zwei der 2^+ Zustände konnten nur vage untere Grenzen für τ bestimmt werden. Die Lebensdauer für den 2_2^+ Zustand stimmt innerhalb der Fehlergrenzen mit dem Literaturwert von 664(110) fs [Bla97] überein. Die Ergebnisse für den 1^- Zustand sind in beiden Messungen konsistent.

^{108}Cd						
E_i [keV]	J^π [\hbar]	Γ_1/Γ_0	Γ_0 [meV]	I_s [eV·b]	τ^* [fs]	τ [fs]
2678.1	1^-	0.0	16.7(6)	26.9(9)	39.3(14)	39.3(14)
3005.1	1	0.20(2)	29.3(12)	31.1(12)	18.7(8)	18.7(8)
3048.5	1^+	0.0*	6.7(4)	8.4(5)	98(6)	30(2)
3292.4	1	0.45(5)	18.8(10)	13.8(6)	24(1)	24(1)
3454.1	1^+	0.0*	6.8(5)	6.5(5)	97(7)	33(3)
3667.0	1	0.0	35.3(15)	30.3(13)	18.6(8)	18.6(8)
3814.6	1^+	0.0*	13.5(11)	10.7(9)	49(4)	21(2)
3828.0	1^+	0.0*	3.5(7)	2.8(5)	187^{+45}_{-31}	37^{+9}_{-7}
1601.8	2_2^+	0.0*	0.42(5)	3.1(4)	1584^{+235}_{-181}	804^{+125}_{-110}
2365.8	2_4^+	0.0*	$\leq 0.27(6)$	$\leq 0.9(2)$	$\geq 2422^{+735}_{-181}$	≥ 190
2678.1	1^-	0.0	16.8(8)	26.9(13)	39(2)	39(2)
2816.4	2^+	0.0*	$\leq 0.29(9)$	$\leq 0.7(2)$	$\geq 2225^{+1000}_{-527}$	≥ 350

Tabelle 5.11: Zerfallsverhalten des 1^- Zustandes und Dipolanregungen ohne Paritätsinformation in ^{108}Cd . Für die Grundzustandszerfälle sind jeweils die Übergangsstärken unter der Annahme von E1- bzw. M1-Strahlung angegeben. Für die Zerfälle zum ersten angeregten 2^+ Zustand wurde die Zerfallsstärke jeweils unter allen möglichen Annahmen berechnet (E1, M1, und E2).

^{108}Cd									
E_i [keV]	τ [fs]	J^π [\hbar]	E_γ [keV]	δ	J_f^π [\hbar]	B(E1) $10^{-3}e^2\text{fm}^2$	B(M1) μ_N^2	B(E2) $e^2\text{fm}^4$	
2678.0	39.3(14)	1^-	2678.0	E1	0_1^+	0.83(3)	-	-	
3005.6	18.7(8)	1	3005.6	-	0_1^+	0.85(9)	0.077(8)	-	
			2372.6	0.060(48)	2_1^+	0.78(5)	0.070(4)	0.65(5)	
3292.8	24(1)	1	3292.8	-	0_1^+	0.51(2)	0.046(2)	-	
			2659.8	-	2_1^+	0.43(5)	0.039(5)	80(12)	
3667.0	18.6(8)	1	3667.0	-	0_1^+	0.69(3)	0.06(2)	-	

5.3.1 Intruderzustände

Betrachtet man die tiefliegenden Anregungen in $^{108-112}\text{Cd}$, so findet man bei der Energie des Zwei-Phononen Triplets systematisch einen zusätzlichen 0^+ Zustand, der das einfache Phononkonzept schon bei kleinen Energien zu stören scheint. Diese Zustände wurden detailliert theoretisch und experimentell untersucht [Leh95, Leh97, Mey77, Ker90, Kum92, Dri97]. Die starke Bevölkung dieses angeregten 0^+ Zustandes in $^{112-114}\text{Cd}$ in der Zwei-Protonen Transferreaktion ($^3\text{He}, n$) [Fie77] wird allgemein als Beweis für eine Zwei-Protonen Intruderstruktur gewertet. Die Energie, die für eine derartige 2p–2h Anregung über die abgeschlossene Protonenschale bei $Z = 50$ hinweg benötigt wird, liefert die stark attraktive Proton–Neutron Wechselwirkung. Damit sind Intruder, die ein bekanntes Phänomen nahe semi-magischen Schalenabschlüssen darstellen, die Begründung für die unerwarteten Anregungen bei moderaten Energien. In den geraden Sn–Isotopen wurden schnelle E0–Übergänge zwischen den 0^+ Zuständen gefunden, die eine meßbare Deformation der Intruderkonfiguration implizieren [Bae81]. In ^{110}Cd konnte z.B. eine Bandenstruktur auf dem Intruder 0^+ Zustand etabliert werden [Mey77, Ker90]. In ^{108}Cd wurden die Zustände 0_2^+ und 2_3^+ als Intruder vorgeschlagen [Kum92], eine klare Signatur, wie z.B. ein Zerfall zwischen diesen Zuständen, also eine Bandenstruktur, konnte in der Vergangenheit nicht beobachtet werden. Erst in der im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten β –Zerfallsmessung konnte auf dem ersten angeregten 0^+ Zustand eine Bande bis zum 4^+ Zustand nachgewiesen werden. Das Verzweungsverhältnis des $2_I^+ \rightarrow 0_I^{+1}$ Zerfalls (442 keV) ist mit 0.3% sehr klein und konnte nur durch die sehr starke Bevölkung des 2_I^+ Zustandes im β –Zerfall spektroskopiert werden (Abbildung 5.11).

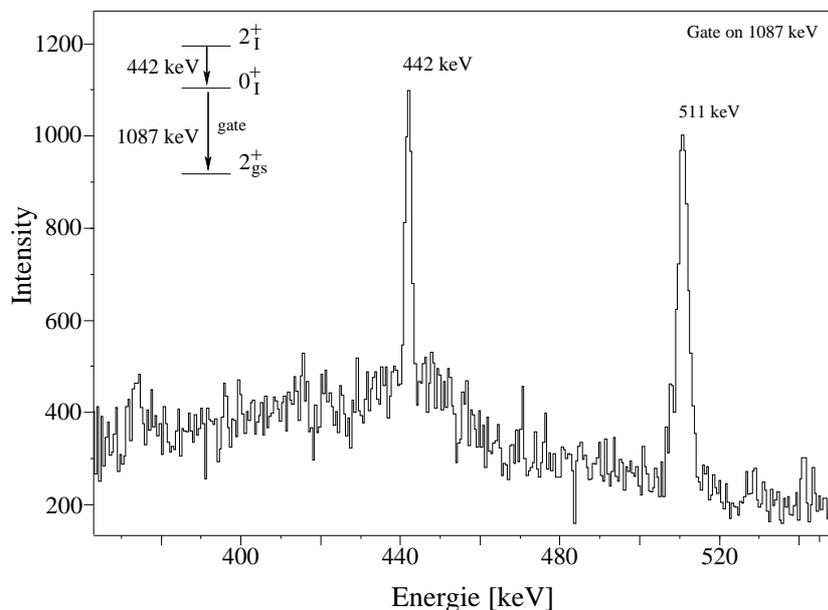


Abbildung 5.11: Zerfall in der Intruderbande

¹Im folgenden markiert das Subskript I Intruderzustände.

In der (α, n) -Messung wurden für die stärksten Zerfälle des 2_I^+ und 4_I^+ Zustandes Dopplershifts beobachtet. Wie in Kapitel 4.3 erläutert, können damit obere Grenzen für die Niveaulbensdauern bestimmt werden. Diese effektiven Lebensdauern resultieren in unteren Grenzen für die Übergangsstärken der beobachteten Zerfälle. In Abbildung 5.12 sind beobachtete Bandenstrukturen graphisch dargestellt, so die Yrastbande, der gerade und ungerade Teil der Quasi-Gamma-Bande und die neu etablierte Intruderbande bis zum 4_I^+ Niveau. Im Falle von bekannten Lebensdauern ist die Pfeildicke der Übergänge proportional zur berechneten E2-Zerfallsstärke. Bei Zuständen ohne Lebensdauerinformation sind Zerfälle in einheitlicher Dicke schwarz-weiß gemustert eingezeichnet. Bemerkenswert sind die starken E2-Übergänge zwischen den Intruderzuständen bei einer sehr schwachen Anbindung an die Yrastbande. Es sei nochmals betont, daß die Übergangsstärken für die Intruderzustände nur untere Grenzen sind, während die Zerfallstärken in der Yrast- und Gamma-Bande aus der Literatur stammen [Bla97] und keine Unsicherheiten aufgrund unbekanntem Bevölkerungsverhaltens (Kapitel 4.1) aufweisen.

In Tabelle 5.12 sind die Ergebnisse der vorliegenden Arbeit mit den bekannten Resultaten aus dem geraden Nachbarkern ^{110}Cd verglichen [Cor00b]. In beiden Kernen sind die Intrabandenübergänge um Größenordnungen stärker als die Zerfälle aus dieser Bandenstruktur heraus. Die Unsicherheit bei der Lebensdauerbestimmung in ^{108}Cd verhindert jedoch einen quantitativen Vergleich der Übergangsstärken.

Tabelle 5.12: Übergangsstärken der Intruderzustände in ^{108}Cd und ^{110}Cd [Cor00b]

Zerfall	^{108}Cd	^{110}Cd
	B(E2)/[Wu]	B(E2)/[Wu]
$2_I^+ \rightarrow 0_I^+$	$\geq 9_{-5}^{+12}$	23_{-18}^{+27}
$4_I^+ \rightarrow 2_I^+$	$\geq 6_{-2}^{+4}$	109_{-53}^{+62}
$2_I^+ \rightarrow 2_1^+$	$\geq 0.4_{-0.2}^{+0.3}$	$0.16_{-0.09}^{+0.12}$
$2_I^+ \rightarrow 0_1^+$	$\geq 0.06(3)$	$0.30(10)$
$4_I^+ \rightarrow 4_1^+$	$\geq 0.39(10)$	2_{-1}^{+4}
$4_I^+ \rightarrow 2_1^+$	$\geq 0.14(4)$	$0.20_{-0.10}^{+0.27}$

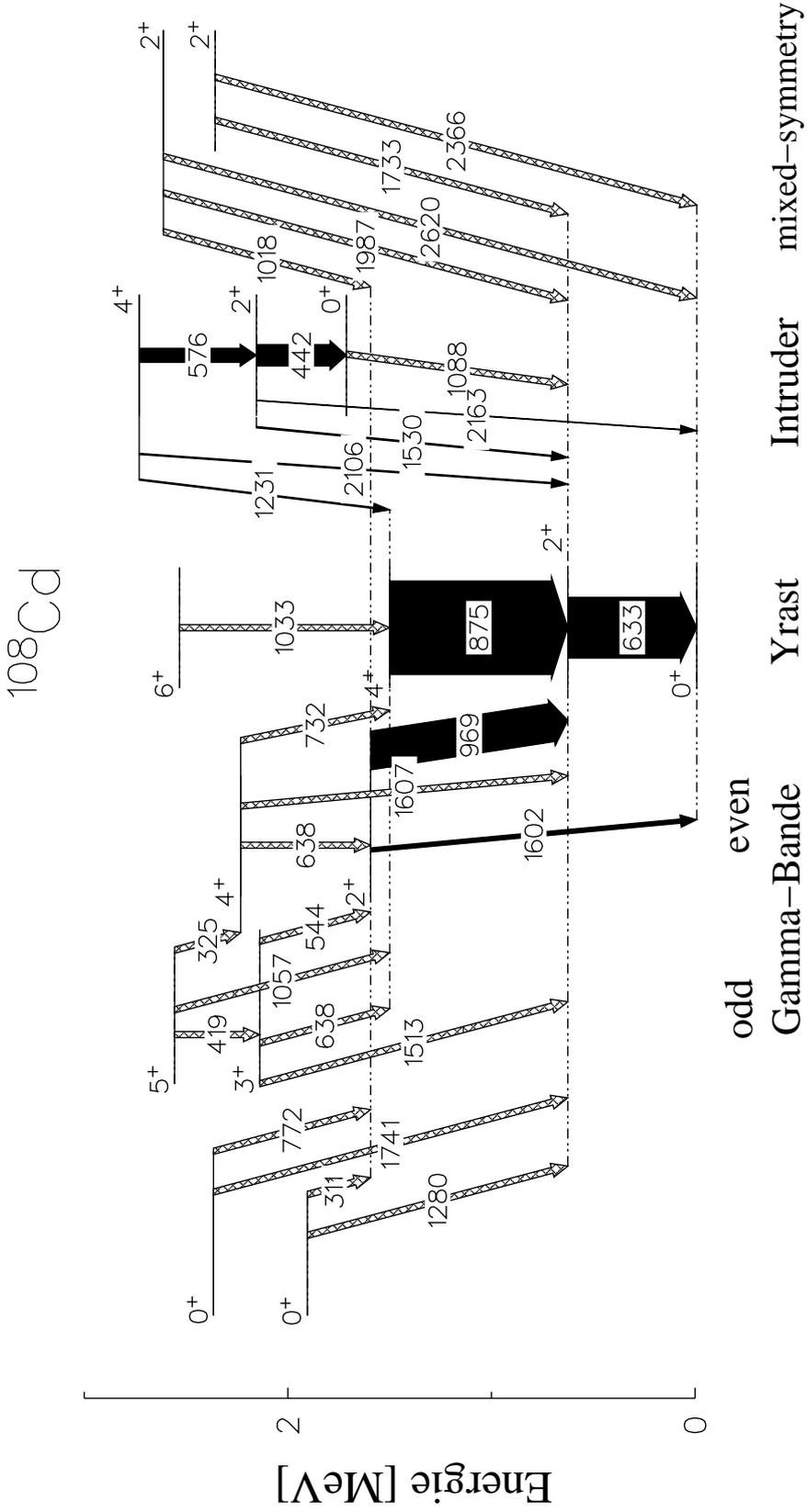


Abbildung 5.12: Bandenstrukturen in ^{108}Cd und weitere diskutierte Zustände

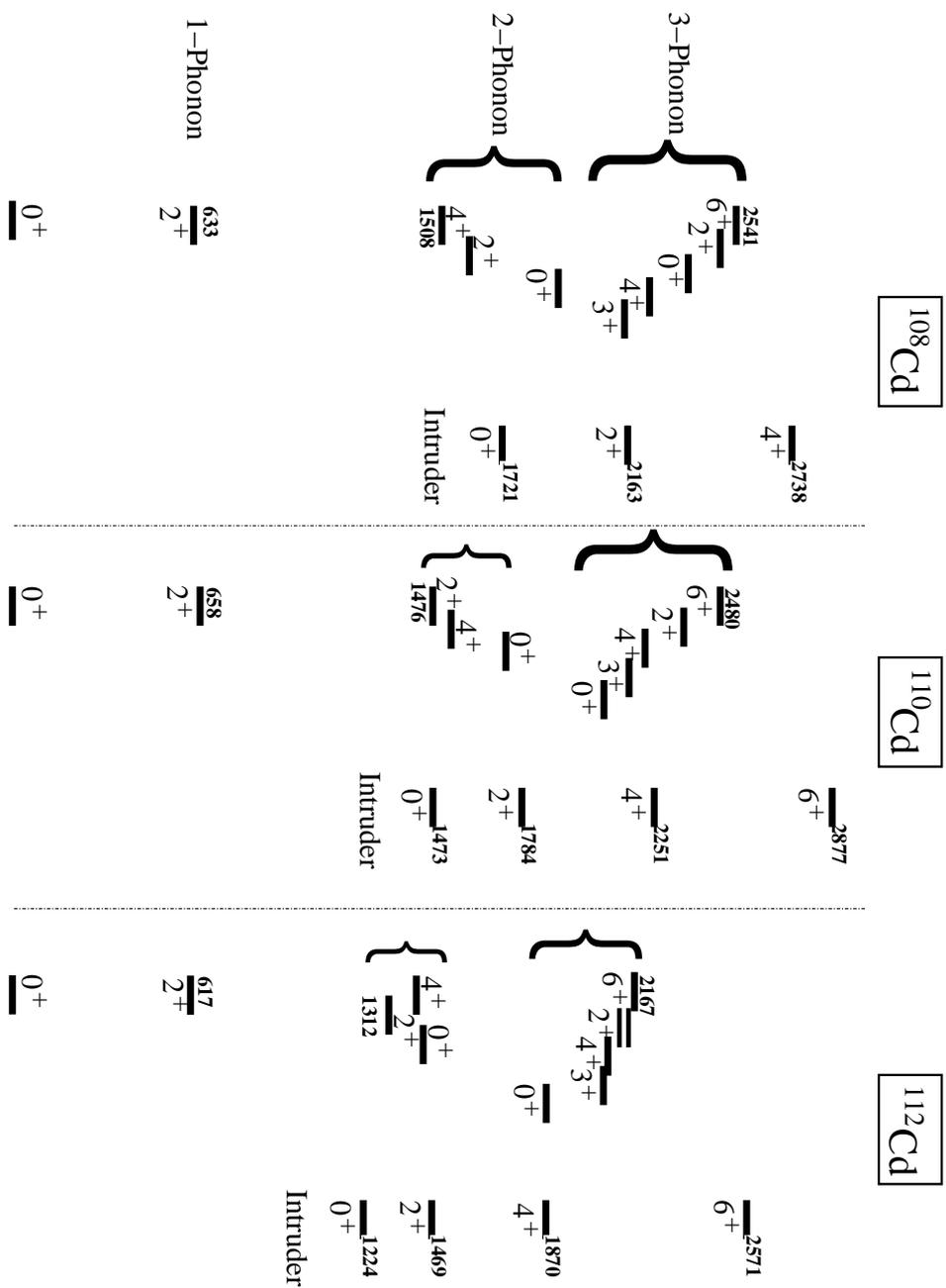


Abbildung 5.13: Vergleich von Phonon- und Intruderstrukturen in $^{108-112}\text{Cd}$

In Abbildung 5.13 sind die Multiphononanregungen und Intruderstrukturen für ^{108}Cd , ^{110}Cd und ^{112}Cd graphisch dargestellt. Man erkennt deutlich, wie die Intruderbande mit wachsender Neutronenzahl, also mit größerer Nähe zur Schalenmitte, energetisch absinkt, während die kollektiven Anregungen im Vergleich weitgehend unverändert in der Energie bleiben. Die Deformation der Intruderbande sinkt mit abnehmender Neutronenzahl, wenn man $R_{4/2}^I = \frac{E(4_1^+) - E(0_1^+)}{E(2_1^+) - E(0_1^+)}$ als Einordnung zwischen dem Verhalten eines sphärischen Vibrators $R_{4/2} = 2.0$, einer γ -weichen Struktur $R_{4/2} = 2.5$ und eines Rotors $R_{4/2} = 3.3$ verwendet. Hat die Intruderbande in ^{112}Cd noch ein $R_{4/2}^I$ von 2.6, so fällt diese Größe auf 2.5 in ^{110}Cd und erreicht für ^{108}Cd schließlich 2.3.

Das Verhalten der Deformation in den Intruderbanden dieser Cd-Isotope kann man leicht verstehen. Hat die Intruderbande eine Protonen 2p–2h Konfiguration (vier Quasi-Protonen), so muß die Proton–Neutron Wechselwirkung für diese Anregungen zusammen mit den zwei Protonen, die Cadmium vom $Z = 50$ Schalenabschluß entfernt ist (insgesamt sechs Quasi-Protonen im Valenzraum), vergleichbar sein mit der Proton–Neutron Wechselwirkung in der Grundzustandsbande im entsprechenden Rutheniumisotop ($Z=50-6$).

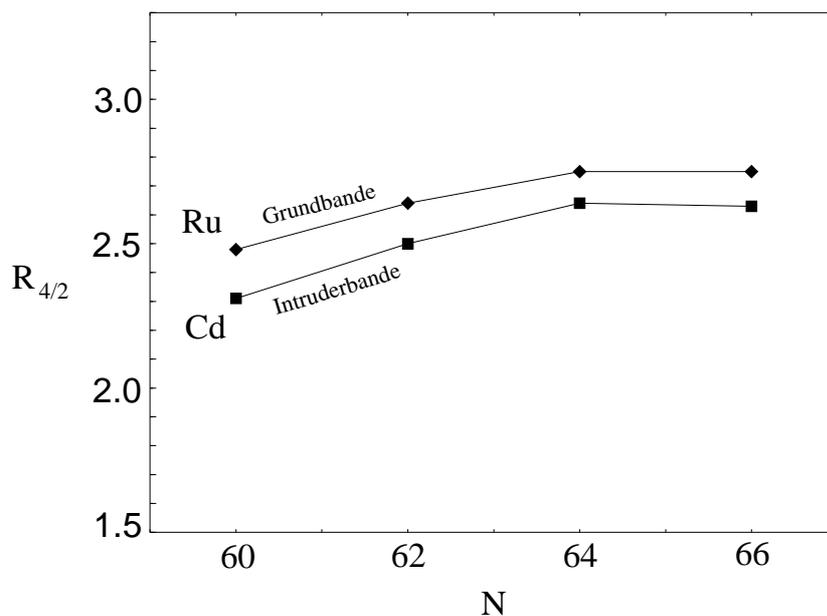


Abbildung 5.14: Vergleich der sechs Quasi-Proton 2p-4h Intruderbanden in den Cd-Isotopen mit den Grundzustandsbanden der zugehörigen Ru-Isotone. Es sei betont, daß Ruthenium mit $Z = 50 - 6$ ebenfalls sechs Quasi-Protonen im Valenzraum besitzt, daher sollte die Proton–Neutron wechselwirkung in beiden Strukturen vergleichbar sein. Verglichen wird bei den entsprechenden Banden jeweils das Energieverhältnis $R_{4/2}$. In Ru und Cd beobachtet man tatsächlich eine beeindruckende Ähnlichkeit im Verlauf der aufgetragenen Größe.

Die Tendenzen der Werte für $R_{4/2}^{gs}$ in der Grundzustandsbande von $^{104-108}\text{Ru}$ ver-

erben sich offenbar auf die Intruderstrukturen in $^{108-112}\text{Cd}$.

5.3.2 Mixed-symmetry Zustände in ^{108}Cd

Der 2_{ms}^+ Zustand

Für die Cadmium Isotope existieren wenig Informationen zu mixed-symmetry Zuständen. In ^{112}Cd wurde die Existenz der isovektoriellen Quadrupolanregung 2_{ms}^+ diskutiert [Gar96]. Zur Erinnerung:

$$|2_{ms}^+\rangle \sim Q_{ms}|0^+\rangle \quad \text{mit} \quad Q_{ms} \sim Q_\pi - \alpha Q_\nu.$$

Die Anregungsstärke scheint dort fragmentiert über zwei 2^+ -Zustände bei 2156 bzw. 2231 keV. In ^{108}Cd scheint eine sehr ähnliche Situation vorzuliegen. Zwei 2^+ Zustände bei 2365 und 2620 keV zeigen den erwarteten starken Zerfall zum 2_1^+ Zustand bei einer verhältnismäßig schwachen Verzweigung in den Grundzustand. Für die stärksten Zerfälle dieser Zustände konnten Dopplershifts in der (α, n) -Messung ausgewertet werden, welches zu oberen Grenzen für die Lebensdauer führt. Mit der Methode der Winkelkorrelation wurde den Zerfällen zum ersten angeregten 2^+ Zustand jeweils ein Multipolmischungsverhältnis zugeordnet (Tabelle 5.8), das den dominanten M1-Charakter der emittierten Strahlung klar beweist. Zusammen mit den gemessenen Verzweigungs- und Multipolmischungsverhältnissen können aus den effektiven Lebensdauern untere Grenzen für die B(M1)-Übergangsstärken zum 2_1^+ Zustand und für die E2-Stärken der Grundzustandszerfälle bestimmt werden.

In Tabelle 5.13 sind die $B(\text{M1}; 2_n^+ \rightarrow 2_1^+)$ und $B(\text{E2}; 2_n^+ \rightarrow 0_1^+)$ Werte für alle 2^+ Zustände mit gemessener effektiver Lebensdauer aufgeführt.

Der 2_3^+ Zustand, der im vorherigen Kapitel als Intruderzustand identifiziert wurde, zerfällt ebenfalls mit einem starken M1-Übergang zum isoskalaren 2_1^+ Zustand. Möglicherweise mischt die 2_{ms}^+ Anregung mit diesem Intruderzustand. Im erweiterten Interacting Boson Model wird die Intruderstruktur als O(6) Spektrum innerhalb der U(5) Anregungen beschrieben. Die Mischung der beiden Konfigurationen führt zu bestimmten Auswahlregeln. Zustände mit gleichem Spin und identischer d-Bosonenseniortät τ können mischen². Sowohl der erste 2^+ Zustand im O(6) Limit, also der Intruder 2_I^+ Zustand, als auch die mixed-symmetry 2^+ Anregung haben d-Bosonenseniortät $\tau = 1$. Eine Mischung von mixed-symmetry und Intruder 2^+ Zustand könnte die beobachtete M1-Stärke für den Zerfall des 2_I^+ Zustandes (2162 keV) erklären.

In ^{112}Cd wurden Zerfälle von den mixed-symmetry Kandidaten zum ersten 2^+ Intruderzustand beobachtet, was ein Hinweis auf meßbare Intruderbeimischungen in den Wellenfunktionen der 2_{ms}^+ Anregungen in diesem Kern ist. Also mischen mixed-symmetry und Intruderkonfiguration offenbar auch in ^{112}Cd . Der Zustand bei 2156 keV

²Da τ die Quantenzahl der O(5) Gruppe ist, und O(5) Untergruppe von O(6) und U(5) ist, bleibt die d-Bosonenseniortät τ bei der Mischung der beiden analytischen Grenzfälle eine gute Quantenzahl.

Tabelle 5.13: Übergangsstärken der $2_{m_s}^+$ Kandidaten in ¹⁰⁸Cd. Da im Rahmen der DSA Auswertung nur obere Grenzen für die Lebensdauern bestimmt werden konnten, stellen die Übergangsstärken nur untere Grenzen dar. In der letzten Zeile ist unter der Annahme der Fragmentation die summierte Zerfallstärke angegeben. Die Energieaufspaltung zwischen dem symmetrischen und dem mixed-symmetry Q-Phononzustand ist im IBM-2 durch die Majoranawechselwirkung gegeben.

¹⁰⁸ Cd		
E [keV]	$B(M1; 2_x^+ \rightarrow 2_1^+)$ [μ_N^2]	$B(E2; 2_x^+ \rightarrow 0_1^+)$ [$e^2\text{fm}^4$]
2162.8	$\geq 0.03(1)$	$\geq 1.9(8)$
2365.8	$\geq 0.022(5)$	$\geq 5_{-1}^{+2}$
2620.0	$\geq 0.05(1)$	$\geq 0.9(3)$
$\Sigma B(\sigma L)$	$\geq 0.10(2) \mu_N^2$	$\geq 8(2) e^2\text{fm}^4$

wird sogar als zweiter Intruder 2^+ Zustand vorgeschlagen [Gar96], der mit dem 4_I^+ Zustand im O(6) Limit ein Zwei-Phononen Dublett bildet.

Die summierte M1- bzw. E2-Stärke für die charakteristischen Zerfälle ist ebenfalls in Tabelle 5.13 angegeben. Eine untere Grenze für die B(M1)-Stärke von $0.1 \mu_N^2$ ist in Übereinstimmung mit den Beobachtungen in ¹¹²Cd. Theoretisch erwartet man im reinen U(5) Grenzfall mit den Bosonenzahlen $N_\pi = 1$ und $N_\nu = 5$ und den natürlichen g -Faktoren $g_\pi = 1 \mu_N$, $g_\nu = 0$ eine Übergangsstärke von $B(M1; 2_{m_s}^+ \rightarrow 2_1^+) = 0.20 \mu_N^2$. Der schwach kollektive E2-Zerfall in den Grundzustand paßt ebenfalls in das Bild der $2_{m_s}^+$ Anregung. Offenbar ist die isovektorielle Quadrupolanregung in der Valenzschale in ¹⁰⁸Cd und ¹¹²Cd fragmentiert, und in beiden Cadmiumisotopen scheinen Intruder und mixed-symmetry 2^+ Zustände zu mischen.

Der $1_{m_s}^+$ Zustand

Die Suche nach der $1_{m_s}^+$ Anregung in Kernen nahe dem U(5) Limit gestaltet sich sehr schwierig. Wie in Abschnitt 2.2.3 beschrieben, ist in der dynamischen U(5) Symmetrie des IBM-2 der Grundzustand das d-Bosonenvakuum, und der T(M1)-Operator kann keinen Übergang zwischen dem $1_{m_s}^+$ Zustand und dem Grundzustand vermitteln. Die Spektroskopie dieses Zustandes in einem Kern, der exakt der dynamischen U(5)

Symmetrie gehorcht, ist in Kernresonanzfluoreszenz daher nicht möglich. Betrachtet man in Abbildung 5.13 die Lage des 0^+ Zustandes des $(Q_s Q_s)^{(J)}$ Triplets, so ist dieser Zustand energetisch schon nahe am Drei-Phononen Multipllett. Im O(6) Limit dagegen gibt es einen angeregten 0^+ Zustand erst im $(Q_s Q_s Q_s)^{(J)}$ Quintuplett und nicht im Zwei-Phononen Multipllett. Desweiteren ist in der Grundzustandsbande $R_{4/2}$ mit 2.4 nicht weit von dem Wert 2.5 entfernt, was die Abweichung von der reinen U(5) Beschreibung in Richtung O(6) erahnen läßt. So bleibt die Möglichkeit, daß die Struktur von ^{108}Cd zwischen der U(5) und der O(6) Beschreibung liegt und demnach ein (möglicherweise schwacher) Zerfall des 1_{ms}^+ Zustandes in den Grundzustand beobachtet werden kann.

In Tabelle 5.14 sind die Übergangsstärken der Dipolanregungen mit gesichert positiver Parität zusammengefaßt. Die Lebensdauern stammen aus der KRF Messung, die im Rahmen dieser Arbeit in Stuttgart am DYNAMITRON Beschleuniger durchgeführt wurde. Die Multipolmischungsverhältnisse konnten in der Winkelkorrelationsanalyse der β -Zerfallsmessung bestimmt werden, ebenso die Verzweigungsverhältnisse aus Tabelle 5.8. Im Falle von unbekanntem Multipolaritäten wird der erwartete Strahlungscharakter für den Zerfall eines 1_{ms}^+ Zustandes angenommen, da diese isovektorielle Anregungsmode im folgenden diskutiert wird. Eine derartige Annahme ist mit einem * markiert.

Betrachtet man das erwartete Zerfallsverhalten des 1_{ms}^+ Zustandes im IBM-2 (Abbildung 2.5), so passen offenbar die 1^+ Zustände bei 3454 bzw. 3828 keV qualitativ in dieses Schema. Beobachtet werden M1-Zerfälle zu den 0^+ Zuständen, zum Zwei-Phononen 2_2^+ Zustand, sowie ein schwach kollektiver E2-Zerfall zum ersten angeregten 2^+ Niveau. Der Zustand bei 3048 keV hingegen zeigt einen starken M1-Zerfall zum 2_1^+ Zustand, während dieser Übergang im Modell M1-verboden ist. Der Zustand bei 3815 keV besitzt nicht den erwarteten starken M1-Übergang zum Zwei-Phononen 2_2^+ Zustand. In Abbildung 5.15 ist das erwartete Zerfallsschema für einen 1_{ms}^+ zwischen den Limits U(5) und O(6) qualitativ angedeutet. Im O(6) Fall zerfällt dieser Zustand in den Grundzustand, während in der dynamischen U(5) Symmetrie ein Übergang zum Zwei-Phononen 0^+ Zustand erwartet wird.

Um diese Zustände quantitativ zwischen den dynamischen Symmetrien einzuordnen, werden nun im folgenden charakteristische B(M1)- und B(E2)-Verhältnisse betrachtet. Physikalische Modelle mit unterliegender dynamischer Symmetrie zeichnen sich durch analytische Lösungen aus. So besitzt das Interacting Boson Model analytische Beschreibungen im U(5) und O(6) Grenzfall. Es gilt mit den Formeln aus [Isa86]:

$$U(5) : \frac{B(M1; 1_{ms}^+ \rightarrow 0_{QQ}^+)}{B(M1; 1_{ms}^+ \rightarrow 2_2^+)} = \frac{4}{7} \approx 0.57 \quad (5.11)$$

$$O(6) : \frac{B(M1; 1_{ms}^+ \rightarrow 0_1^+)}{B(M1; 1_{ms}^+ \rightarrow 2_2^+)} = N_\pi N_\nu \frac{2N(N-1)}{(N+4)(N+5)} \stackrel{^{108}\text{Cd}}{=} 2.7 \quad (5.12)$$

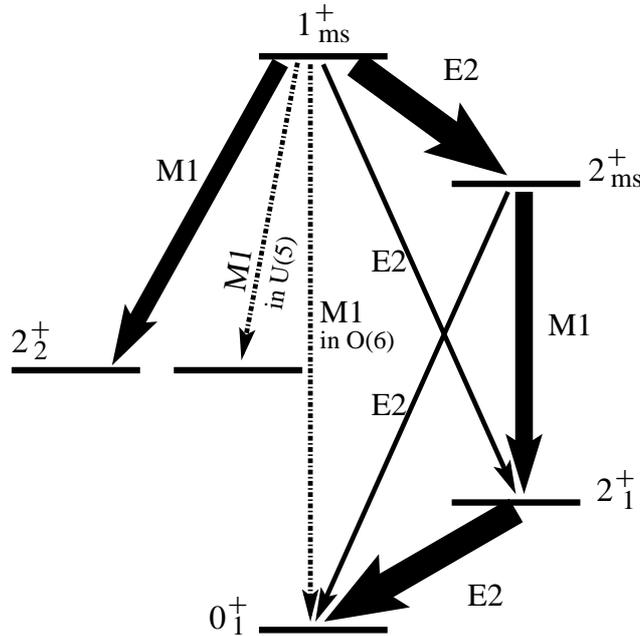


Abbildung 5.15: Zerfallsschema der 1_{ms}^+ Zustandes zwischen dem U(5) und dem O(6) Limit des IBM-2

Für die beiden potentiellen 1_{ms}^+ Kandidaten ergibt sich aus den experimentellen Daten:

$$3545 \text{ bzw. } 3828 \text{ keV} : \frac{B(M1; 1_{ms}^+ \rightarrow 0_{QQ}^+)}{B(M1; 1_{ms}^+ \rightarrow 2_2^+)} = 0.18 \text{ bzw. } 0.45 \quad (5.13)$$

$$3545 \text{ bzw. } 3828 \text{ keV} : \frac{B(M1; 1_{ms}^+ \rightarrow 0_1^+)}{B(M1; 1_{ms}^+ \rightarrow 2_2^+)} = 0.48 \text{ bzw. } 0.3 \quad (5.14)$$

Offenbar paßt das Zerfallsverhalten dieser zwei 1^+ Zustände besser in das Bild einer 1_{ms}^+ Anregung sehr nahe der dynamischen U(5) Symmetrie. Der Referenz [Isa86] folgend, erwartet man im reinen U(5) Limit für den Zerfall $1_{ms}^+ \rightarrow 2_2^+$ mit $N_\nu = 5$, $N_\pi = 1$ und den natürlichen g -Faktoren $g_\pi = 1\mu_N$ und $g_\nu = 0$:

$$B(M1; 1_{ms}^+ \rightarrow 2_2^+) = \frac{3}{4\pi} (g_\pi - g_\nu)^2 \frac{7N_\pi N_\nu}{N(N-1)} = 0.28 \mu_N^2 \quad (5.15)$$

Aufsummiert ergibt die experimentelle Zerfallsstärke der Zustände bei 3454 und 3828 keV gerade 32% der erwarteten Übergangsstärke aus (5.15). Eine mögliche Erklärung ist wieder Fragmentation. Die fehlende M1-Stärke könnte über weitere magnetische Dipolanregungen in diesem Energiebereich fragmentiert sein. Die Kenntnis aller Paritäten der Dipolzustände im Energiebereich von 3 bis 4 MeV ist allerdings zwingend notwendig zur Bestimmung weiterer Fragmente. In Abbildung 5.16 sind alle in KRF beobachteten Dipolanregungen mit ihren Zerfallsstärken in den Grundzustand angegeben.

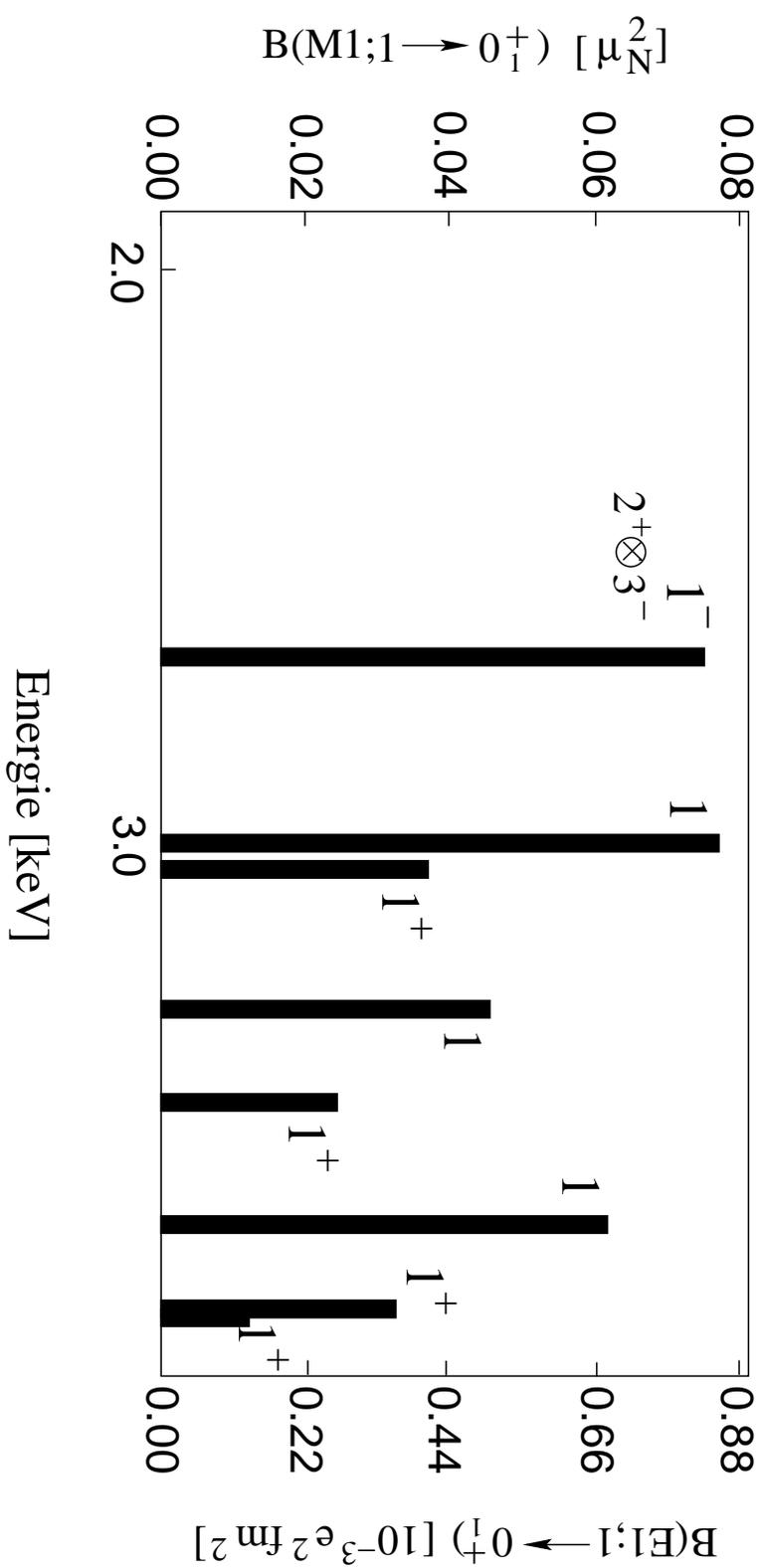


Abbildung 5.16: Alle Dipolanregungen aus ^{108}Cd beobachtet in KRF. $B(M1)$ - und $B(E1)$ -Stärken können in Abhängigkeit von der Parität des Zustandes abgelesen werden.

Tabelle 5.14: Zerfallsverhalten der Dipolzustände mit gesichert positiver Parität. Um das Zerfallsverhalten des 1_{ms}^+ Zustandes zu vergleichen, wurde für die Übergänge zu den möglichen mixed-symmetry 2^+ Fragmenten reiner E2-Charakter angenommen (mit * markiert). Ein Multipolmischungsverhältnis δ konnte für diese Zerfälle nicht bestimmt werden.

^{108}Cd							
E_i [keV]	τ [fs]	J^π [\hbar]	E_γ [keV]	δ	J_f^π [\hbar]	B(M1) μ_N^2	B(E2) $e^2\text{fm}^4$
3048.5	30(2)	1^+	1446.6	0.169(34)	2_2^+	0.06(1)	13(2)
			2415.6	0.319(15)	2_1^+	0.042(4)	11(1)
			3048.5	M1	0_1^+	0.037(4)	-
3454.1	33(3)	1^+	1079.5	M1	0_4^+	0.06(4)	-
			1291.3	E2*	2_3^+	-	282(48)
			1540.7	M1	0_3^+	0.009(2)	-
			1733.6	M1	0_2^+	0.008(2)	-
			1852.3	0.005(20)	2_2^+	0.05(1)	0.005(2)
			2821.1	≥ 11.7	2_1^+	-	7(2)
			3454.1	M1	0_1^+	0.024(4)	-
3814.6	21(2)	1^+	1194.6	E2*	2_6^+	-	75(7)
			1651.7	E2*	2_3^+	-	34(3)
			1901.1	M1	0_3^+	0.012(1)	-
			2093.9	M1	0_2^+	0.0055(5)	-
			3181.8	0.107(17)	2_1^+	0.022(2)	0.36(3)
			3814.6	M1	0_1^+	0.033(3)	-
3827.9	37_{-7}^{+9}	1^+	1207.8	E2*	2_6^+	-	39(21)
			1453.2	M1	0_4^+	0.011(4)	-
			1461.9	E2*	2_4^+	-	60(20)
			1665.1	E2*	2_3^+	-	31(11)
			1914.5	M1	0_3^+	0.018(5)	-
			2107.3	M1	0_2^+	0.0011(4)	-
			2226.2	-0.060(17)	2_2^+	0.04(1)	0.5(1)
			3194.9	E2*	2_1^+	-	2.1(8)
			3827.9	M1	0_1^+	0.012(3)	-

5.3.3 Das Quadrupol–Oktupol gekoppelte $(2_1^+ \otimes 3^-)$ Multiplett

Multiphononanregungen in sphärischen Kernen werden seit Jahrzehnten in der Kernstrukturphysik untersucht. Die meisten Informationen dazu existieren zu den isoskalaren Q–Phononenanregungen, die in Abschnitt 2.2.1 näher erläutert sind. Dies sind tief liegende E2–Anregungen, die beispielsweise in Coulombanregung einfach untersucht werden können. Zustände, die aus der Kopplung von Quadrupol– und Oktupolphonon resultieren, sind experimentell schwieriger zugänglich, so z.B. Zustände aus dem $(3^- \otimes 2_1^+)^{(J)}$ Quintuplett negativer Parität. Meist ist nur die 1^- Anregung aus diesem Multiplett bekannt. Durch den verhältnismäßig starken E1–Zerfall in den Grundzustand kann dieses Niveau in Kernresonanzfluoreszenz untersucht werden. Umfangreiche Daten für den Quadrupol–Oktupol gekoppelten 1^- Zustand in Kernen nahe abgeschlossenen Schalen sind in [And01] zusammengefaßt.

Nur in ^{142}Ce [Van95], ^{144}Sm [Gat90] und ^{112}Cd [Gar99] wurden Kandidaten für das komplette $(3^- \otimes 2_1^+)^{(J)}$ Multiplett vorgeschlagen, unterstützt durch die Messung absoluter E1– und E2–Übergangsstärken. Im Rahmen dieser Arbeit kann für ^{108}Cd das vollständige Multiplett auf der Basis von Energien und Verzweigungsverhältnissen vorgeschlagen werden. In ^{108}Cd liegt der erste 2^+ Zustand bei 633 keV und die erste 3^- Anregung bei 2202 keV. Im harmonischen Kopplungsschema für Phononanregungen erwartet man das $(3^- \otimes 2_1^+)^{(J)}$ Multiplett bei der Summenenergie $E(2_1^+) + E(3^-) = 2935$ keV. Im folgenden sollen die Kandidaten für das Quintuplett kurz diskutiert werden:

2555.1 keV

Bei 2555.1 keV ist ein Zustand, dem in der Literatur Spin $J = 3, (2^+)$ zugewiesen wird [Fir98, Bla97]. Durch die Winkelkorrelationsanalyse der (α, n) –Messung kann Spin $2\hbar$ eindeutig ausgeschlossen werden (Anhang B). Die Multipolmischungsverhältnisse, die für die Zerfälle zum ersten und zweiten 2^+ bestimmt werden konnten, sind innerhalb der Fehlergrenzen mit null und daher mit der Annahme negativer Parität verträglich. Desweiteren wird dieser Zustand im β –Zerfall nur sehr schwach bevölkert, was negative Parität für dieses Niveau nahelegt, so daß für diesen Zustand Spin und Parität $3^{(-)}$ angenommen wird. Insgesamt konnten vier neue Zerfälle dieses Niveaus erstmals spektroskopiert werden.

2678.0 keV

Dieser Zustand war als elektrische Dipolanregung 1^- bekannt [Fir98, Bla97]. In der KRF–Messung konnte die Lebensdauer dieses Niveaus zu 39.3(14) fs bestimmt werden. Außer dem Grundzustandszerfall konnte in keinem der durchgeführten Experimente ein weiterer Übergang beobachtet werden.

2707.0 keV

Dieser Zustand ist als zweiter 5^- Zustand aus der Literatur bekannt [Fir98, Bla97]. Es konnten in der (α, n) –Messung drei neue Übergänge dieses Niveaus etabliert werden.

Der erste 5^- Zustand liegt bei 2602 keV und zeigt ein sehr ähnliches Zerfallsverhalten. Ein verbindender Übergang konnte ebenfalls beobachtet werden.

2810.2 keV

Dieses Niveau hat in der Literatur Spin- und Paritätszuweisung $3^+, 4^-$ [Fir98, Bla97]. In der Winkelkorrelationsanalyse wird die Spinannahme $4\hbar$ stark favorisiert (Anhang B). Das Multipolmischungsverhältnis $\delta = 0.04(3)$ ist verträglich mit der Annahme negativer Parität.

2820.2 keV

Der Zustand bei 2820 keV ist in [Fir98] als 2^- Anregung deklariert. Das Multipolmischungsverhältnis des paritätswechselnden Überganges zum 2_1^+ Zustand, das im Rahmen dieser Arbeit bestimmt werden konnte, ist mit $\delta = 0.24(6)$ für den erwarteten reinen E1-Zerfall ungewöhnlich hoch. Der resultierende E1-Anteil beträgt 95%. Eine 5%ige M2-Beimischung erscheint hoch, kann aber nicht ausgeschlossen werden. Die Paritätszuweisung wird deshalb im folgenden als geklammert gewertet: $2^{(-)}$.

In Abbildung 5.17 ist das Quadrupol–Oktupol gekoppelte Multiplett negativer Parität aus ^{108}Cd verglichen mit ^{112}Cd [Gar99]. Bezüglich der Energie zeigt nur der 5^- Zustand eine Abweichung. In ^{112}Cd wurde die erste 5^- Anregung dem Multiplett zugeordnet, während für ^{108}Cd der 5_2^- Zustand analog zum Fall ^{144}Sm [Gat90] für das Quintuplett vorgeschlagen wird. Energetisch paßt auch in ^{112}Cd der zweite 5^- Zustand besser ins Bild [Dri97], auf der Basis der absoluten Übergangsstärken wurde aber der 5_1^- Zustand dem Multiplett zugeordnet. Informationen über absolute Übergangsstärken fehlen allerdings in ^{108}Cd . Ebenfalls die Verzweigungsverhältnisse werden in der diskutierten Abbildung verglichen. Die Verzweigungsverhältnisse zeigen eine bemerkenswerte Ähnlichkeit. Nur das Zerfallsverhalten der 2^- Kandidaten zum ersten und zweiten angeregten 2^+ Zustand scheint im Widerspruch.

In der Veröffentlichung [Gar99] werden die Ergebnisse mit vielparametrischen sdf-IBM und spdf-IBM Modellrechnungen verglichen. Es konnte eine akzeptable Beschreibung der Daten erreicht werden, aber Diskrepanzen blieben. Für ^{108}Cd muß aufgrund der fehlenden Übergangsstärken auf derartig ausgedehnte Rechnungen verzichtet werden.

Man kann die Energieaufspaltung des $(3^- \otimes 2_1^+)^{(J)}$ Quintupletts in ^{108}Cd mit einem sehr einfachen Hamiltonian im sdf-IBM verdeutlichen. Im naiven Kopplungsbild ohne Anharmonizitäten ist der Hamiltonoperator im Vibrationslimit gegeben als

$$H_0 = \epsilon_d \hat{n}_d + \epsilon_f \hat{n}_f, \quad (5.16)$$

wobei \hat{n}_x die Teilchenzahloperatoren der entsprechenden Bosonensorte sind. Für den Erwartungswert $\langle H_0 \rangle_{(3^- \otimes 2_1^+)^{(J)}}$ ergibt sich dann:

$$\langle (3^- \otimes 2_1^+)^{(J^-)} | H_0 | (3^- \otimes 2_1^+)^{(J^-)} \rangle = E(2_1^+) + E(3^-) \quad J = 1, 2, 3, 4, 5. \quad (5.17)$$

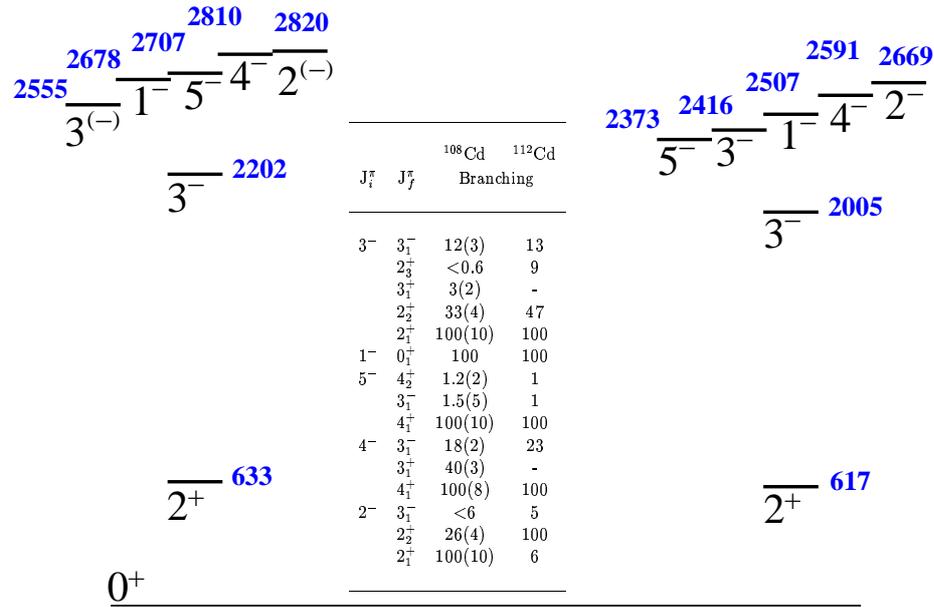


Abbildung 5.17: Vergleich der Quadrupol–Oktupol gekoppelten Multipletts in ¹⁰⁸Cd und ¹¹²Cd [Gar99]. In ¹¹²Cd ist der erste 5⁻ Zustand dem Multiplett zugeordnet, in ¹⁰⁸Cd wird analog zu ¹⁴⁴Sm [Gat90] der erste 5⁻ vorgeschlagen. Dieser paßt energetisch besser ins Bild, wie später noch gezeigt wird. Das Zerfallsverhalten der Zustände dieses Multipletts ähnelt sich sehr.

D.h. es liegt offenbar vollständige Entartung vor. Für die Untersuchung in dieser Arbeit wird die Entartung mit einer einfachen Quadrupol–Quadrupol Wechselwirkung aufgehoben. Der Hamiltonian wird in Anlehnung an Gl. (2.14) wie folgt geschrieben:

$$H = \epsilon_d \hat{n}_d + \epsilon_f \hat{n}_f - \kappa Q^{sd} Q^f. \quad (5.18)$$

Q_{sd} und Q_f sind die Quadrupoloperatoren aus Abschnitt 2.1.1, Gl. (2.9) und Abschnitt 2.1.2, Gl. (2.15), wobei nicht zwischen Proton– und Neutronfreiheitsgrad unterschieden wird. Die Energien der Quadrupol–Oktupol gekoppelten Zustände lassen sich dann in Abhängigkeit des Spins J analytisch schreiben als [Boh75]:

$$E(J) = E(2_1^+) + E(3_1^-) - \kappa \cdot (-1)^{J+1} \begin{Bmatrix} 2 & 2 & 2 \\ 3 & J & 3 \end{Bmatrix} Q(2_1^+) Q(3_1^-). \quad (5.19)$$

$Q(2_1^+)$ und $Q(3_1^-)$ sind die Quadrupolmomente der Ein–Phonon Zustände und können zusammen mit der Wechselwirkungsstärke κ zu einem Parameter $\tilde{\kappa} = \kappa Q(2_1^+) Q(3_1^-)$ zusammengefaßt werden. Man erhält in aufsteigender energetischer Reihenfolge die Anregungen mit $J = 1^-, 5^-, 2^-, 3^-, 4^-$. Daß die Annahme einer reinen Quadrupol–Quadrupol Wechselwirkung zu einem akzeptablen Resultat führt, ist in Abbildung 5.18 gezeigt. Der einzige Parameter dieses Modells $\tilde{\kappa}$ wurde an die Energie des 1⁻ Zustandes angefitet. Man sieht, daß im Experiment der 3⁽⁻⁾ Zustand tiefer liegt als in

5.3.4 Systematik des 1^- Zustandes in $^{108-116}\text{Cd}$

Das 1^- Mitglied des Quadrupol–Oktupol gekoppelten ($2_1^+ \otimes 3_1^-$) Quintupletts wird in geraden Cadmium Isotopen seit Jahren systematisch mit der Methode der Kernresonanzfluoreszenz untersucht [Gei94, Leh99, Koh01]. Es sei betont, daß dieser interessante Zustand mit 10^{-3} nur einen winzigen Bruchteil der E1–Stärke der ungebundenen Dipol–Riesenresonanz (Giant Dipole Resonance, GDR) trägt [But96], aber dennoch stärkste E1–Anregung unter den gebundenen Zuständen ist.

Im Zuge der systematischen Untersuchungen wurden Experimente zu $^{110-116}\text{Cd}$ am Stuttgarter DYNAMITRON Beschleuniger durchgeführt. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit konnte diese Systematik um den Quadrupol–Oktupol gekoppelten 1^- Zustand aus ^{108}Cd erweitert werden.

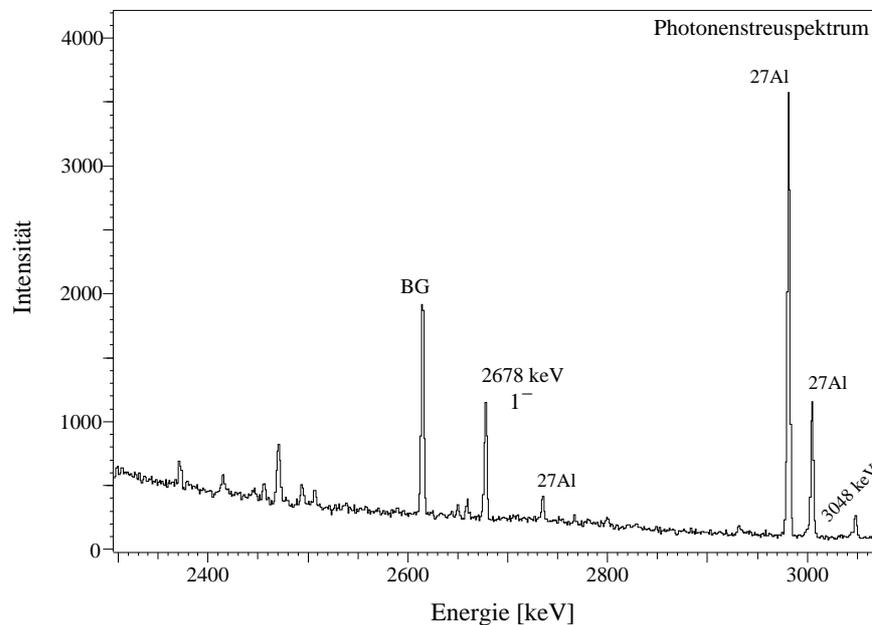


Abbildung 5.19: Ausschnitt aus dem Photonstreuungsspektrum an ^{108}Cd ($E_0 = 4 \text{ MeV}$). Der Peak des Grundzustandszerfalls des Quadrupol–Oktupol gekoppelten 1^- Zustandes bei 2678 keV ist markiert. Die übrigen Linien stammen aus dem Raumuntergrund (mit BG markiert) oder aus dem Eichstandard ^{27}Al . Man sieht deutlich den ansteigenden, nicht-resonanten Untergrund hin zu kleinen Energien.

In Abbildung 5.19 ist ein Ausschnitt aus dem Photonstreuungsspektrum an ^{108}Cd gezeigt. Dieses (γ, γ') –Experiment erwies sich als kompliziert, da ^{108}Cd mit einem natürlichen Vorkommen von 0.89% das seltenste stabile Cd–Isotop ist. Die benötigte Menge von ca. 1 g konnte in 68%iger Anreicherung von einem Forschungsinstitut in Obninsk, Rußland, geliehen werden. Für die Auswertung dieser KRF–Messung war es von großem Vorteil, daß alle benachbarten Cd–Isotope mit hohem natürlichem Vorkommen schon in (γ, γ') gemessen waren und daher Kontaminationen im Spektrum erkannt werden konnten. Desweiteren waren viele Dipolanregungen aus ^{108}Cd schon

aus der vorangegangenen β -Zerfallsmessung bekannt. Die Kombination der verschiedenen Experimente hat die Auswertung dieser Photonenstreuung erst ermöglicht.

In Abbildung 5.20 ist die Systematik der Energie und E1-Zerfallsstärke für die Quadrupol-Oktupol gekoppelte 1^- Anregung in $^{108-116}\text{Cd}$ dargestellt. Die Ergebnisse aus dieser Arbeit fügen sich nahtlos in die erwähnte Systematik ein. Die Anharmonizität nimmt mit sinkender Neutronenzahl zu, während die Zerfallsstärke zu den leichteren Cd-Isotopen anzusteigen scheint. Für die kommende Strahlzeitperiode ist in Stuttgart die Photonenstreuung an ^{106}Cd geplant, und die Ergebnisse dieser Messung können Aufschluß geben, ob die ansteigende Übergangsstärke hin zum neutronenarmen Ende der Isotopenkette eine echte Tendenz ist.

In Abschnitt 2.2.5 wurde das erwartete Zerfallsverhalten für den 1^- Zustand vorgestellt. Im Experiment beobachtet man hauptsächlich den dominanten Grundzustandszerfall und nur in sehr viel geringeren Maße Übergänge zu angeregten Zuständen. Selbst mit der Kombination der verschiedenen experimentellen Methoden β -Zerfall, (α, n) und (γ, γ') konnte in ^{108}Cd kein weiterer Zerfall beobachtet werden. Der erwartete E3-Zerfall zum ersten angeregten 2^+ Zustand ist aufgrund seiner Multipolarität stark unterdrückt und daher kaum nachweisbar und für den E2-Übergang zur Oktupolanregung 3^- erwartet man ein sehr kleines Verzweigungsverhältnis, das unterhalb des Sensitivitätslimits des jeweiligen Experimentes liegen kann. In einer $(p, p'\gamma)$ -Messung an ^{144}Sm [Wil96] konnte der Zwei-Phonon Charakter dieser Struktur klar bewiesen werden, eben durch die Spektroskopie dieser beiden Zerfälle, die so natürlich im Phononenbild durch die Vernichtung eines Oktupol- bzw. Quadrupolphonons beschrieben werden (Abbildung 2.7).

Es bleibt die Diskussion des Grundzustandszerfalls dieser Anregung, der auch als eine Signatur der Quadrupol-Oktupol Kopplung aufgefaßt werden kann, wenn man den T(E1)-Operator (2.17) mit den Termen höherer Ordnung aus (2.19) formuliert. Ohne Unterscheidung des Proton-Neutron Freiheitsgrades nimmt der T(E1)-Operator dann die folgende Gestalt an [Pie99b]:

$$T(E1) = e_1(d^\dagger \tilde{f} + f^\dagger \tilde{d} + d^\dagger f^\dagger + \tilde{d} \tilde{f})^{(1)}, \quad (5.20)$$

wobei die beiden letzten Kombinationen Zwei-Körper Terme sind. Diese Terme sind offensichtlich nötig, um $|1^- \rangle \sim d^\dagger f^\dagger |0 \rangle$ mit dem Grundzustand zu verbinden.

$$T(E1)|1^- \rangle \sim \tilde{f} \tilde{d} d^\dagger f^\dagger |0 \rangle \sim |0 \rangle.$$

Unter diesem Aspekt ist der Grundzustandszerfall eine Eigenschaft der gekoppelten Phononstruktur. Die *two body* Natur des T(E1)-Operators wurde schon Ende der 80er Jahre vorgeschlagen [Bar88].

Es sei bemerkt, daß dieser Ansatz nicht die einzige Erklärung für den E1-Zerfall des Quadrupol-Oktupol gekoppelten 1^- Zustandes in den Grundzustand ist. Dieses Thema wird in der aktuellen Forschung kontrovers diskutiert. Im Quasi-Particle Phonon Model zum Beispiel wird ein Beimischung der Dipol-Riesenresonanz als Ursache des verhältnismäßig starken Zerfalls in den Grundzustand angenommen [Pon98],

während einige aktuelle Meanfield-Rechnungen, siehe z.B. [Hee99], einen starken Einfluß der Riesenresonanz auf die Anregungsstärke des 1^- Zustandes ausschließen. Damit ist das Zerfallsverhalten von tiefliegenden E1-Anregungen eines der kompliziertesten Probleme der Kernphysik [Hag93].

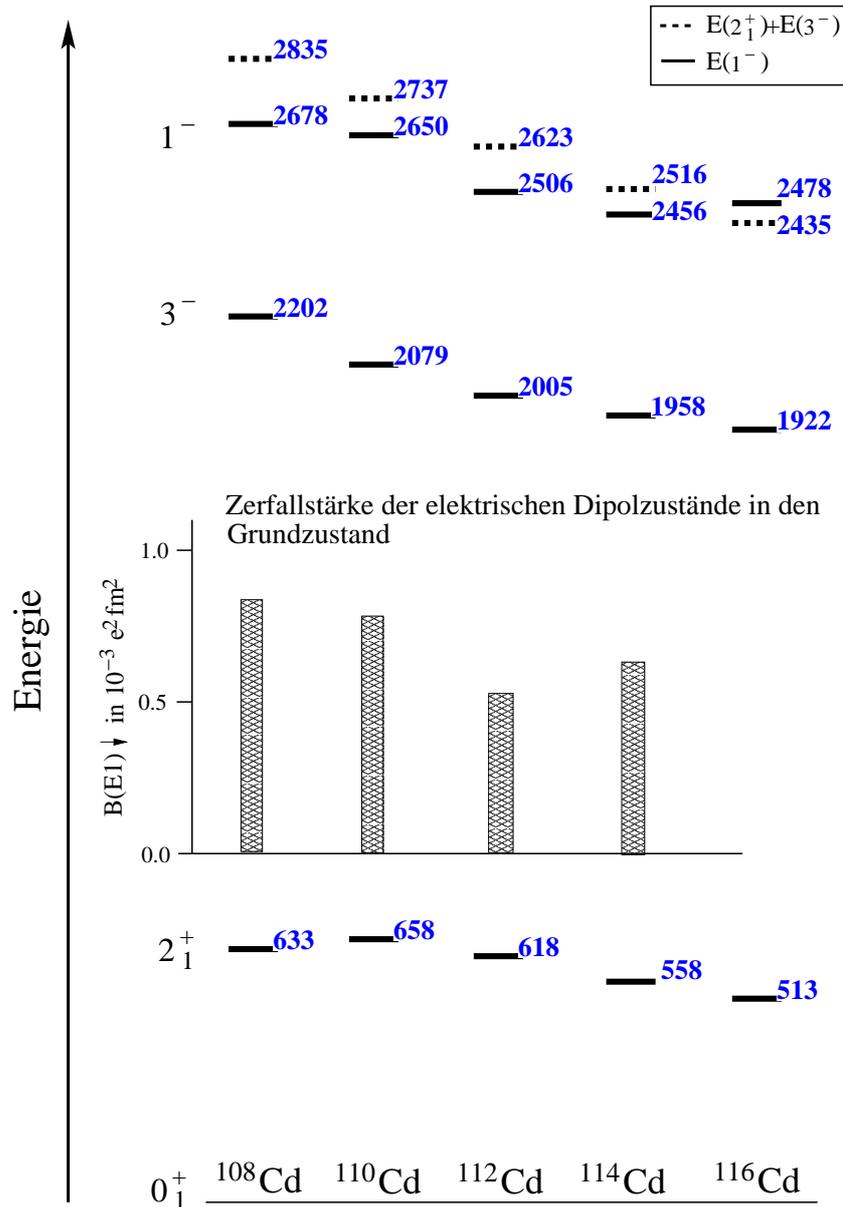


Abbildung 5.20: Energiesystematik der 1^- Anregung in ^{108}Cd . Die Übergangsstärke in ^{108}Cd von $0.83(3) \cdot 10^{-3} e^2 \text{fm}^2$ stammt aus den Experimenten zu dieser Arbeit. Die übrigen Werte sind [And01] entnommen.

5.3.5 Abschließende Bemerkungen zu den Messungen an ^{108}Cd

Die Untersuchung von ^{108}Cd mit einer Kombination von verschiedenen, sich ergänzenden experimentellen Methoden, hat das Wissen über ^{108}Cd , das seltenste stabile Cd-Isotop, vervielfacht. Von den 195 spektroskopierten Zuständen unterhalb von 4.9 MeV wurden mehr als 120 Zustände erstmals im Rahmen dieser Arbeit beobachtet. Mit der selektiven Bevölkung angeregter Zustände im β -Zerfall konnten vor allem Dipolanregungen positiver Parität über einen weiten Energiebereich (Abbildung 5.21) unter dem Aspekt des Zerfallsverhaltens (Verzweigungs- und Multipolmischungsverhältnisse) untersucht werden, während die im Sinne von Abschnitt 3.1.1 *vollständige* (α, n)-Messung das Wissen über Zustände mittleren Spins unabhängig von ihrer Parität bereichert hat (Quadrupol-Oktupol gekoppeltes Multiplett) und die DSA Methode obere Grenzen für die Niveaulbensdauern einiger sehr interessanter Zustände (Intruder und 2^+_{ms} Anregungen) lieferte. Die anschließende Untersuchung von ^{108}Cd in Kernresonanzfluoreszenz ermöglichte erst zusammen mit den Verzweigungsverhältnissen aus den vorherigen Experimenten die Bestimmung modellunabhängiger Lebensdauern für Zustände mit Spin 1 (Erweiterung der Systematik des Quadrupol-Oktupol gekoppelten 1^- Zustandes).

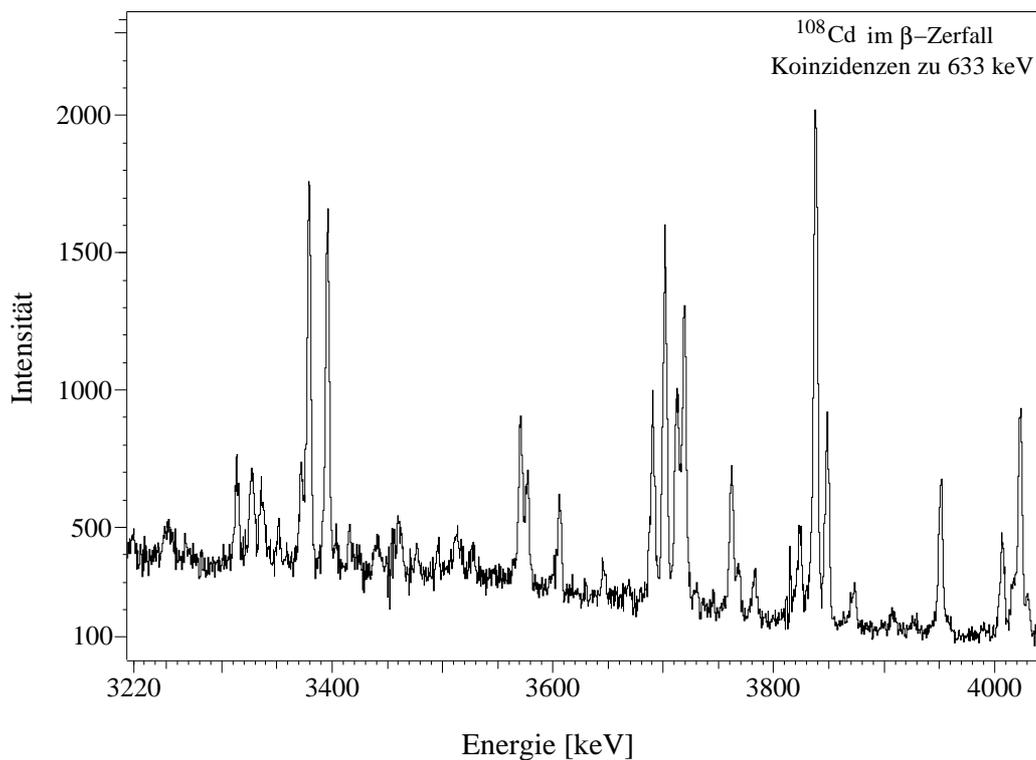


Abbildung 5.21: Ausschnitt aus einem Koinzidenzspektrum von der β -Zerfallsmessung an ^{108}Cd . Man sieht im Gate auf den ersten 2^+ Zustand noch deutliche Peakstrukturen über 4 MeV hinaus.

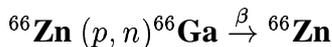
Insbesondere ziehen die Resultate dieser Arbeit für ^{108}Cd weitere experimentelle und theoretische Untersuchungen nach sich. Geplant sind Lebensdauermessungen mit dem Kölner Plunger System, deren Ziel die Lebensdauerbestimmung für Zustände der Yrast-, Quasi-Gamma- und Intruderbande sind. Ausgedehnte Modellrechnungen im IBM-2 mit Intrudererweiterung können dann durchgeführt werden, wenn durch die Kenntnis absoluter Übergangsstärken zwischen der Intruder- und der Yrastbande die Mischung zwischen diesen Konfigurationen experimentell bestimmt ist. Die erfolgreiche (γ, γ') -Messung an ^{108}Cd bei nur moderater Targetanreicherung motivierte die Stuttgarter Photonenstreuerguppe um Professor U. Kneissl auch das ebenfalls seltene ^{106}Cd für die Strahlzeitperiode Winter 2001/2002 für eine Kernresonanzfluoreszenz-messung am Stuttgarter DYNAMITRON Beschleuniger einzuplanen.

Wissenschaftliche Untersuchungen sollen immer auch Inspiration zu weiterer Forschung und gruppen- oder institutsübergreifender Zusammenarbeit darstellen. Mindestens im Falle von ^{108}Cd ist das im Rahmen dieser Arbeit gelungen.

Anhang A

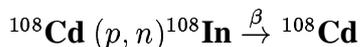
Technische Details der Experimente

Im folgenden werden alle technischen Details der im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Experimente aufgeführt.



Bei β -Zerfallsmessungen können dicke Targets bei hohen Strahlströmen benutzt werden. Die Energie des Protonenstrahls wurde mit dem Programm CASCADE [Pue77] so berechnet, daß der Wirkungsquerschnitt für den gewünschten (p, n) Reaktionskanal maximal war. Hochangereichertes Targetmaterial war vorhanden. In Köln werden β -Zerfallsexperimente im gepulsten Strahlbetrieb durchgeführt, um *offbeam* die γ -Zerfälle bei sehr geringem Untergrund spektroskopieren zu können.

- OSIRIS Spektrometer mit 10 HPGe Detektoren bestückt, 6 davon mit Anti-Compton Shield
- Strahlenergie: $E = 10$ MeV
- mittlerer Strahlstrom auf dem Target während der Aktivierungsphase: 2–3 nA
- Sekundenpulsung (Meßphase = Aktivierungsphase = 1 Sekunde)
- Target: freitragend, 5.6 mg/cm² metallisches ⁶⁶Zn hochangereichert (> 99%)
- Statistik: Mehr als 250 Mio Koinzidenzereignisse in der Gesamtmatrix



Die allgemeinen Bemerkungen des obigen Experimentes gelten auch hier.

- OSIRIS Spektrometer mit 9 HPGe Detektoren bestückt, 6 davon mit Anti-Compton Shield
- Strahlenergie: $E = 13.5$ MeV
- mittlerer Strahlstrom auf dem Target während der Aktivierungsphase: 1–2 nA

- anfangs Sekundenpulsung, aufgrund technischer Probleme auf 10 s Intervalle umgeschaltet
- Target: freitragend, 6.3 mg/cm² metallisches ¹⁰⁸Cd, 84% Anreicherung
- Statistik: Mehr als 640 Mio Koinzidenzereignisse in der Gesamtmatrix

¹⁰⁵Pd (α, n)¹⁰⁸Cd

Für eine Fusionsverdampfungsreaktion wird die Strahlenergie nicht notwendigerweise aus dem Maximum des Wirkungsquerschnittes bestimmt. Man macht einen Kompromiß zwischen Drehimpulsübertrag und Wirkungsquerschnitt. Im vorliegenden Experiment zur Untersuchung von Niedrigspinanregungen wurde die Strahlenergie so gewählt, daß der Drehimpulstransfer laut CASCADE Rechnung $\leq 2.5\hbar$ beträgt. Bei *in-beam* Experimenten mit Lebensdauerbestimmung via DSAM ist der Aufbau des Targets wichtig (Kapitel 4.3), Targetdicke und *backing* müssen so abgestimmt sein, daß die Rückstoßkerne im *backing* gestoppt werden.

- OSIRIS Spektrometer mit 8 HPGe Detektoren bestückt, 6 davon mit Anti-Compton Shield
- Strahlenergie: $E = 13.75$ MeV
- Strom auf dem Target im Mittel 55 nA
- Target: 1 mg/cm² metallisches ¹⁰⁵Pd (Anreicherung >98%) auf 0.5 mg/cm² Goldfolie als *backing* Material
- Statistik: Mehr als 1 Mrd Koinzidenzereignisse in der Gesamtmatrix

(γ, γ') Messungen in Stuttgart

Die KRF Messungen wurden am Photonenstreumeßplatz des Stuttgarter DYNAMITRON Beschleunigers durchgeführt. Am ¹⁰⁸Cd wurde eine Messung bei hoher und niedriger Endpunktsenergie durchgeführt.

¹⁴²Ce

- Endpunktsenergie 4.1 MeV
- Target 1.08 g CeO₂ mit einer Anreicherungen von 91.5%
- ca. 100 Stunden Meßzeit

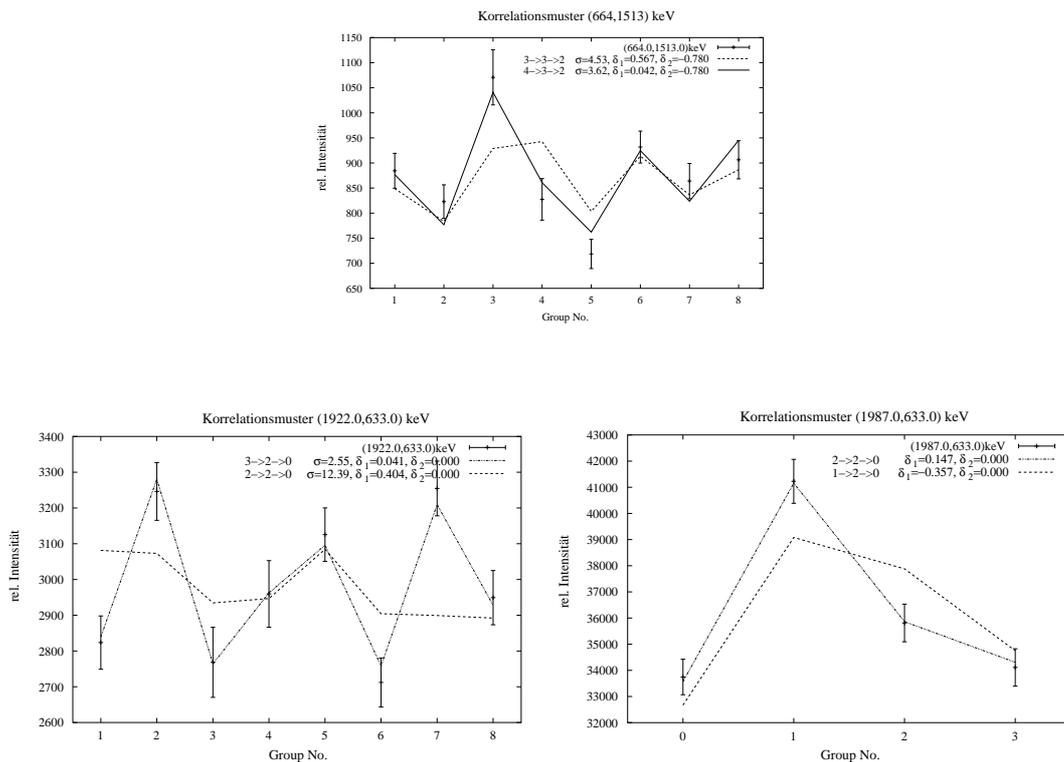
¹⁰⁸Cd

- Endpunktsenergie 4.1 MeV/3.1 MeV
- Target 1.006 g metallisches Cd mit Anreicherungen von 63.9%
- ca. 100 h/60 h Meßzeit

Anhang B

Spinbestimmung in ^{108}Cd

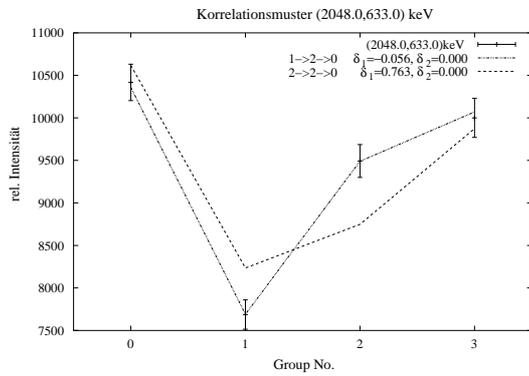
Korrelationsmuster der Winkelkorrelationsauswertungen, die zu einer Spinbestimmung oder zu Reduktion der möglichen Spinwerte führten. Waren aus der Literatur [Fir98, Bla97] mehrere mögliche Spins angegeben, so wurden diese Hypothesen getestet. Im Falle von unbekanntem Spin wurden die im Rahmen des Zerfallsverhaltens erlaubten Spins getestet. So z.B. folgt aus der unteren Korrelation Spin $I = 4$ für das Niveau bei 2810 keV.



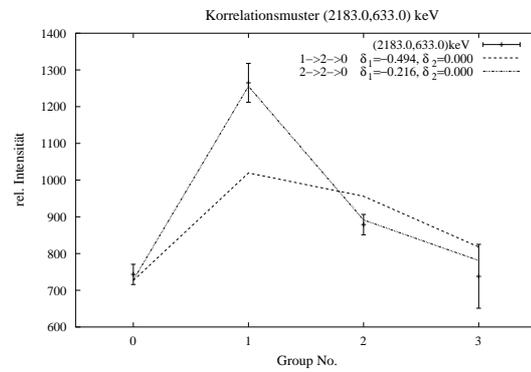
(a) 2555 keV: Spin 3

(b) 2620 keV: Spin 2

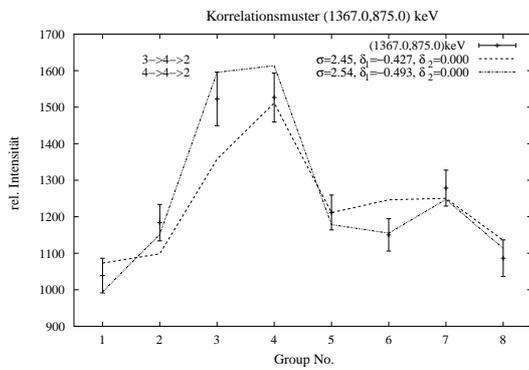
Abbildung B.1: Korrelationsmuster



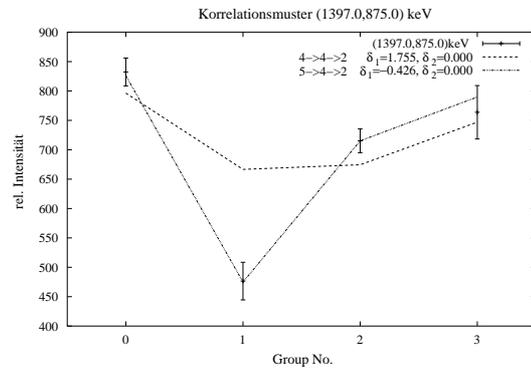
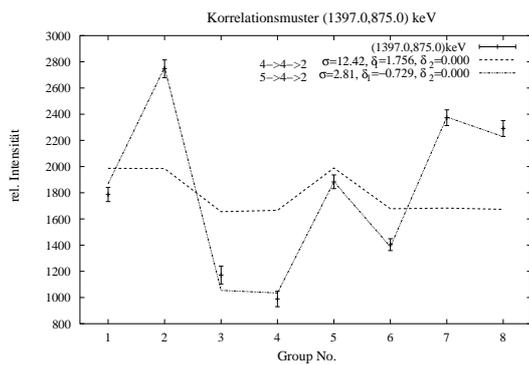
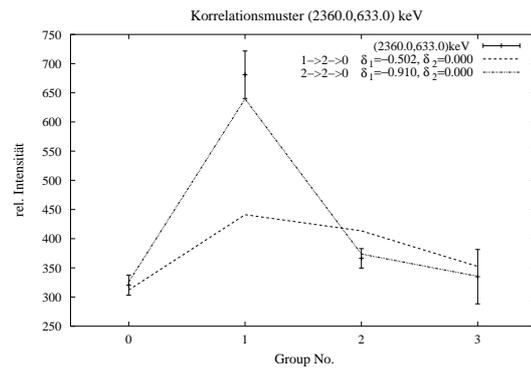
(a) 2683 keV: Spin 1



(b) 2816 keV: Spin 2

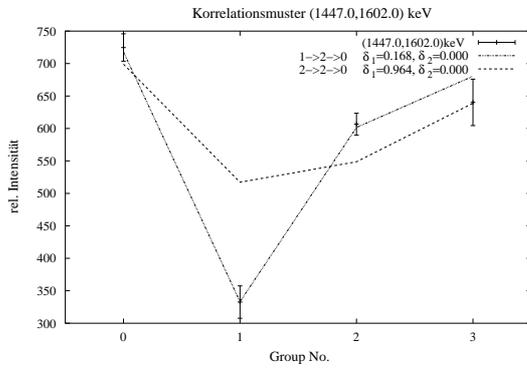


(c) 2876 keV: Spin (4)

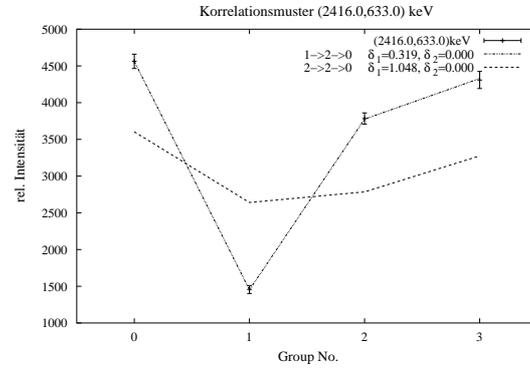
(d) (β) 2906 keV: Spin 5(e) (α, n) 2906 keV: Spin 5

(f) 2993 keV: Spin 2

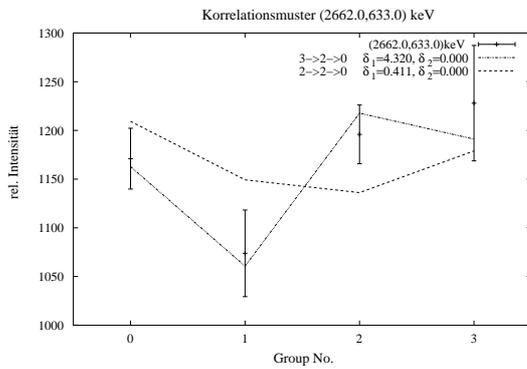
Abbildung B.2: Korrelationsmuster



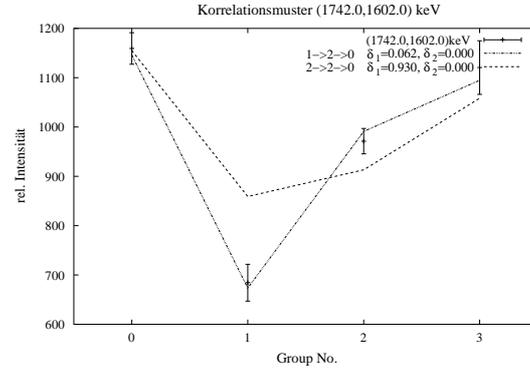
(a) 3049 keV: Spin 1



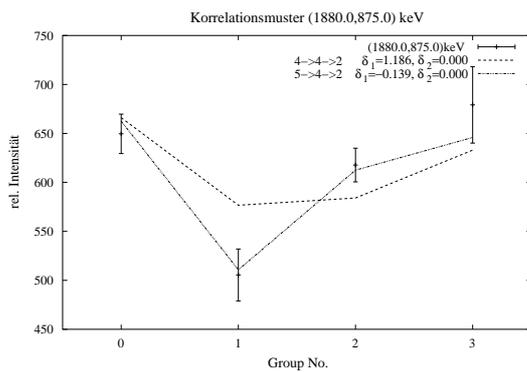
(b) 3049 keV: Spin 1



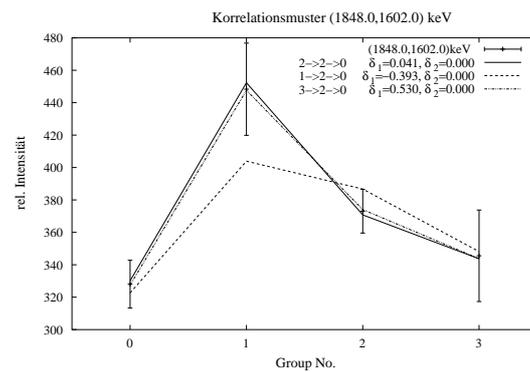
(c) 3295 keV: Spin 3



(d) 3344 keV: Spin 1



(e) 3389 keV: Spin 5



(f) 3450 keV: Spin 2,3

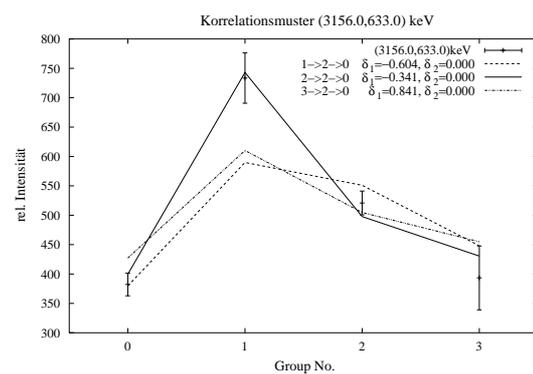
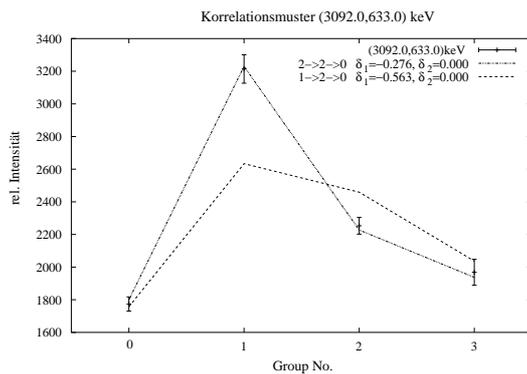
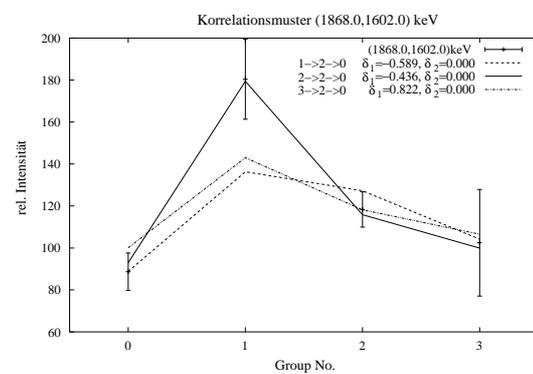
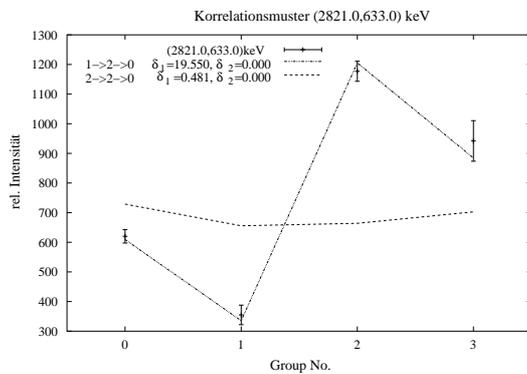
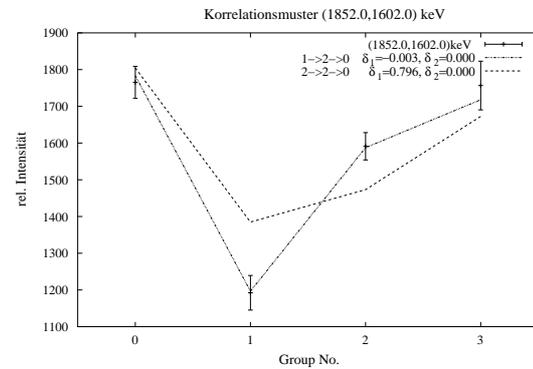
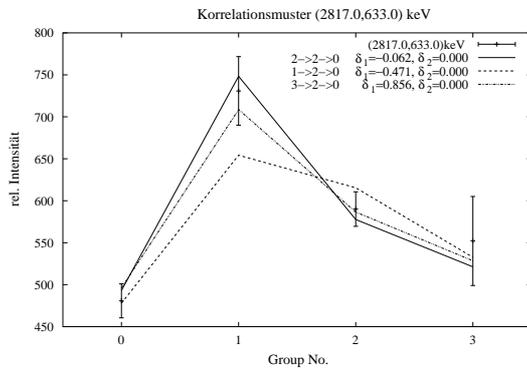
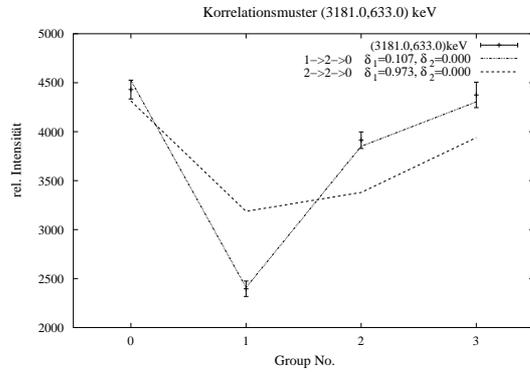
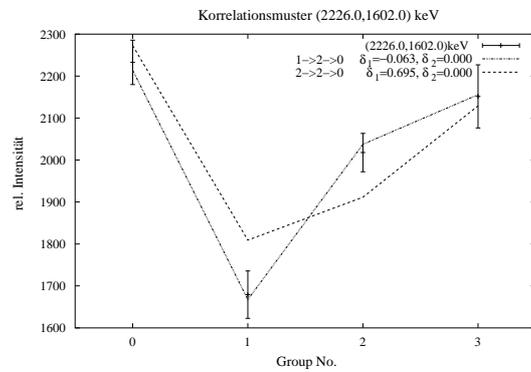


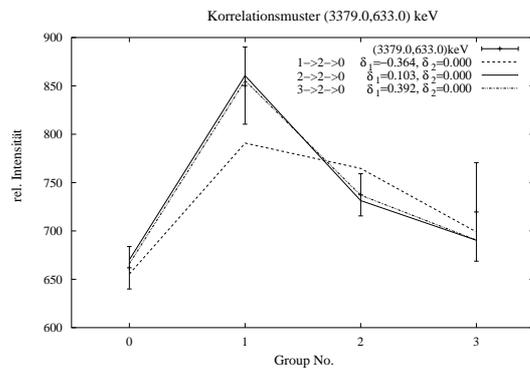
Abbildung B.3: Korrelationsmuster



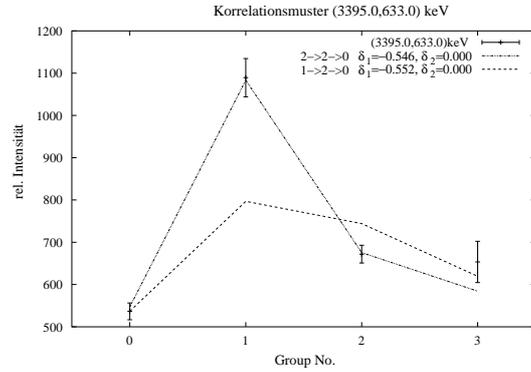
(a) 3815 keV: Spin 1



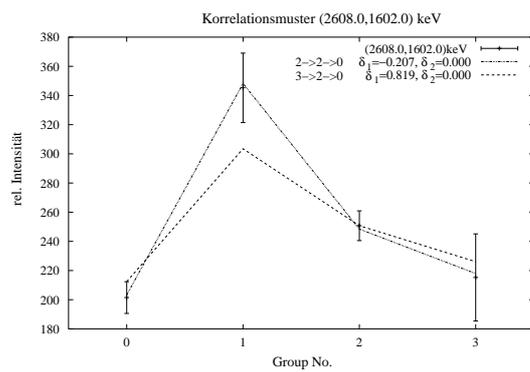
(b) 3828 keV: Spin 1



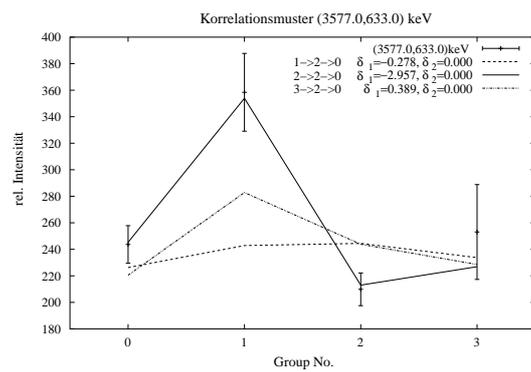
(c) 4012 keV: Spin 2,3



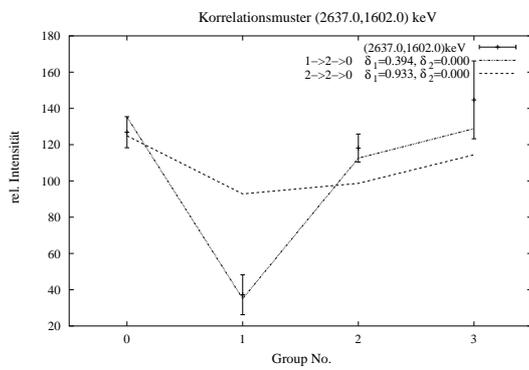
(d) 4028 keV: Spin 2



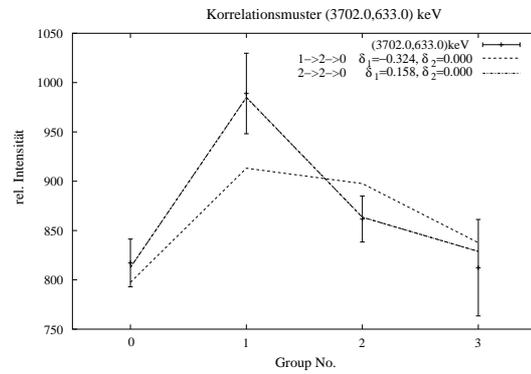
(e) 4210 keV: Spin 2



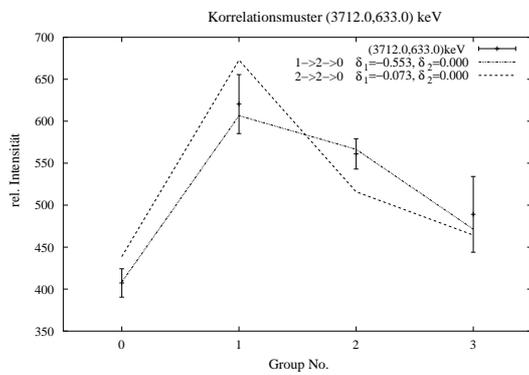
(f) 4210 keV: Spin 2



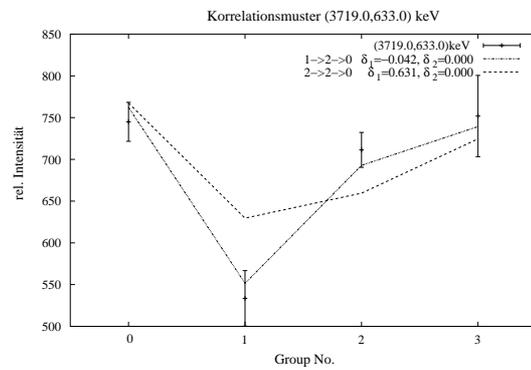
(g) 4239 keV: Spin 1



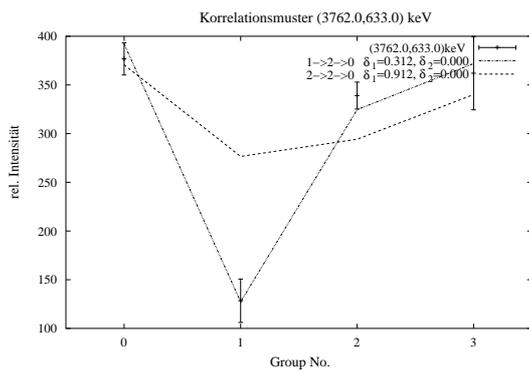
(h) 4334 keV: Spin 2



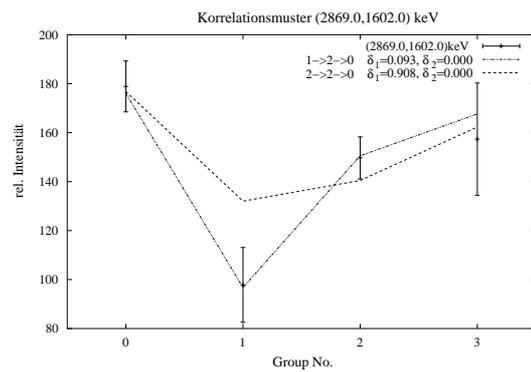
(i) 4345 keV: Spin 1



(j) 4352 keV: Spin 1

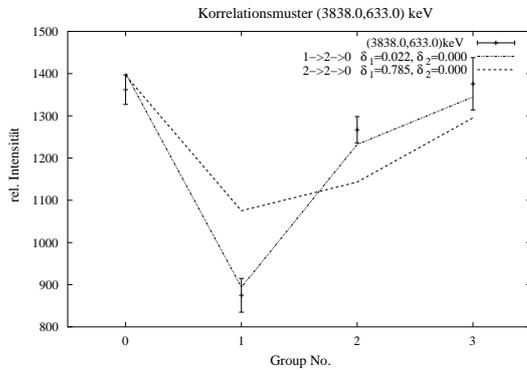


(k) 4395 keV: Spin 1

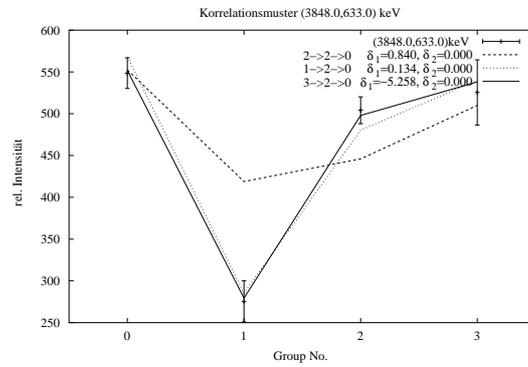


(l) 4471 keV: Spin 1

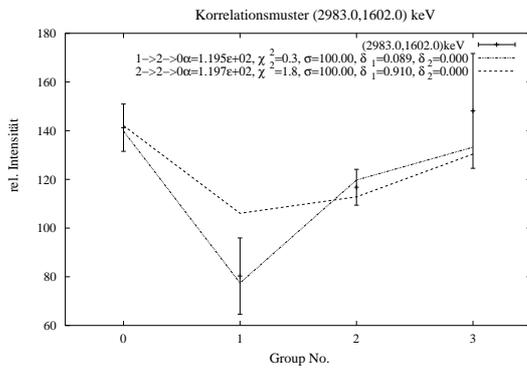
Abbildung B.4: Korrelationsmuster



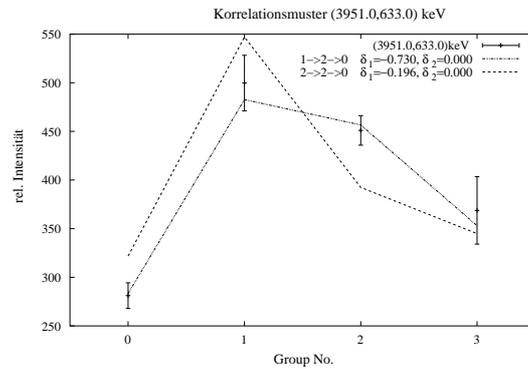
(a) 4471 keV: Spin 1



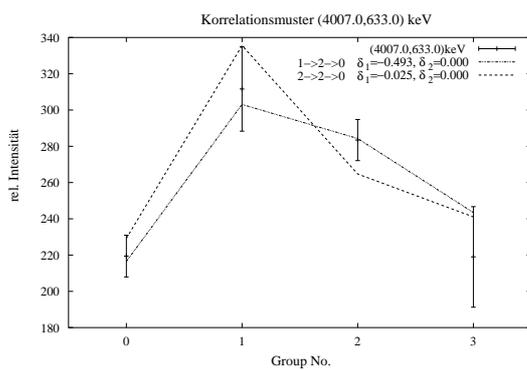
(b) 4481 keV: Spin 1,3



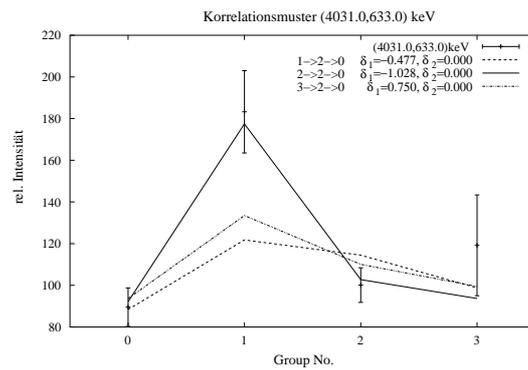
(c) 4585 keV: Spin 1



(d) 4585 keV: Spin 1



(e) 4640 keV: Spin 1,2



(f) 4664 keV: Spin 2

Anhang C

Daten zu DSAM

Zur Beschreibung des Abstoppvorganges der rückgestoßenen Kerne wurden zwei Abbremsprozesse betrachtet [Cur69]:

- Wechselwirkung mit den **Elektronenhülle** des Stoppermaterials
Der Energieverlust pro Weglänge ist gegeben als

$$\left(\frac{d\epsilon}{d\rho}\right)_e = f_e k_e \epsilon^p,$$

mit $k_e = k_e(Z_r, A_r, Z_s, A_s)$ als Funktion der Ladungs- und Massenzahl der Rückstoß- bzw. Stopperkerne und f_e und p als empirisch bestimmte Parameter.

- Wechselwirkung mit den **Kernen** des Stoppers
Bei diesem nuklearen Abstopprozeß wird das Bremsvermögen beschrieben als

$$\left(\frac{d\epsilon}{d\rho}\right)_n = \frac{f_n}{\epsilon} \int_0^\epsilon f(x) dx,$$

wobei $f(x)$ numerisch und f_n empirisch ermittelt werden.

ϵ und ρ sind dimensionslose Größen mit $\epsilon \sim$ Energie und $\rho \sim$ Weglänge. Für die im Rahmen dieser Dissertation bestimmten Lebensdauern wurden folgende Parameter [Gab00b] verwendet:

	f_e	p	f_n
Pd	0.76	0.565	0.7
Au	0.52	0.572	0.7

Anhang D

Spektren und Termschema ^{66}Zn

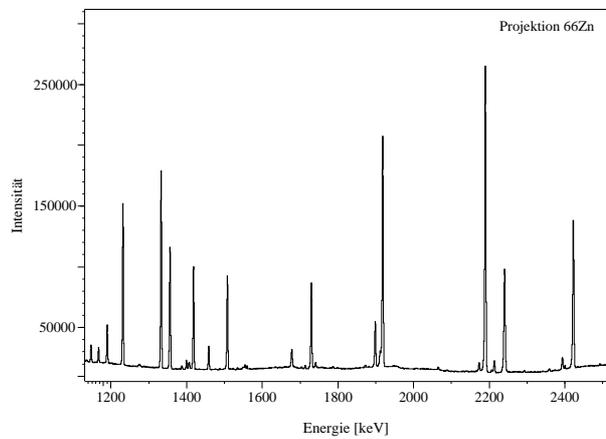


Abbildung D.1: Ausschnitt aus der Totalprojektion der Gesamtmatrix von der Messung an ^{66}Zn

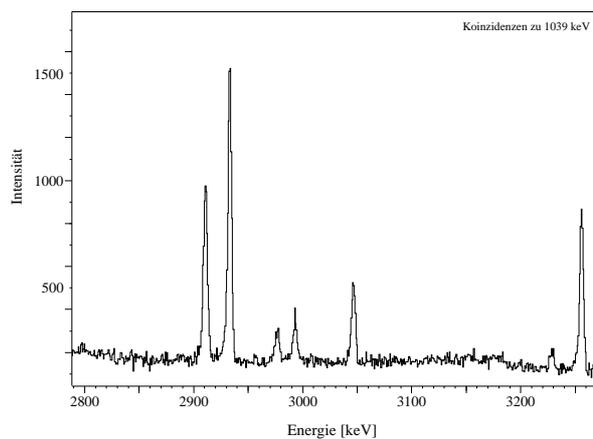


Abbildung D.2: Koinzidenzen zum Grundzustandszerfall des ersten 2^+ Zustandes in ^{66}Zn

Eigene Veröffentlichungen

Reguläre Veröffentlichungen

- A. Gade, I. Wiedenhöver, H. Meise, A. Gelberg und P. von Brentano, *Decay properties of the low lying collective states in ^{132}Ba* , Nucl. Phys. A **697** (2002) 75.
- A. Gade, H. Meise, I. Wiedenhöver, A. Schmidt, A. Gelberg und P. von Brentano, *Non-yrast low spin states in the triaxially deformed nucleus ^{123}Xe* , Nucl. Phys. A **686** (2001) 3.
- A. Gade, I. Wiedenhöver, M. Luig, A. Gelberg, H. Meise, N. Pietralla, V. Werner und P. von Brentano, *Non-Yrast states of ^{134}Ce populated in β -decay*, Nucl. Phys. A **673** (2000) 45.
- A. Gade, I. Wiedenhöver, J. Gableske, A. Gelberg, H. Meise, N. Pietralla und P. von Brentano, *Proton-neutron structure of low lying collective excitations in ^{126}Xe* , Nucl. Phys. A **665** (2000) 268.
- A. Gade, I. Wiedenhöver, T. Diefenbach, A. Gelberg, M. Luig, H. Meise, N. Pietralla, M. Wilhelm, T. Otsuka und P. von Brentano, *Non-Yrast states of ^{132}Ce populated in β -decay*, Nucl. Phys. A **643** (1998) 225.
- C. Fransen, N. Pietralla, P. von Brentano, A. Dewald, J. Gableske, A. Gade, A. Lisetskiy und V. Werner, *First Observation of a Mixed-Symmetry Two- Q -Phonon $2_{ms,2}^+$ State in ^{94}Mo* , Phys. Lett. B **508** (2001) 219.
- F. Stedile, E. Fill, D. Belic, P. von Brentano, C. Fransen, A. Gade, U. Kneissl, C. Kohstall, A. Linnemann, P. Matschinsky, A. Nord, N. Pietralla, H. H. Pitz, M. Scheck und V. Werner, *Low-lying dipole excitations in the odd-proton midshell nucleus ^{103}Rh* , Phys. Rev. C **63** (2001) 024320.
- Ch. Königshofen, K. Jessen, I. Wiedenhöver, A. Gade und P. von Brentano, *Multipole mixing ratios in ^{130}Ba* , Phys. Rev. C **64** (2001) 037302.
- V. Werner, H. Meise, I. Wiedenhöver, A. Gade und P. von Brentano, *Collective bands in the triaxial nucleus ^{124}Xe* , Nucl. Phys. A **692** (2001) 451.

- H. Klein, N. Pietralla, C. Fransen, A. Gade, A. Lisetskiy und P. von Brentano, *Proton–neutron mixed symmetry $2_{m.s}^+$ & $3_{m.s}^+$ states in ^{96}Ru* , Phys. Rev. C, zur Veröffentlichung angenommen.

Konferenzbeiträge

- A. Gade, I. Wiedenhöver, A. Gelberg und P. von Brentano, *Low lying collective states in ^{132}Ba* , INPC 2001 International Nuclear Physics Conference, Juli 30–August 3 2001, Berkeley, Kalifornien, USA.
- A. Gade, I. Wiedenhöver und A. Gelberg, *Low lying collective excitations in ^{132}Ba* , NP 2001 International Symposium on Nuclear Structure Physics, März 5–8 2001, Universität Göttingen, Göttingen, Deutschland.
- P. von Brentano, A. F. Lisetskiy, C. Fransen, H. Klein, A. Gade und N. Pietralla, *Investigation of Properties of Mixed Symmetry States in ^{94}Mo and ^{96}Ru* , NATO Advanced Workshop on The Nuclear Many–Body Problem 2001, Juni 2–5 2001, Brioni, Kroatien.
- P. von Brentano, C. Fransen, A. Gade, A. Lisetskiy und N. Pietralla, *Proton–Neutron Structure of Collective Excitations in ^{94}Mo* , RIB, November 13–16, 2000, Hayama, Kamagowa, Japan.
- P. von Brentano, N. Pietralla, C. Fransen, A. Gade, A. Gelberg, U. Kneissl, T. Otsuka, H. H. Pitz und V. Werner, *Mixed–Symmetry Quadrupole States in Nuclei*, International Symposium on Nuclear Electro–Weak Spectroscopy (NEWS99), März 9–12 1999, RCNP Osaka University, Osaka, Japan.
- P. von Brentano, N. Pietralla, C. Fransen, C. Frießner, A. Gade, A. Gelberg, R.-D. Herzberg, U. Kneissl, H. Meise, T. Otsuka, H. H. Pitz, V. Werner und I. Wiedenhöver, *Low-Energy Q-Phonon Excitations in Nuclei*, International Conference on Nuclear Structure, August 98, Gatlinburg, Tennessee, USA.
- P. von Brentano, N. Pietralla, H. Meise, A. Gade, A. Dewald, C. Fransen, C. Frießner, J. Gableske, A. Gelberg, U. Kneissl, H. H. Pitz, A. Schmidt, I. Schneider, V. Werner und I. Wiedenhöver, *Low Lying Isoscalar and Isovector Quadrupole Excitations*, Balkan School on Nuclear Physics, September 1–10, 1998, Istanbul, Türkei.
- A. Gelberg, N. Yoshida, T. Otsuka, A. Arima, A. Gade, A. Dewald und P. von Brentano, *IBM-2 calculations of band crossing in ^{132}Ba* , International Symposium on Quasiparticle and Phonon Excitations in Nuclei, in memory of Prof. V. G. Soloviev, Dezember 4–7 1999, RIKEN, Wako, Japan.

- N. Pietralla, C. Fransen, P. von Brentano, C. Friebner, A. Gade, A. Linnemann, P. Matschinsky, I. Schneider, V. Werner, I. Wiedenhöver, D. Belic, U. Kneissl, A. Nord und H. H. Pitz, *Investigation of Low-Spin Mixed-Symmetry States with Different Probes*, International Conference on Nuclear Models 1998 - Interacting Bosons and Fermions, 1998, Camerino, Italien.
- C. Fransen, A. Dewald, A. Gade, J. Jolie, U. Kneissl, N. Pietralla, N. Warr, V. Werner und S. W. Yates, *Investigating mixed-symmetry states in ^{94}Mo* , NP 2001 International Symposium on Nuclear Structure Physics, März 5–8 2001, Universität Göttingen, Göttingen, Deutschland.
- C. Fransen, N. Pietralla, P. von Brentano, A. Gade, V. Werner, U. Kneissl, H. H. Pitz, *Identification of a Multiplet of Mixed-Symmetry States in ^{94}Mo* , XXXV Zakopane School of Physics, September 5–13 2000, Zakopane, Polen, Acta Phys. Pol. B 32 (2001) 777.

Frühjahrstagungen der DPG

- A. Gade et al, *Observation of a possible mixed-symmetry state in ^{126}Xe* , Vortrag, DPG Frühjahrstagung 1998, Bochum.
- A. Gade et al, *γ -Spektroskopische Untersuchung an ^{126}Xe - Winkelkorrelationsauswertung und Lebensdauerbestimmung bei Niedrigspinzuständen*, Posterbeitrag, DPG Frühjahrstagung 1999, Freiburg.
- A. Gade et al, *Kollektive Zustände in der $A=130$ -Massenregion*, Posterbeitrag, DPG Frühjahrstagung 2000, Dresden.

Literaturverzeichnis

- [Alb93] S. Albers, *Dissertation*, Universität zu Köln (1993).
- [And01] W. Andreijtscheff, C. Kohstall, P. von Brentano, C. Fransen, U. Kneissl, N. Pietralla und H. H. Pitz, *Phys. Lett.* **B 506** (2001) 239.
- [Ari75] A. Arima und F. Iachello, *Phys. Rev. Lett.* **35** (1975) 1069; **40** (1978) 385; *Ann. Phys. (NY)* **99** (1976) 253; **123** (1979) 468.
- [Ari78] A. Arima und F. Iachello, *Phys. Rev. Lett.* **40** (1978) 468.
- [Ari78b] A. Arima und F. Iachello, *Ann. Phys. (NY)* **111** (1978) 201.
- [Auto] Programm AUTOSHIFT, I. Wiedenhöver, Universität zu Köln, unveröffentlicht.
- [Bae81] A. Bäcklin, N. G. Jonsson, R. Julin, J. Kantele, M. Luontama, A. Passoja und A. Poikolainen, *Nucl. Phys.* **A 351** (1981) 490.
- [Bar88] A. F. Barfield, P. von Brentano, A. Dewald, K. O. Zell, N. V. Zamfir, D. Bucurescu, M. Ivascu und O. Scholten, *A. Phys.* **A 332** (1988) 29.
- [Bar95] L. Bagnoni, P. G. Bizzeti, A. M. Bizzeti-Sona, D. Bazzacco, S. Lunardi, P. Pavan, C. Rossi-Alvarez, G. de Angelis, G. Maron und J. Rico, *Phys. Rev.* **C 51** (1995) R1057.
- [BeP37] H. A. Bethe und G. Placzek, *Phys. Rev.* **51** (1937) 450.
- [Bha98] M. R. Bhat, *Nuclear Data Sheets* **NDS 83** (1998) 83.
- [Bla97] J. Blachot, *Nuclear Data Sheets* **NDS 81** (1997) 599.
- [Boh75] A. Bohr und B. Mottelson, *Nuclear Structure II*, (Benjamin Reading, 1975).
- [BoR84] D. Bohle, A. Richter, W. Steffen, A. E. L. Dieperink, N. Lo Iudice, F. Palumbo und O. Scholten, *Phys. Lett.* **B 137** (1984) 27.
- [Bre94] P. von Brentano, A. Zilges, R.-D. Herzberg, U. Kneissl, J. Margraf und H. H. Pitz, *Nucl. Phys.* **A 577** (1994) 191c.

- [Bre96] 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.
- [Bre99] P. von Brentano, N. Pietralla, C. Fransen, C. Frießner, A. Gade, A. Gelberg, R.–D. Herzberg, U. Kneissl, H. Meise, T. Otsuka, H. H. Pitz, V. Werner und I. Wiedenhöver, *Proc. International Conference on Nuclear Structure*, Gatlinburg, Tennessee 1998.
- [BrW36] G. Breit und H. Wigner, *Phys. Rev.* **49** (1936) 519.
- [But96] P. A. Butler und W. Nazarewicz, *Rev. Mod. Phys.* **68** (1996) 349.
- [Cas81] R. F. Casten, D. D. Warner, D. S. Brenner und R. L. Grill, *Phys. Rev. C* **47** (1981) 1433.
- [Cas90] R. F. Casten, *Nuclear Structure from a Simple Perspective*, (Oxford University Press, Oxford, 1990).
- [Cas92] R. F. Casten, J. Jolie, H. G. Börner, D. S. Brenner, N. V. Zamfir, W. –T. Chou und A. Aprahamian, *Phys. Lett. B* **297** (1992) 19.
- [Cas93] R. F. Casten und N. V. Zamfir, *Phys. Rev. Lett.* **70** (1993) 402.
- [Cle82] L. Cleeman, J. Eberth, W. Neumann und V. Zobel, *Nucl. Phys. A* **386** (1982) 367.
- [Cor00] F. Corminboeuf, T. B. Brown, L. Genilloud, C. D. Hannant, J. Jolie, J. Kern, N. Warr und S. W. Yates, *Phys. Rev. Lett.* **84** (2000) 4060.
- [Cor00b] F. Corminboeuf, T. B. Brown, L. Genilloud, C. D. Hannant, J. Jolie, J. Kern, N. Warr und S. W. Yates, *Phys. Rev. C* **63** (2000) 014305.
- [Corle] Programm CORLEONE, I. Wiedenhöver, Universität zu Köln, unveröffentlicht.
- [Cou67] G. P. Couchell, D. P. Balamuth, R. N. Horoshko und G. E. Mitchell, *Phys. Rev.* **161** (1967) 1147.
- [Cur69] W. M. Currie, *Nucl. Instr. Meth.* **73** (1989) 163.
- [Dri97] S. Drissi, P. A. Tercier, H. G. Börner, M. Delézè, F. Hoyler, S. Judge, J. Kern, S. J. Mannanal, G. Mouze, K. Schreckenbach, J. P. Vorlet, N. Warr, A. Williams und C. Ythier, *Nucl. Phys. A* **614** (1997) 137.

- [Eck97] T. Eckert, O. Beck, J. Besserer, P. von Brentano, R. Fischer, R.–D. Herzberg, U. Kneissl, J. Margraf, H. Maser, A. Nord, N. Pietralla, H. H. Pitz, S. W. Yates und A. Zilges, Phys. Rev. C **56** (1997) 1256; Phys. Rev. C **57** (1998) 1007.
- [Eks92] L. P. Ekström und A. Nordlund, Nucl. Instr. und Meth. A **313** (1992) 421.
- [End94] P. M. Endt und C. Anderliesten, Nucl. Phys. A **575** (1994) 297.
- [Erl80] B. Erlandsson, J. Lyttkens, K. Nilson und A. Marcinkowski, Phys. Scr. **22** (1980) 432.
- [Fae66] A. Faessler, Nucl. Phys. **85** (1966) 653.
- [Faz92] B. Fazekas, T. Belgya, G. Molnár, A. Veres, R. A. Gatenby, S. W. Yates und T. Otsuka, Nucl. Phys. A **548** (1992) 249.
- [Fie77] H. W. Fielding, R. E. Anderson, C. D. Zafiratos, D. A. Lind, F. E. Cecil, H. H. Wiemann und W. P. Alford, Nucl. Phys. A **281** (1977) 389.
- [Fir98] R. B. Firestone, V. S. Shirley, *Table of Isotopes—8th edition*, A. Wiley–Interscience publication (1998).
- [Fit98] A. Fitzler, Diplomarbeit, Universität zu Köln (1998) unveröffentlicht.
- [Fla75] S. Flanagan, R. Chapman, G. D. Dracoulis, J. L. Durell, W. Gelletly, A. J. Hartley, J. N. Mo, J. Phys. G **1** (1975) 77.
- [Fra98] C. Fransen, O. Beck, P. von Brentano, T. Eckert, R.–H. Herzberg, U. Kneissl, H. Maser, A. Nord, N. Pietralla, H. H. Pitz und A. Zilges, Phys. Rev. Lett. **57** (1998) 129.
- [Fra01] C. Fransen, N. Pietralla, P. von Brentano, A. Dewald, J. Gableske, A. Gade, A. Lisetskiy und V. Werner, Phys. Lett. B **508** (2001) 219.
- [Gab00] J. Gableske, *Dissertation*, Universität zu Köln (2000).
- [Gab00b] J. Gableske, private Mitteilung.
- [Gad00] A. Gade, I. Wiedenhöver, J. Gableske, A. Gelberg, H. Meise, N. Pietralla und P. von Brentano, Nucl. Phys. A **665** (2000) 268.
- [Gar96] P. E. Garrett, H. Lehmann, C. A. McGrath, Minfang Yeh und S. W. Yates, Phys. Rev. C **54** (1996) 2259.
- [Gar99] P. E. Garrett, H. Lehmann, J. Jolie, C. A. McGrath, Minfang Yeh und S. W. Yates, Phys. Rev. C **59** (1999) 2455.

- [Gat90] R. A. Gatenby, J. R. Vanhoy, E. M. Baum, E. L. Johnson und S. W. Yates, Phys. Rev. **C 41** (1990) R414.
- [Gei94] W. Geiger, Zs. Nemeth, I. Bauske, P. von Brentano, R. D. Heil, R. D. Herzberg, U. Kneissl, J. Margraf, H. Maser, N. Pietralla, H. H. Pitz, Nucl. Phys. **A 580** (1994) 263.
- [Gie93] F. Giesen, Diplomarbeit, Universität zu Köln (1993) unveröffentlicht.
- [Gin91] J. N. Ginocchio, Phys. Lett. **B 265** (1991) 6.
- [Gre65] W. Greiner, Phys. Rev. Lett. **14** (1965) 599.
- [Hag93] G. B. Hagemann, I. Hamamoto und W. Satuła, Phys. Rev. **C 47** (1993) 2008.
- [Ham84] W. D. Hamilton, A. Irbäck und J. P. Elliott, Phys. Rev. Lett. **53** (1984) 2469.
- [Han88] C. S. Han, D. S. Chuu, S. T. Hsieh und H. C. Chiang, Phys. Lett. **B 163** (1988) 295.
- [Hee99] P. –H. Heenen und J. Skalski, Phys. Lett. **B 381** (1999) 12.
- [Iac76] F. Iachello, *Lecture notes on theoretical physics*, (Groningen, 1976).
- [Iac81] F. Iachello, Nucl. Phys. **A 358** (1981) 89c.
- [Iac84] F. Iachello, Phys. Rev. Lett. **53** (1984) 1427.
- [Iac87] F. Iachello und A. Arima, *The Interacting Boson Model*, Cambridge University Press, Cambridge, 1987.
- [Isa86] P. van Isacker, K. Heyde, J. Jolie und A. Sevrin, Ann. Phys. **171** (1986) 253.
- [Jen52] J. H. D. Jensen und M. G. Mayer, Phys. Rev. **85** (1952) 1040.
- [Ker90] J. Kern, A. Bruder, S. Drissi, V. A. Ionescu und D. Kusnezov, Nucl. Phys. **A 512** (1990) 1.
- [Kim91] W. Kim, J. R. Calarco, J. P. Connelly, J. H. Heisenberg, F. W. Hersman, T. E. Milliman, J. E. Wise, B. L. Miller, C. N. Papanicolas, V. Yu. Ponomarev, E. E. Saperstein und A. P. Platonov, Phys. Rev. **C 44** (1991) 2400.
- [Kne96] U. Kneissl, H. H. Pitz und A. Zilges, Prog. in Part. Nucl. Phys. **37** (1996) 349.
- [Koc59] H. W. Koch und J. W. Motz, Rev. Mod. Phys. **31** (1959) 920.
- [Koh01] C. Kohstall, *Dissertation*, Universität Stuttgart, in Vorbereitung.

- [Kos85] Yu. G. Kosyak et al., *Izv. Akad. Nauk. SSSR, Ser. Fiz.* **49** (1985) 895.
- [Kra73] K. S. Krane, R. M. Steffen und R. M. Wheeler, *Nucl. Data Tabl.* **11** (1973) 351.
- [Kum92] J. Kumpulainen, R. Julin, J. Kantele, A. Passoja, W. H. Trzaska, E. Verho, J. Vaaramaki, D. Cutoiu und M. Ivascu, *Phys. Rev. C* **45** (1992) 640.
- [Lap90] A. L. Lapolli, C. B. Zamboni und R. N. Saxena, *Phys. Rev. C* **41** (1990) 2312.
- [Leh95] H. Lehmann und J. Jolie, *Nucl. Phys. A* **588** (1995) 623.
- [Leh97] H. Lehmann, J. Jolie, C. De Coster, B. Decroix, K. Heyde und J. L. Wood, *Nucl. Phys. A* **621** (1997) 767.
- [Leh99] H. Lehmann, A. Nord, A. E. de Almeida Pinto, O. Beck, J. Besserer, P. von Brentano, S. Drissi, T. Eckert, R.-D. Herzberg, D. Jäger, J. Jolie, U. Kneissl, J. Margraf, H. Maser, N. Pietralla und H. H. Pitz, *Phys. Rev. C* **60** (1999) 024308.
- [Lip90] P. O. Lipas, P. von Brentano und A. Gelberg, *Rep. Prog. Phys.* **53** (1990) 1355.
- [LoI78] N. Lo Iudice und F. Palumbo, *Phys. Rev. Lett.* **41** (1978) 1532; *Nucl. Phys. A* **326** (1979) 193.
- [Lui96] M. Luig, *Dissertation*, Universität zu Köln (1996).
- [Mas96] H. Maser, N. Pietralla, P. von Brentano, R.-D. Herzberg, U. Kneissl, J. Margraf, H. H. Pitz und A. Zilges, *Phys. Rev. C* **54** (1996) R2129.
- [May55] M. G. Mayer und J. H. D. Jensen, *Elementary Theory of Nuclear Structure* (Wiley, New York, 1955).
- [Met72] F. R. Metzger, *Nucl. Phys. A* **189** (1972) 409.
- [Mey77] R. A. Meyer und L. Peker, *Z. Phys. A* **283** (1977) 379.
- [Mic82] E. Michelakakis, W. D. Hamilton, P. Hungerford, G. Jung, B. Pfeiffer und S. M. Scott, *J. Phys. G* **8** (1982) 111.
- [Mol88] G. Molnár, R. A. Gatenby und S. W. Yates, *Phys. Rev. C* **37** (1988) 898.
- [Mor76] H. Morinaga und T. Yamazaki, *In-Beam Gamma-Ray Spectroscopy*, (North Holland Publishing Company, Amsterdam, New York, Oxford, 1976).
- [Nea77] G. F. Neal, Z. P. Sawa, F. P. Venezia und P. R. Chagnon, *Nucl. Phys. A* **280** (1977) 161.

- [Nic89] N. Nicolay, *Entwicklung eines VME-Bus Analysators*, Diplomarbeit, Universität zu Köln (1989).
- [Nil55] S. G. Nilsson, *Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk.* **29** (1955) No. 16.
- [Ots78] T. Otsuka, PhD Thesis, University of Tokyo, 1978.
- [Ots78a] T. Otsuka, A. Arima, F. Iachello und I. Talmi, *Phys. Lett.* **B 76** (1978) 139.
- [Ots78b] T. Otsuka, A. Arima und F. Iachello, *Nucl. Phys.* **A 309** (1978) 1.
- [Ots94] T. Otsuka und K. -H. Kim, *Phys. Rev.* **C 50** (1994) R1768.
- [Pek91] L. K. Peker, *Nuclear Data Sheets* NDS **63** (1991) 647.
- [Pas85] A. Passoja, R. Julin, J. Kantele, J. Kumpulainen, M. Luontama und W. Trzaska, *Nucl. Phys.* **A 438** (1985) 413.
- [Pet96] P. Petkov, Programm DSTOP96, Institut für Kernphysik der Universität zu Köln, unveröffentlicht.
- [Pet98] 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. Andreijtscheff und R. V. Jolos, *Nucl. Phys.* **A 640** (1998) 293.
- [Pie95] N. Pietralla, I. Bauske, O. Beck, P. von Brentano, W. Geiger, R.-D. Herzberg, U. Kneissl, J. Margraf, H. Maser, H. H. Pitz und A. Zilges, *Phys. Rev.* **C 51** (1995) 1021.
- [Pie98] N. Pietralla, P. von Brentano, A. Gelberg, T. Otsuka, A. Richter, N. Smirnova und I. Wiedenhöver, *Phys. Rev.* **C 58** (1998) 191.
- [Pie98b] N. Pietralla, D. Belic, P. von Brentano, C. Fransen, R.-D. Herzberg, U. Kneissl, H. Maser, P. Matschinsky, A. Nord, T. Otsuka, H. H. Pitz, V. Werner und I. Wiedenhöver, *Phys. Rev.* **C 58** (1998) 796.
- [Pie99] 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, I. Wiedenhöver, *Phys. Rev. Lett.* **83** (1999) 1303.
- [Pie99b] N. Pietralla, *Phys. Rev.* **C 59** (1999) 2941.
- [Pie00] N. Pietralla, C. Fransen, P. von Brentano, A. Dewald, A. Fitzler C. Frießner und J. Gableske, *Phys. Rev. Lett.* **84** (2000) 3775.
- [Pie01] N. Pietralla und N. A. Smirnova, private Kommunikation.

- [Pii93] M. Piiparinen, P. Kleinheinz, J. Blomquist, A. Virtanen, A. Ataç, D. Müller, J. Nieberg, T. Ramsøy und G. Sletten, *Phys. Rev. Lett.* **70** (1993) 150.
- [Pit89] H. H. Pitz, U. E. P. Berg, R. D. Heil, U. Kneissl, R. Stock, C. Wesselborg und P. von Brentano, *Nucl. Phys.* **A 492** (1989) 411.
- [Pon98] V. Yu. Ponomarev, Ch. Stoyanov, N. Tsoneva und M. Grinberg, *Nucl. Phys.* **A 635** (1998) 470.
- [Pue77] F. Pühlhofer, *Nucl. Phys.* **A 280** (1977) 267.
- [Ric83] A. Richter, in *Proceedings of the International Conference on Nuclear Physics*, Florenz 1983, Bd. 2, 189.
- [Rou84] B. Roussiere, P. Kilcher, J. Sauvage–Letessier, C. Bourgeois, R. Beraud, R. Douffait, M. Meyer, J. Genevey–Rivier und J. Treherne, *Nucl. Phys.* **A 419** (1984) 61.
- [Sam81] M. Sambataro und A. E. L. Dieperink, *Phys. Lett.* **B 107** (1981) 249.
- [Sam84] M. Sambataro, O. Scholten, A. E. L. Dieperink und G. Piccitto, *Nucl. Phys.* **A 432** (1984) 333.
- [Sch51] L. I. Schiff, *Phys. Rev.* **C 83** (1951) 252.
- [Sie94] G. Siems, U. Neuneyer, I. Wiedenhöver, S. Albers, M. Eschenauer, R. Wirovski, A. Gelberg, P. von Brentano und T. Otsuka, *Phys. Lett.* **B 320** (1994) 1.
- [Smi00] N. A. Smirnova, N. Pietralla, P. van Isacker und T. Mizusaki, *Nucl. Phys.* **A 678** (2000) 235.
- [Spe89] R. H. Spear, W. J. Vermeer, S. M. Burnett, G. J. Gyapong und C. S. Lim, *J. Phys.* **42** (1989) 1427.
- [Tal62] I. Talmi, *Rev. Mod. Phys.* **34** (1962) 259.
- [The94] J. Theuerkauf, Programm TV, *Dissertation*, Universität zu Köln (1994).
- [Tie99] H. Tiesler, *Dissertation*, Universität zu Köln (1999).
- [Van95] J. R. Vanhoy, J. M. Anthony, B. M. Haas, B. H. Benedict, B. T. Meehan, S. F. Hicks, C. M. Davoren und C. L. Lundstedt, *Phys. Rev.* **C52** (1995) 2387.
- [Ver88] W. J. Vermeer, C. S. Lim und R. H. Spear, *Phys. Rev.* **C 38** (1988) 2982.
- [War83] D. D. Warner und R. F. Casten, *Phys. Rev.* **C 28** (1983) 1798L; **C 48** (1982) 1385.

- [Wes88] C. Wesselborg, P. von Brentano, K. O. Zell, R. D. Heil, H. H. Pitz, U. E. P. Berg, U. Kneissl, S. Lindenstruth, U. Seemann und R. Stock, *Phys. Lett. B* **207** (1988) 22.
- [Wie94] I. Wiedenhöver, *Dissertation*, Universität zu Köln (1994).
- [Wie97] I. Wiedenhöver, A. Gelberg, T. Otsuka, N. Pietralla, J. Gableske, A. Dewald und P. von Brentano, *Phys. Rev. C* **56** (1997) R2354.
- [Wil56] L. Wilets und M. Jean, *Phys. Rev.* **102** (1956) 788.
- [Wil96] M. Wilhelm, E. Radermacher, A. Zilges und P. von Brentano, *Phys. Rev. C* **54** (1996) R449.
- [Wil98] M. Wilhelm, S. Kasemann, G. Pascovici, E. Radermacher, P. von Brentano und A. Zilges, *Phys. Rev. C* **57** (1998) 577.
- [Wir91] R. Wirowski, S. Albers und A. Fitzler FERA-LIBRARY, Programmbibliothek, Universität zu Köln.
- [Wir93] R. Wirowski, *Dissertation*, Universität zu Köln (1993).
- [Wir95] R. Wirowski, M. Schimmer, L. Eßer, S. Albers, K. O. Zell und P. von Brentano, *Nucl. Phys. A* **586** (1995) 427.
- [You72] D. H. Youngblood, R. L. Kozub und J. C. Hill, *Nucl. Phys. A* **183** (1972) 197.
- [Zho81] U. Yu. Zhovliev, M. F. Kudoyarov, I. Kh. Lemberg und A. A. Pasternak, *Izv. Akad. Nauk. SSSR, Ser. Fiz.* **45** (1981) 1997.
- [Zil90] A. Zilges, P. von Brentano, H. Friedrichs, R. D. Heil, U. Kneissl, S. Lindenstruth, H. H. Pitz, U. Seemann und R. Stock, *Nucl. Phys. A* **519** (1990) 848.

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen Personen, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben, bedanken.

Besonderer Dank gilt dabei folgenden Personen:

Herrn Prof. Dr. P. von Brentano für die Vergabe des Themas, seine gute Betreuung und sein reges Interesse an den Resultaten dieser Arbeit,

Herrn Prof. Dr. A. Gelberg für die unzähligen Diskussionen, seine vielen guten Anregungen und seine stete Bereitschaft auf Fragen einzugehen,

Herrn Prof. Dr. I. Wiedenhöver für die Zukunftsperspektive, die er mir schon früh gab, für die gute Zusammenarbeit bei der Untersuchung der Xe-Isotope und die Möglichkeit, an einem Experiment an ATLAS teilzunehmen,

Dr. H. Klein für die vielen Jahre, die wir unser Studium im Parallelflug bestritten haben und natürlich für seine zahlreichen, genialen Softwarelösungen, die die Arbeit ungemein erleichtert haben,

Herrn Prof. Dr. J. Jolie für die Einführung in die Geheimnisse der Intruderzustände und für sein reges Interesse an den Ergebnissen der Experimente zu ^{108}Cd ,

allen Mitgliedern der γ -Gruppe, die durch ihren Einsatz die Experimente in Köln erst ermöglicht haben. Besonderer Dank gilt den Herren Analysatormagier Dipl.-Phys. A. Fitzler und Dr. H. Tiesler, sowie unseren versierten Detektorexperten Dr. G. Pascovici, Dr. C. Fransen und Dipl.-Phys. A. Linnemann,

der Tandemcrew Dipl.-Ing. L. Steinert, W. Schröder, U. Werner, P. Jahnke und Dr. A. Dewald für den allzeit gut fokussierten Strahl am Kölner FN TANDEM,

Herrn Prof. Dr. U. Kneissl und seiner Photonenstreuerguppe bestehend aus den Herren Dr. H. H. Pitz, Dipl.-Phys. C. Kohstall, Dipl.-Phys. F. Stedile, Dipl.-Phys. M. Scheck, Dipl.-Phys. H. von Garrel und auch den Ex-KRFlern Frau Dr. D. Belic und Herrn Dr. A. Nord für die Unterstützung und Gastfreundschaft bei den KRF-Messungen am Institut für Strahlenphysik der Universität Stuttgart,

den Herren Dr. C. Fransen, Dipl.-Phys. V. Werner, Dipl.-Phys. A. Linnemann und Dr. N. Pietralla für die gute Zusammenarbeit innerhalb der Kölner KRF-Gruppe,

Prof. Dr. A. Gelberg, Dr. A. Schmidt und Dipl.-Phys. K. Jessen für das gewissenhafte Korrekturlesen der vorliegenden Arbeit,

meinen (Ex-)Zimmergenossen Karsten Jessen und Holger Meise für die unzähligen albern bis gehaltvollen Diskussionen, die die Arbeitsatmosphäre in 331 so hervorragend gestaltet haben,

den üblichen Verdächtigen für den interdisziplinären Gedankenaustausch bei einem Tee auf Zimmer 204 nach dem Mensabesuch,

den motivierten Netzwerktestern, die besser incognito bleiben,

Dr. O. Vogel für die vielen Abende mit Pizza aus dem Versandhandel und einer nicht-wissenschaftlichen Nutzung seines Computers,

und natürlich meinen Eltern, ohne deren Unterstützung mein Studium nie möglich gewesen wäre.

Lebenslauf

Name: Alexandra Gade
Geburtsdatum: 10. April 1974
Geburtsort: Hilden
Eltern: Günter Gade
 Ursel Gade, geb. Heep
Staatsangehörigkeit: deutsch
Familienstand: ledig

Schulbildung:

1980 – 1984 Martinus Grundschule Langenfeld
1984 – 1990 Kopernikus Realschule Langenfeld
1990 – 1993 Konrad Adenauer Gymnasium Langenfeld
Mai 1993 Abitur

Hochschulstudium:

10/93 Immatrikulation an der Universität zu Köln für das
 Studienfach Physik/Diplom
06/95 Vordiplom
09/97 letzte mündliche Diplomprüfung
07/98 Diplom im Fach Physik mit dem Thema: „Zustände
 gemischter Symmetrie in ^{126}Xe “
seit 08/98 Promotionsstudium

Arbeitsverhältnisse am Institut für Kernphysik der Universität zu Köln:

03/97 – 07/98 Studentische Hilfskraft
08/98 – 11/99 Wissenschaftliche Hilfskraft
seit 12/99 Wissenschaftliche Angestellte

Erklärung

Ich versichere, daß ich die von mir vorgelegte Dissertation selbständig 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 werde. Die Bestimmungen dieser Promotionsordnung sind mir bekannt. Die von mir vorgelegte Dissertation ist von Professor Dr. P. von Brentano betreut worden.

Teilveröffentlichungen: keine

Teile der Ergebnisse aus Kapitel 5.1, 5.2 und 5.3 werden zur Veröffentlichung vorbereitet.