

Dynamische Formänderung in ^{136}Nd und magnetische Rotation in ^{196}Pb

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

vorgelegt von
Guido Kemper
aus Köln

Köln 2000

Berichterstatter:

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

Tag der mündlichen Prüfung: 10.05.2000

(...)
A strange, unserviceable thing,
A fragile, exquisite, pale shell,
That the vast troubled waters bring
To the loud sands before day has broken.
The storm arose and suddenly fell
Amid the dark before day has broken.
What death? what discipline?
What bonds no man could unbind,
Being imagined within
The labyrinth of the mind,
What pursuing or fleeing,
What wounds, what bloody press,
Dragged into being
This loveliness?

William Butler Yeats,
in *The only Jealousy of Emer* (1917-18)

Zusammenfassung

Gegenstand dieser Arbeit sind zwei Recoil-Distance-Doppler-Shift (RDDS) Koinzidenzlebensdauer-messungen an den Kernen ^{196}Pb und ^{136}Nd , durchgeführt am EUROBALL-Spektrometer. Mit der Differential-Decay-Curve Methode (DDCM) konnten aus den $\gamma\gamma$ -Koinzidenzen der jeweiligen Messung neun Lebensdauern in ^{136}Nd und fünf Lebensdauern in ^{196}Pb bestimmt werden. Außerdem konnte im Rahmen der Untersuchung an ^{136}Nd die Existenz eines isomeren Zustands nachgewiesen und eine untere Grenze der Lebensdauer angegeben werden.

In ^{136}Nd war es möglich, die Lebensdauern für alle fünf Niveaus der Grundzustandsbande bis zur ersten Bandenkreuzung erstmalig zu bestimmen. Die starke Population über isomere Zustände verhinderte in der Vergangenheit eine detaillierte Untersuchung der Grundzustandsbande mittels Singleslebensdauer-messungen [BIL87]. Die gemessene reduzierte Übergangswahrscheinlichkeit $B(E2; 0_1^+ \rightarrow 2_1^+)$ für ^{136}Nd bestätigt sehr gut die am IKP in Köln herausgearbeitete Systematik der A=130 Massenregion.

Die aus den gemessenen Lebensdauern resultierenden Übergangsquadrupolmomente Q_t für ^{136}Nd wurden mit den Vorhersagen verschiedener kollektiver Kernmodelle verglichen. Es stellte sich heraus, daß keines dieser Modelle in der Lage ist, den Verlauf der Q_t -Werte zufriedenstellend zu beschreiben. Vielmehr ergab eine Betrachtung der Besetzungssituation in den relevanten Nilsson-Orbitalen unter Berücksichtigung der ermittelten Grundzustandsdeformation des Kerns einen Erklärungsansatz für die beobachtete Abweichung. Durch Vergleich mit den Nachbarisotopen ^{134}Nd und ^{132}Nd gelang es, die Relevanz dieser Argumentation sehr gut zu verifizieren.

Die der Stockholm-Bande (S1) zugewiesene Protonen $(h_{11/2})^2$ Konfiguration, durch die eine Formänderung des Kerns erwartet wird, erwies sich als konsistent mit den ermittelten Übergangsquadrupolmomenten und konnte somit bestätigt werden.

Für die Yrast Bande negativer Parität (neg-2) konnte über die ermittelten $B(E2)$ Übergangswahrscheinlichkeiten ein mittleres $\sqrt{\langle K^2 \rangle} = 4$ bestimmt werden. Dies erwies sich als konsistent mit der für diese Bande vorgeschlagenen Protonen $h_{11/2} \otimes g_{7/2}$ Konfiguration.

In der irregulären magnetischen Dipolbande von ^{196}Pb war es erstmalig möglich, Lebensdauern für drei tiefliegende Niveaus zu bestimmen. Es wurde ein signifikantes Absinken der extrahierten $B(M1)$ -Stärke zu höherem Drehimpuls hin beobachtet.

Dies wird als ein deutlicher Hinweis auf eine der Dipolbande zugrundeliegenden „magnetischen Rotation“, beschrieben im Rahmen des *tilted axis cranking* Modell (TAC), gedeutet.

Inhaltsverzeichnis

Zusammenfassung	v
1 Einleitung	1
2 Messung von Lebensdauern im Pikosekundenbereich	3
2.1 Die RDDS Methode	3
2.2 Die DDC Methode	5
2.2.1 Das Koinzidenzexperiment	7
3 Die Experimente am EUROBALL-Spektrometer	9
3.1 Der Plunger	9
3.2 Das EUROBALL-Spektrometer	10
3.3 Durchführung der Experimente	12
4 Analyse der Daten	15
4.1 Aufbereitung der Daten	15
4.1.1 Vorsortierung	15
4.1.2 Rekalibrierung und Shiftkorrektur	16
4.1.3 Sortierung	18
4.2 Abstandseichung	20
4.3 Normierung	20
4.4 Bestimmung der Rückstoßgeschwindigkeit	21
4.5 Addition von Spektren aus unterschiedlichen Ringen	22
4.6 Bestimmung der Lebensdauer	23
4.6.1 Ermittlung der Intensitätsverhältnisse	24
4.6.2 Anwendung der DDC Methode	25

5	Resultate der Experimente	27
5.1	Lebensdauern in ^{196}Pb	27
5.1.1	Analyse der Yrast-Niveaus unterhalb der regulären Dipolbande (DB2)	27
5.1.2	Analyse der irregulären Dipolbande (DB3)	29
5.2	Lebensdauern in ^{136}Nd	31
5.2.1	Analyse der Grundzustandsbande	32
5.2.2	Analyse der S1-Bande	35
5.2.3	Analyse der Yrastbande negativer Parität (neg-2)	36
6	Grundlagen	39
6.1	Einführung	39
6.2	Geometrische Modelle	40
6.2.1	Das Rotationsmodell	41
6.2.2	Das Asymmetric-Rotor-Modell (ARM)	43
6.3	Das Interacting-Boson-Modell (IBM)	44
6.4	Magnetische Dipolbanden	46
6.4.1	Das <i>Tilted Axis Cranking</i> (TAC) Modell	46
7	Diskussion	49
7.1	Der Kern ^{196}Pb	49
7.1.1	Untersuchung der magnetischen Rotation in ^{196}Pb	50
7.2	Der Kern ^{136}Nd	52
7.2.1	Die $B(E2; 0_1^+ \rightarrow 2_1^+)$ -Systematik	52
7.2.2	Formeffekte in ^{136}Nd	55
	Literaturverzeichnis	63

Abbildungsverzeichnis

2.1	Meßprinzip der RDDS Methode	4
2.2	Schematische Darstellung eines Termschemas	5
3.1	Schematischer Querschnitt des Kölner Kugelplungers	10
3.2	Photo des geöffneten EUROBALL Spektrometers mit Plunger	13
3.3	Schematischer Querschnitt des EUROBALL-Spektrometers.	14
4.1	Beispiel für einen Shift der Spektren eines Cluster-Detektors	17
4.2	Abstandseichung	20
4.3	Beispiel zur Addition von Spektren aus unterschiedlichen Ringen . . .	23
4.4	Illustration zur Anwendung der DDC Methode	26
5.1	Ausschnitt aus dem Termschema von ^{196}Pb	28
5.2	Summenspektren für ^{196}Pb	31
5.3	Ausschnitt aus dem Termschema von ^{136}Nd	34
5.4	Schnittspektren für ^{136}Nd	38
6.1	Schematische Darstellung der starken Kopplung	42
6.2	Schematische Darstellung der Drehimpulserzeugung im <i>Tilted Axis Cranking</i> (TAC) Modell.	47
7.1	$B(M1)$ -Werte für Übergänge in der irregulären Dipolbande in ^{196}Pb .	51
7.2	$B(E2; 0_1^+ \rightarrow 2_1^+)$ -Systematik für die $A \approx 130$ Massenregion.	53
7.3	$B(E2; 0_1^+ \rightarrow 2_1^+)$ -Systematik für die leichten Nd-Isotope.	54
7.4	Q_t -Werte der Grundzustandsbande und der S1-Bande von ^{136}Nd . . .	56
7.5	Ausschnitt aus dem Nilsson Diagramm für Protonen.	58
7.6	Q_t -Werte der Grundzustandsbande von ^{134}Nd	59
7.7	Q_t -Werte der Grundzustandsbande von ^{132}Nd	60

7.8	$B(E2)$ -Werte der Yrastbande negativer Parität.	62
-----	--	----

Tabellenverzeichnis

3.1	Detektoranordnung des EUROBALL-Spektrometers	11
3.2	Technische Daten der Experimente	12
4.1	Normierungsfaktoren $N(d)$ pro Abstand d beider Messungen.	21
5.1	Lebensdauern in der regulären Dipolbande (DB2) von ^{196}Pb	29
5.2	Lebensdauern in der irregulären Dipolbande (DB3) von ^{196}Pb	30
5.3	Lebensdauern in der Grundzustandsbande von ^{136}Nd	33
5.4	Lebensdauern in der S1-Bande von ^{136}Nd	35
5.5	Lebensdauern in der Yrastbande negativer Parität von ^{136}Nd	37
7.1	$B(M1)$ -Werte für Übergänge in der irregulären Dipolbande in ^{196}Pb .	50
7.2	$B(E2; 0_1^+ \rightarrow 2_1^+)$ -Wert des Kerns ^{136}Nd	52
7.3	$B(E2)$ - und Q_t -Werte in ^{136}Nd	55
7.4	$B(E1)$ -Werte in ^{136}Nd	56

Kapitel 1

Einleitung

Seit einigen Jahren bildet die $A=130$ Massenregion einen Forschungsschwerpunkt am Institut für Kernphysik der Universität zu Köln. Die Kerne in dieser Übergangsregion liegen zwischen sphärischen Kernen in der Nähe der Schalenabschlüsse und stark deformierten Kernen in der Schalenmitte.

Charakterisierend für die Kerne dieser Massenregion ist ihre Triaxialität. Die triaxiale Deformation dieser Kerne hat ihren Ursprung in der unterschiedlichen Besetzung der Nilsson–Orbitale der $h_{11/2}$ Unterschale durch die Valenzprotonen bzw. Valenzneutronen: Die durch die Valenzprotonen besetzten energetisch tieferliegenden Orbitale bevorzugen eine prolate Deformation des Kerns, wohingegen die Valenzneutronen in den höherliegenden Orbitalen den Kern in Richtung einer oblaten Deformation drängen. Diese konkurrierenden Prozesse geben dem Kern einen axialasymmetrischen und teilweise γ -weichen Charakter. Außer den kollektiven Eigenschaften der $A=130$ Kerne spielen auch die Teilchenfreiheitsgrade eine wichtige Rolle. *Cranked Shell Model* Rechnungen zeigen, daß ein Ausrichten (*alignment*) des Valenzprotonenpaares den Kern bei einer prolaten Deformation ($\gamma = 0^\circ$) stabilisiert, hingegen das Ausrichten des Valenzneutronenpaares eine oblate Deformation ($\gamma = 60^\circ$) des Kerns bewirkt [GRA96].

Diese Formkoexistenz wird auch dem Kern ^{136}Nd zugeschrieben, der mit $N=76$ und $Z=60$ in der beschriebenen Massenregion liegt. Eine g-Faktor Messung [BIL87] indizierte für die S1–Bande des Kerns eine Ausrichtung eines $(h_{11/2})^2$ Protonenpaares. Der S2–Bande wurde eine $(h_{11/2})^2$ Neutronenkonfiguration zugewiesen. Eine Verifikation dieser Zuordnung mit Hilfe der Messung von Lebensdauern und den daraus resultierenden Übergangsquadrupolmomenten ist daher äußerst interessant und stellt eine wichtige Motivation dieser Arbeit dar.

Neben den Quasiteilchenanregungen in ^{136}Nd ist auch die Kollektivität des Kerns von Interesse, da das Verhalten der Kerne in der $A=130$ Region bei niedrigem Drehimpuls teilweise durch konkurrierende kollektive Modelle beschrieben werden kann.

Da die Grundzustandsbande in ^{136}Nd nahezu ausschließlich über isomere Zustände populiert wird, war es bislang nicht möglich, die Lebensdauern in der Grundzu-

standsbande zu messen. Eine frühere Singles-Messung von Billowes et al. [BIL87] ergab nur sehr weitgefaßte obere Grenzen für diese Lebensdauern. Erst eine Koinzidenzlebensdauerermessung mit hoher Statistik ermöglicht eine Auswertung über die schwachen prompten Populationswege.

Neben den superdeformierten Banden bilden seit wenigen Jahren auch magnetische Dipolbanden ein aktuelles und interessantes Forschungsgebiet im Rahmen der Kernspektroskopie. Charakteristisch für die magnetischen Dipolbanden sind starke $M1$ Übergänge ($\Delta I = 1$), verbunden mit schwachen $E2$ Übergängen ($\Delta I = 2$). Dipolbanden in der $A=130$ Region, insbesondere in verschiedenen Barium und Xenon Isotopen, wurden in der Regel als stark gekoppelte Rotationsbanden beschrieben. Die Etablierung der magnetischen Dipolbanden in der Region der annähernd sphärischen neutronenarmen Blei Isotope machte die Entwicklung eines Alternativansatzes notwendig. Die Gültigkeit einer Beschreibung von zum Teil sehr regulären Bandenstrukturen im Rotationsmodell bei gleichzeitig nahezu verschwindender Deformation mußte zumindest in Frage gestellt werden. In diesem Zusammenhang entstand der Ansatz des *tilted axis cranking* (TAC) Modells, im Rahmen dessen die Dipolbanden in verschiedenen Blei Isotopen erfolgreich beschrieben werden konnten [FRA93, BAL94]. Diese Banden werden auch als *shears*-Banden bezeichnet, da bei ihnen der Drehimpuls nicht durch die kollektive Rotation des Kerns erzeugt wird, sondern durch ein graduelles Ausrichten der Proton- und Neutronenteilchendreimpulse hin zum Gesamtdrehimpuls. Dies erinnert an das Schliessen der Blätter einer Schere (engl. *shears*). In Analogie zu der kollektiven, elektrischen Rotation wird diese Anregung auch "magnetische Rotation" genannt [FRA97]. Eine experimentelle Signatur für diesen Mechanismus ist eine signifikante Abnahme der reduzierten $M1$ Übergangsstärke mit zunehmendem Drehimpuls. Dies wurde in neueren Lebensdauerexperimenten in den Kernen $^{198,199}\text{Pb}$ beobachtet [CLA97, KRU98].

Für den Kern ^{196}Pb sind insgesamt vier Dipolbanden bekannt und es wurden mittels einer Doppler-Shift-Attenuation-Method (DSAM) Messung Lebensdauern im oberen Bereich der zwei am stärksten angeregten Banden gemessen [MOO95]. Eine Recoil-Distance-Doppler-Shift (RDDS) Lebensdauerermessung ist sensitiv auf den unteren Bereich der Banden, da die erwarteten, größeren Lebensdauern im Pikosekundenbereich liegen. Mittels der aus den Lebensdauern zu extrahierenden $M1$ Übergangsstärken könnte die Struktur dieser Anregung im Kern ^{196}Pb verifiziert werden.

In dieser Arbeit werden die Ergebnisse der RDDS Experimente zur Untersuchung von Lebensdauern in ^{196}Pb und ^{136}Nd vorgestellt. Beide Messungen wurden an den Laboratori Nazionali di Legnaro in Italien durchgeführt. Die wesentlichen Bestandteile des Aufbaus beider Experimente bildeten zum einen das EUROBALL-Spektrometer und zum anderen der Kölner Koinzidenzplunger.

Kapitel 2

Messung von Lebensdauern im Pikosekundenbereich

Die Recoil-Distance-Doppler-Shift Methode (kurz RDM bzw. RDDS Methode) und die Differential-Decay-Curve Methode (kurz DDCM) gehören zu den etablierten Meß- bzw. Auswerteverfahren in der Kernphysik. Sie werden zur zuverlässigen Bestimmung von Lebensdauern angeregter Kernniveaus im Pikosekundenbereich genutzt. Beide Methoden erfuhren im Rahmen dieser Arbeit Verwendung und werden im folgenden kurz erläutert.

2.1 Die RDDS Methode

Bei der **R**ecoil-**D**istance-**D**oppler-**S**hift (RDDS) Methode handelt es sich um ein Standardverfahren, mittels dessen Lebensdauern von angeregten Kernzuständen in einem Bereich von ca. 0.5 bis 1000 ps gemessen werden können. Das Meßprinzip beruht auf der Ausnutzung des Doppler-Effektes. Der experimentelle Aufbau ist in Abbildung 2.1 schematisch dargestellt und basiert im wesentlichen auf zwei parallelen Folien (Target und Stopper), die sich im Abstand d voneinander befinden.

Auf die erste Folie (Target) trifft der Ionenstrahl des Teilchenbeschleunigers und induziert dort eine Fusions-Verdampfungsreaktion (Compound-Kern Reaktion). Der auf das Compound-System übertragene Impuls bewirkt, daß die hochangeregten Fusionskerne nun in einer sehr kurzen Zeit (ca. 10^{-22} s) einige wenige Nukleonen abdampfen, um dann das dünne Targetmaterial als Rückstoßkerne zu verlassen. Je nach Art des verwendeten Ionenstrahls beträgt die Geschwindigkeit v des Rückstoßkerns 1-5 % der Lichtgeschwindigkeit. Man beobachtet eine Geschwindigkeitsverteilung $\langle v \rangle$, da die Rückstoßkerne an den Atomen der Targetfolie gestreut werden und somit eine statistische Verteilung der Geschwindigkeiten um den Mittelwert $\langle v \rangle$ entsteht. Dabei werden die Rückstoßkerne stärker abgebremst, die im vorderen Be-

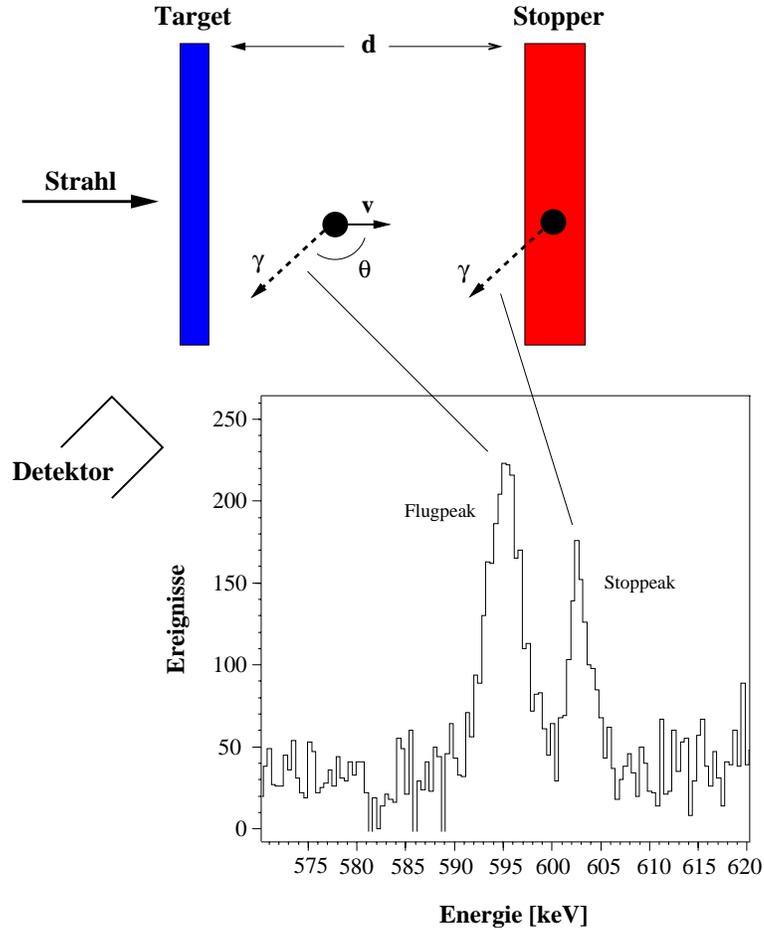


Abbildung 2.1: Meßprinzip der RDDS Methode. Als Beispiel ist im unteren Teil der $4_g^+ \rightarrow 2_g^+$ Übergang der Grundzustandsbande von ^{136}Nd abgebildet. Die Verbreiterung des Flugpeaks im Vergleich zum Stoppeak durch die Geschwindigkeitsverteilung ist deutlich zu erkennen.

reich der Targetfolie erzeugt werden. Nach der durchflogenen Distanz d kommen die Rückstoßkerne in der Stopperfolie wieder vollständig zur Ruhe. Sowohl die Zeit für den Verdampfungsprozeß als auch für den Stopvorgang ist gegenüber der eigentlichen Flugzeit des Rückstoßkerns vernachlässigbar klein.

Der erzeugte Rückstoßkern regt sich kaskadenartig durch Emission von γ -Strahlung ab, die durch die umgebenden Detektoren aufgenommen wird. Ein Detektor registriert unabhängig von seinem Winkel zur Strahlachse die Energie $E_\gamma = E_U$ eines Übergangs, falls der Rückstoßkern bereits gestoppt wurde. Fand die Emission hingegen während der Flugzeit $t_f = d/v$ statt, so wird der Detektor abhängig von seinem Winkel θ zur Strahlachse den gleichen Übergang mit der Doppler-verschobenen Energie

$$E'_\gamma = E_S = E_U \cdot \left(1 + \frac{v}{c} \cdot \cos \theta\right) \quad (2.1)$$

beobachten. Im Energiespektrum eines Detektors läßt sich daher zu jedem γ -Über-

gang ein sogenannter *Stoppeak* bei der eigentlichen Energie E_U des γ -Quants und ein korrespondierender *Flugpeak* bei der um die Dopplershift $E_U \cdot \frac{v}{c} \cdot \cos \theta$ verschobenen γ -Energie beobachten. Voraussetzung hierfür ist, daß die Lebensdauer des Zustands, in dem der Kern sich befindet, im Meßbereich der RDDS-Methode liegt und sich somit der Kern während des Fluges abregt. Das in Abbildung 2.1 dargestellte Spektrum zeigt Flug- und Stoppeak des $4_g^+ \rightarrow 2_g^+$ Übergangs der Grundzustandsbande von ^{136}Nd . Der Flugpeak ist aufgrund der Geschwindigkeitsverteilung der Rückstoßkerne im Gegensatz zum Stoppeak deutlich verbreitert.

Über die Variation des Abstandes d kann die Flugzeit der Rückstoßkerne $t_f = d/v$ gezielt beeinflusst werden. Abhängig von der Flugzeit verändert sich das Verhältnis der Intensitäten von Flug- und Stoppeak. Die pro Abstand ermittelten Intensitäten geben nunmehr Aufschluß über die Lebensdauer des entvölkerten Kernniveaus.

2.2 Die DDC Methode

Die **Differential-Decay-Curve Methode** (DDCM) [DEW89, BOE93] wurde 1989 von A. Dewald et al. eingeführt und dient mittlerweile als Standardverfahren zur Auswertung von Lebensdauermessungen. Im folgenden werden kurz die zur Auswertung relevanten Formeln bereitgestellt, und die Vorteile dieses Auswerteverfahrens skizziert. Details und Herleitungen sind in den genannten Veröffentlichungen zu finden.

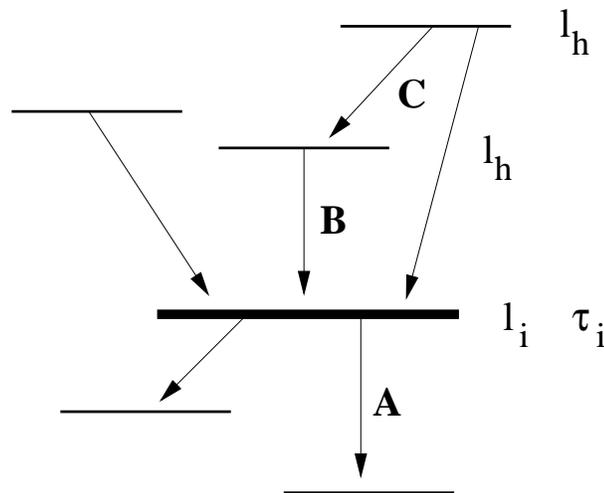


Abbildung 2.2: Schematische Darstellung eines Termschemas

In Abbildung 2.2 ist exemplarisch ein Ausschnitt eines Termschemas dargestellt. Das interessierende Niveau l_i mit der Lebensdauer τ_i wird über eine Reihe von höher liegenden Niveaus l_h bevölkert und zerfällt zu tieferen Niveaus. Dabei werden direkt bevölkernde Niveaus mit B , indirekt bevölkernde Niveaus mit C und direkt entvölkernde Niveaus mit A bezeichnet.

Da eine ganze Kaskade von Übergängen an der Bevölkering des interessierenden

Niveaus beteiligt ist, geht in die beobachtbare Zerfallskurve dieses Niveaus die Be- und Entvölkerungshistorie aller höheren an der Kaskade beteiligten Niveaus l_h ein. Aus dem Zerfallsgesetz $\dot{n}_i = -\lambda_i n_i(t)$ mit der Zerfallswahrscheinlichkeit $\lambda_i = 1/\tau_i$ erhält man durch Superposition aller beteiligten Zustände die grundlegende Differentialgleichung

$$\dot{n}_i(t) = -\lambda_i n_i(t) + \sum_h b_{hi} \lambda_h n_h(t). \quad (2.2)$$

Die auftretenden Größen haben folgende Bedeutung:

$n_h(t)$: Zahl der Kerne in einem höherliegenden, bevölkernden Niveau l_h , zur Zeit t
 $\lambda_{i,j}$: Zerfallswahrscheinlichkeiten
 b_{hi} : Verzweungsverhältnis des Zerfalls vom Niveau l_h zum Niveau l_i

Wird mit N_z die Anzahl der Kerne bezeichnet, die nach der Zeit t aus dem Zustand z zerfallen sind, so ergibt sich nach Integration und Umformung die der DDCM zugrunde liegende Gleichung zur Berechnung von Lebensdauern:

$$\tau_i(t) = \frac{-N_i(t) + \sum_h b_{hi} N_h(t)}{\frac{d}{dt} N_i(t)}. \quad (2.3)$$

Bei RDDS Experimenten sind die Größen N_i und N_h direkt proportional zu Observablen der Messung, den Flug- und Stoppeakintensitäten. Die entsprechende Proportionalitätskonstante setzt sich bei Singlesmessungen aus Ansprechwahrscheinlichkeit (Efficiency) der Detektoren, dem Winkelverteilungskoeffizient und dem Normierungsfaktor (siehe auch Kapitel 4.3) zusammen. Bei einer Singlesmessung kann somit mittels Gleichung 2.3 die Lebensdauer direkt aus dem Experiment bestimmt werden, sofern das sogenannte *sidefeeding*¹ vernachlässigt wird.

Die Lebensdauern der bevölkernden Niveaus gehen dabei nicht in Gleichung 2.3 ein. Man erhält für jeden Zeitpunkt $t_i = d_i/v$, gegeben durch den eingestellten Target-Stopper-Abstand d_i , eine unabhängige Lebensdauer $\tau_i(t)$. Trägt man den Verlauf der $\tau_i(t)$ -Werte gegen den Abstand d_i auf, so erwartet man von dieser sogenannten τ -Kurve einen konstanten Verlauf. Abweichungen von dieser Vorgabe sind ein guter Indikator für systematische Fehler, welche hauptsächlich auf falschen Annahmen bezüglich Feederintensitäten, *sidefeeding*, Kontaminationen und dem Deorientierungseffekt² beruhen.

¹Beim *sidefeeding* handelt es sich um eine eventuell unbeobachtete Bevölkerung eines Zustandes. Da im allgemeinen eine Abschätzung dieser Bevölkerung nicht trivial ist, kann dies bei Singlesmessungen leicht zu systematischen Fehlern führen.

²Bei langen Flugzeiten von ca. 50 Pikosekunden kann es durch Hyperfeinwechselwirkung des Spins der Rückstoßkerne mit ihrer Elektronenhülle zur zeitlichen Veränderung der Kernausrichtung und damit zur Änderung der meßbaren Winkelverteilung der γ -Strahlung kommen [PET94].

2.2.1 Das Koinzidenzexperiment

Führt man die RDDS Messung im Koinzidenzmodus durch und wendet die entsprechend adaptierte DDC Methode an, so können die oben beschriebenen systematischen Fehler weitgehend unterdrückt werden. Durch die Koinzidenzbedingung werden einzelne Kaskaden eines Termschemas isoliert, so daß zum einen störende Kontaminationen bei den zu untersuchenden Linien ausbleiben, zum anderen Probleme mit Abschätzungen von Feederintensitäten, Feedingzeiten und dem *sidefeeding* ausgeschaltet werden. Dazu muß die Koinzidenzbedingung auf einen das interessierende Niveau bevölkernden Übergang gesetzt werden. Details sind in den Referenzen [DEW89, BOE93] zu finden. Die Gleichung zur Bestimmung der Lebensdauer im Fall der Singles-Messung ist auch auf den Koinzidenzmodus anwendbar:

$$\tau_i(t) = \frac{-N_i^{co}(t) + \sum_h b_{hi}^{co} N_h^{co}(t)}{\frac{d}{dt} N_i^{co}(t)}. \quad (2.4)$$

Zur Darstellung der relevanten Gleichungen für die Bestimmung von Lebensdauern im Koinzidenzfall bietet sich folgende Nomenklatur an:

Wenn X und Y die Intensitäten zweier koinzidenter Übergänge sind, wobei Y zeitlich vor X stattfinden soll, so wird dieses Koinzidenzereignis mit $\{Y, X\}$ bezeichnet. Da bei einer RDDS Messung pro Übergang jeweils ein Flug- und Stoppeak beobachtet wird, kann das Koinzidenzereignis in die folgenden Komponenten zerlegt werden:

$$\{Y, X\} = \{Y_U, X_U\} + \{Y_S, X_U\} + \{Y_U, X_S\} + \{Y_S, X_S\} \quad (2.5)$$

Der Index S (U) kennzeichnet dabei die Intensität des entsprechenden Flugpeaks (Stoppeaks). Dabei gilt

$$\{Y_U, X_S\} = 0, \quad (2.6)$$

da der Kern nach dem Übergang Y_U bereits vollständig gestoppt ist und demzufolge anschließend kein γ -Quant im Flug mehr emittieren kann.

Nach [DEW89] wird die Lebensdauer für eine vom Abstand d abhängige Flugzeit $t_k = d_k/v$ nun analog zum Fall einer Singles-Messung berechnet:

$$\tau(t_k) = \frac{\{C_S, A_U\}(t_k) - \alpha \{C_S, B_U\}(t_k)}{\frac{d}{dt} \{C_S, A_S\}(t_k)}. \quad (2.7)$$

Dabei wurden die Bezeichnungen aus Abbildung 2.2 übernommen. Die Größe α im Zähler von Gleichung 2.7 stellt das Verzweigungsverhältnis der Intensitäten $\{C, A\}$ und $\{C, B\}$ dar und ist über alle eingestellten Abstände d konstant:

$$\alpha = \frac{\{C, A\}}{\{C, B\}} = \frac{\{C_U, A\}}{\{C_U, B\}} = \frac{\{C_S, A\}}{\{C_S, B\}} = \frac{\{C_S, A_U\} + \{C_S, A_S\}}{\{C_S, B_U\} + \{C_S, B_S\}}. \quad (2.8)$$

Für den Fall des direkten Feeders reduziert sich der Ausdruck 2.7 auf

$$\tau(t_k) = \frac{\{B_S, A_U\}(t_k)}{\frac{d}{dt}\{B_S, A_S\}(t_k)} . \quad (2.9)$$

Zusammenfassend können folgende Vorteile der DDC Methode bei der Auswertung von RDDS Koinzidenzexperimenten festgehalten werden:

- Durch die Isolation eines Zerfallsweges können bei der Auswertung störende Kontaminationen häufig unterdrückt werden.
- Durch das Setzen von Koinzidenzbedingungen oberhalb des interessierenden Niveaus werden Probleme mit Abschätzungen von Feederintensitäten und Feedingzeiten vermieden.
- Es gehen nur relative Abstände zwischen Target und Stopperfolie in die Analyse ein. Eine Kenntnis der Absolutabstände ist nicht notwendig.
- Winkelkorrelationseffekte und der Deorientierungseffekt haben keinen Einfluß auf das Ergebnis (siehe [PET94]).
- Es ergibt sich für jeden Abstand d eine unabhängige Lebensdauer. Die zu erwartende Konstanz der resultierenden τ -Kurve stellt daher einen sensitiven Indikator für mögliche systematische Fehler dar.

Kapitel 3

Die Experimente am EUROBALL-Spektrometer

Die RDDS Experimente zur Untersuchung von Lebensdauern in ^{196}Pb und ^{136}Nd wurden beide im July 1997 an den Laboratori Nationali di Legnaro in Italien durchgeführt. Der Strahl wurde vom XTU Tandembeschleuniger des Laboratori Nationali di Legnaro bereitgestellt. Die wesentlichen Bestandteile des Aufbaus beider Experimente bildeten zum einen das EUROBALL-Spektrometer, welches im Mai 1997 in Betrieb genommen wurde, und zum anderen der Kölner Koinzidenzplunger. Im folgenden werden beide Meßapparaturen vorgestellt.

3.1 Der Plunger

Bei beiden RDDS-Koinzidenzmessungen am EUROBALL-Spektrometer kam der Kölner Kugelplunger zum Einsatz. Als *Plunger* bezeichnet man ein speziell für RDDS-Experimente konstruiertes Gerät. Im wesentlichen setzt es sich zusammen aus einer Streukammer, die Target- und Stopperfolie umschließt, einem Stück Strahlrohr und einer hochpräzisen Mechanik, welche es ermöglicht, den Abstand zwischen den Folien auf Bruchteile von Mikrometern genau einzustellen. Abbildung 3.1 zeigt den schematischen Aufbau des Plungers.

Mittels einer Veränderung der Targetposition durch den INCHWORM erfolgt die Einstellung der Target-Stopper Abstände. Der INCHWORM ist ein Linearmotor, der aus drei Piezokristallen besteht und mit einem optischen Abstandsmeßsystem kombiniert ist. Das Target ist über eine Schubstange mit dem Motor verbunden. Dieses System erlaubt Abstände bis 10 mm mit einer Auflösung von weniger als $0.5 \mu\text{m}$ einzustellen. Zusätzlich erfolgt eine Abstandsmessung bei Abständen bis $1000 \mu\text{m}$ über ein unabhängiges induktives Meßsystem der Firma TESA (TESATRONIC). Die Genauigkeit dieses Systems liegt bei ca. $0.1 \mu\text{m}$. Sowohl das optische Meßsystem des

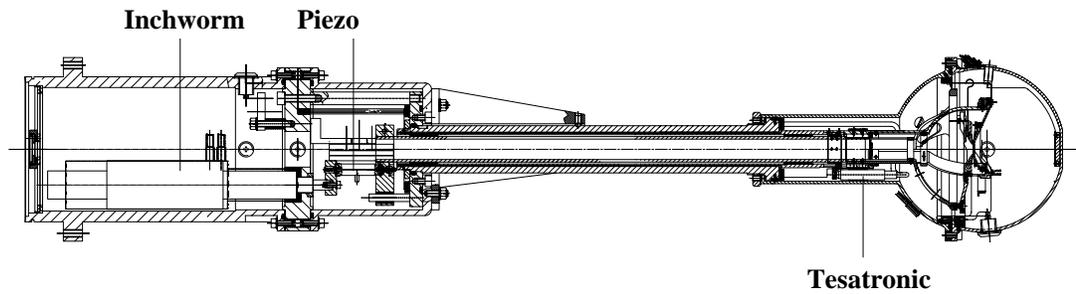


Abbildung 3.1: Schematischer Querschnitt durch den Kölner Kugelplunger. Gekennzeichnet sind der Stellmotor (INCHWORM), der Regel-PIEZO und der induktive Längenaufnehmer (TESATRONIC).

INCHWORMS als auch das induktive Meßsystem des TESA sind nur in der Lage, Abstandsänderungen bezüglich der Haltemechanik der Target- und Stopperfolien zu registrieren. Aufgrund der Energiedeposition in den Folien durch den Strahl kommt es jedoch zu einer thermischen Expansion der Target- und Stopperfolien bzw. deren Halterung, was zu einer Veränderung des Folienabstandes führt und von beiden Systemen nicht registriert werden kann. Diese Abweichungen vom gemessenen Target-Stopper Abstand sind nicht vernachlässigbar, so daß eine aktive Nachregelung des momentanen Abstands unerlässlich ist. Die Regelung basiert auf der Messung der abstandsabhängigen Kapazität des Target-Stopper Systems. Zunächst wird ohne Strahl eine Abstandseichung durchgeführt (siehe Kapitel 4.2), mit der jeder Kapazität C ein Abstand d zugeordnet werden kann. Um die erwähnten thermischen Schwankungen auszugleichen und den Abstand während der Messung konstant zu halten, wird der Abstand mittels eines zusätzlichen Piezokristalls geregelt (Regelbereich 0-30 μm). Das Kapazitätssignal dient dabei als Regelsignal für den Piezokristall. Detailliertere Beschreibungen zu Hard- und Software der Plungerregelung sind in den Referenzen [BOE91, PEU96, TIE95] nachzulesen.

3.2 Das EUROBALL-Spektrometer

In den letzten Jahren wurde die Weiterentwicklung der γ -Spektrometer hin zu 4π -Multidetektorarrays intensiviert. Diese leistungsstarken Spektrometer (GASP, GAMMASPHERE, EUROBALL) zeichnen sich durch eine hohe Nachweiswahrscheinlichkeit für γ -Quanten aus.

Wie im schematischen Querschnitt des EUROBALL-Spektrometers zu erkennen (Abbildung 3.3), setzt sich das Spektrometer aus drei verschiedenen Detektortypen in acht Winkelgruppen zusammen:

- 15 Cluster-Detektoren unter drei Rückwärtswinkeln

Ein Cluster besteht aus jeweils sieben High Purity Germaniumdetektoren (HP-Ge). Jeder Cluster ist als ganzes von einem BGO-Shield (Anti-Compton-Shield) umgeben, das zur Unterdrückung unvollständiger, durch Compton-Streuung erzeugter Energiesignale dient. Zwischen den einzelnen Segmenten befindet sich kein Anti-Compton-Shield, so daß der Cluster im sogenannten *Addback-Modus* betrieben werden kann: Wird ein von einem Clustersegment registriertes γ -Quant in ein benachbartes Segment Compton-gestreut und dort registriert, so besteht die Möglichkeit, die ursprüngliche Energie des γ -Quants durch ein Zurückaddieren der Energien (*Addback*) zu rekonstruieren.

- 26 Clover-Detektoren unter zwei Winkeln nahe 90°

Ein Clover besteht aus jeweils vier High Purity Germaniumdetektoren (HPGe), die im Carré angeordnet sind. Jeder Clover ist ebenfalls von einem BGO-Shield umgeben.

- 30 Tapered-Detektoren unter drei Vorwärtswinkeln.

Insgesamt ergeben sich somit 239 Einzeldetektoren. Tabelle 3.1 liefert eine Aufstellung der Winkelgruppen. Um die Statistik in den Spektren für die Auswertung zu erhöhen, wurden bei dem Experiment an ^{196}Pb noch jeweils zwei Cluster- bzw. Cloverringe zusammengefasst. Abbildung 3.2 zeigt das EUROBALL-Spektrometer zusammen mit dem montierten Kölner Kugelplunger.

Tabelle 3.1: Anordnung der 239 Einzeldetektoren des EUROBALL-Spektrometers. Die Detektoren lassen sich je nach Experiment in der angegebenen Weise zu acht bzw. sechs Ringen zusammenfassen.

Ring Nummer		mittlerer Winkel [°]		Anzahl Detektoren	Typ
0	0	156.1		35	Cluster
1	}	137.1	}	35	Cluster
2		129.7		133.4	35
3	}	103.3	}	52	Clover
4		76.6		90.0	52
5	3	52.2		15	Tapered
6	4	34.6		10	Tapered
7	5	15.5		5	Tapered

3.3 Durchführung der Experimente

Im folgenden sind die technischen Details der beiden Experimente tabellarisch aufgelistet.

Experiment	^{196}Pb	^{136}Nd
Reaktion	$^{164}\text{Dy} (^{36}\text{S}, 4n) ^{196}\text{Pb}$	$^{110}\text{Pd} (^{30}\text{Si}, 4n) ^{136}\text{Nd}$
Strahlenergie	$E(^{36}\text{S}) = 168 \text{ MeV}$	$E(^{30}\text{Si}) = 148 \text{ MeV}$
Ladungszustand	$C(^{36}\text{S}) = 11^+$	$C(^{30}\text{Si}) = 9^+$
Target	0.9 mg/cm ² ^{164}Dy auf 1.4 mg/cm ² Ta	1.0 mg/cm ² ^{110}Pd freitragend
Stopper	12 mg/cm ² Au	11 mg/cm ² Au
Rückstoßgeschwindigkeit	$v/c = 1.79 (5) \%$	$v/c = 1.76 (2) \%$
Abstände [μm]	1.0; 4.7; 6.4; 10.6; 15.9; 23.3; 33.0; 47.7; 65.7; 98.0; 134.1; 190.1; 267.9; 382.3	9.8; 12.1; 16.2; 24.2; 36.1; 51.2; 71.5; 100.8; 141.4; 190.6; 254.4; 367.5; 650
Strahlstrom	$I(\text{Cup}) = 35 \text{ nA}$	$I(\text{Cup}) = 25 \text{ nA}$
Multiplizität	≥ 5 vor Compton-Unterdrückung	≥ 9 vor Compton-Unterdrückung
Ereignis-Zählrate	6 — 12 kBq	9 — 14 kBq
Datenrate	250 — 460 kb/s	577 — 948 kb/s
aufgezeichnete Ereignisse	$3.4 \cdot 10^9$ (Multiplizität ≥ 2)	$2.6 \cdot 10^9$ (Multiplizität ≥ 2)

Tabelle 3.2: Auflistung der technischen Daten der Experimente.

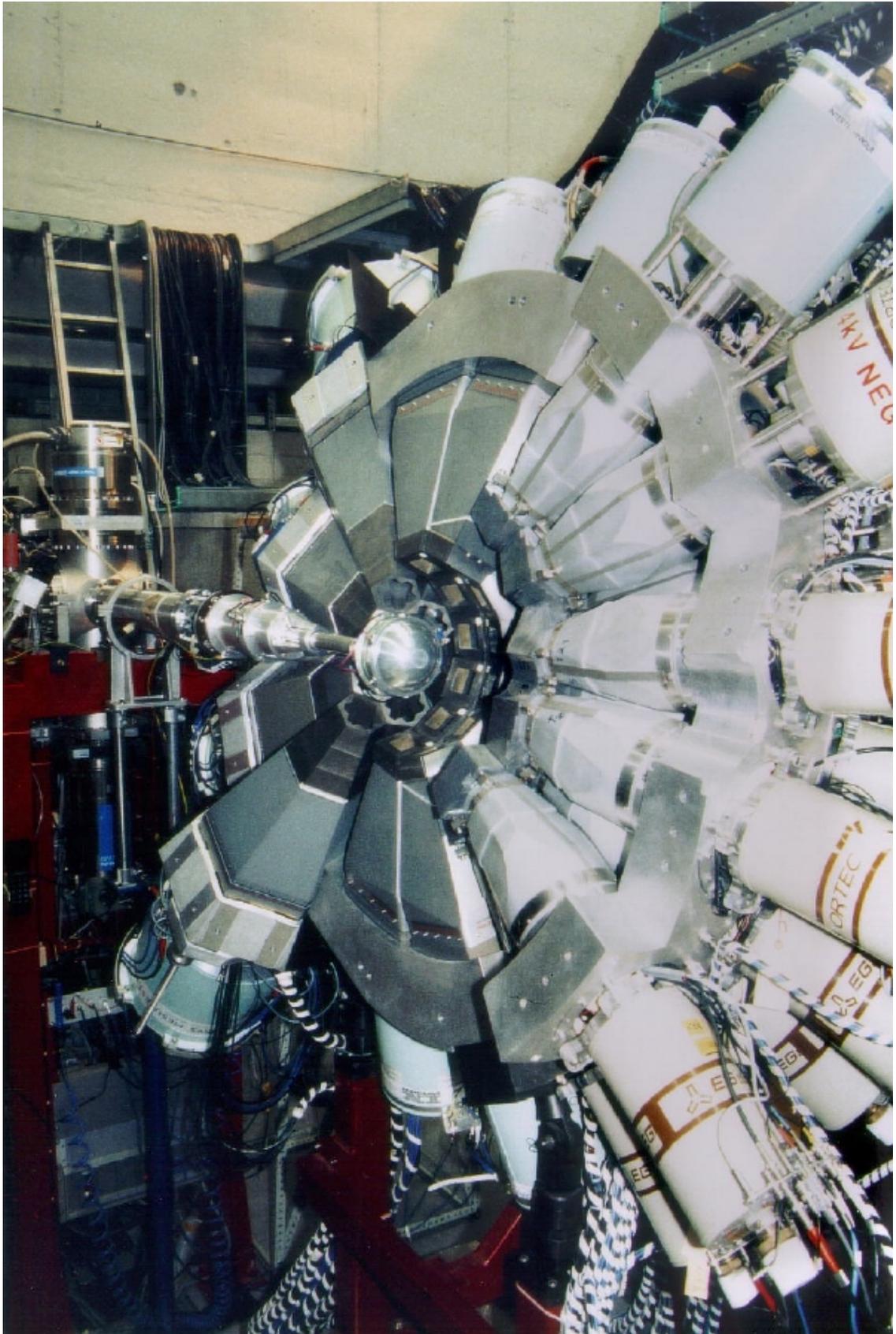


Abbildung 3.2: Das geöffnete EUROBALL Spektrometer mit eingebautem Plunger.

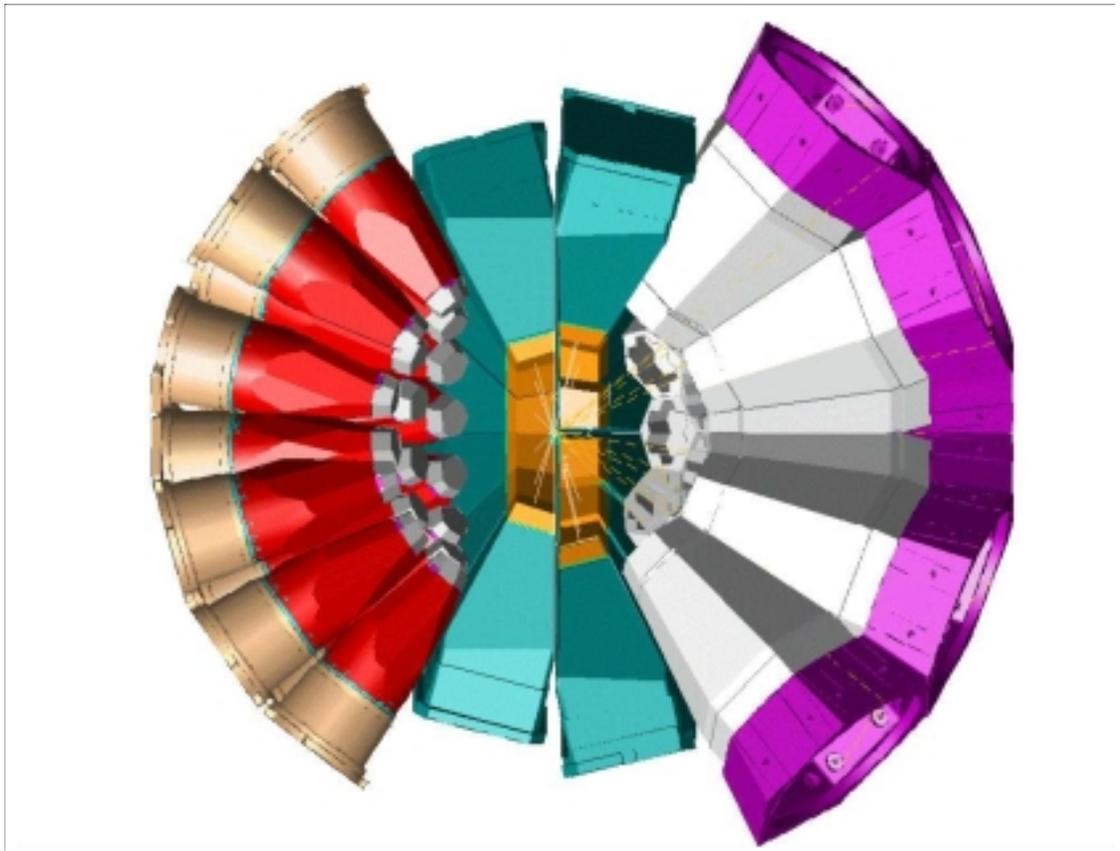


Abbildung 3.3: Schematischer Querschnitt des EUROBALL-Spektrometers

Kapitel 4

Analyse der Daten

4.1 Aufbereitung der Daten

Die Aufbereitung der aus den Experimenten resultierenden Rohdaten steht zu Beginn der Datenanalyse und hat zum Ziel die aufgezeichneten Koinzidenzereignisse in Matrizen zu sortieren, die zu den Winkelkombinationen der Detektorringe im Spektrometer korrespondieren.

4.1.1 Vorsortierung

Im Rahmen eines *presorts* wurden die Originaldaten beider Messungen an ^{196}Pb und ^{136}Nd mit Hilfe des Programms *eb-presort* [GOE97] zunächst vorsortiert. Zum einen wurde dabei die Datenmenge von jeweils ca. 160 *Gbyte* auf ca. 60 *Gbyte* reduziert. Die für die Auswertung nicht relevanten Daten korrespondierend zu Energien von 4 bis 20 *MeV* wurden hierfür entfernt, und die Daten höher komprimiert auf spezielle Bänder geschrieben. Zum anderen wurden die für die Rekalibrierung und Shiftkorrektur (vergl. Kapitel 4.1.2) notwendigen Projektionsspektren erzeugt. Für jeden Detektor werden dabei zwei Spektren angelegt, in denen alle Zeit- bzw. Energiewerte inkrementiert werden. Um die aufgenommenen Daten dem zeitlichen Ablauf der Messung zuordnen zu können, werden die Spektren periodisch in Dateien gespeichert. Da bereits während beider Messungen zeitliche Veränderungen der Detektoreichung im Bereich von 30 minütigen Zeitabständen festzustellen waren, wurden die Daten in der Vorsortierung jeweils in ca. 170 Abschnitte von 12 000 Datenblöcken mit 32 *kbyte* unterteilt, was in etwa der aufgenommenen Datenmenge von 30 Minuten entspricht. Diese Unterteilung in *subruns* war für die Korrektur der zeitlichen Veränderung in der Energieichung der Detektoren unerlässlich (vergl. Kapitel 4.1.2).

Insgesamt wurden für jeden der 239 Einzeldetektoren je ca. 170 Energie- und Zeitprojektionen aus den Rohdaten erstellt, was einer Gesamtzahl von mehr als 80 000

Spektren für jedes Experiment entspricht.

4.1.2 Rekalibrierung und Shiftkorrektur

Bevor die Daten des Experiments in Spektren bzw. Matrizen einsortiert werden können, muß sichergestellt werden, daß alle Detektoren über die gesamte Meßzeit eine einheitliche Energie–Kanal–Beziehung besitzen. Aufgrund von Instabilitäten in der Verstärkerelektronik kann es während einer Messung zu sogenannten *Gain-Shifts* in den Spektren kommen. Das bedeutet, daß sich die Energie–Kanal–Beziehung für einen Detektor über die Zeit ändert und in Folge Spektren, die zu verschiedenen Zeiten aufgenommen wurden, einen *Shift* relativ zueinander besitzen. Je nach Typ der verwendeten Elektronik bzw. Optimierung der einzelnen elektronischen Bauteile untereinander, ist dieses Problem mehr oder weniger dominant. Die Spektren beider Messungen am EUROBALL–Spektrometer zeigten, je nach Detektortyp, zum Teil sehr starke Gain-Shifts. Im wesentlichen waren zwei vorherrschende Effekte zu beobachten:

- Zeitliche Veränderungen der Detektoreichung (Shifts) im Sekundenbereich. Dieser Effekt dominierte fast ausschließlich die Clover Detektoren und konnte auf einen Teil der speziellen Cloverelektronik, die Cloverkarten, zurückgeführt werden. Eine eindeutige Identifikation des Effekts fällt schwer, da lediglich eine Verschlechterung der Auflösung zu beobachten ist.
- Zeitliche Veränderungen der Detektoreichung (Shifts) im Stundenbereich wie in Abbildung 4.1 beispielhaft gezeigt wird. Dieser Effekt konnte bei allen drei Detektortypen beobachtet werden. Jedoch waren die Spektren der Clusterdetektoren von den Stunden-Shifts besonders häufig betroffen.

Da aus praktischen Gründen die Daten nicht in *subruns* (vergl. Kapitel 4.1), die weniger als 30 Minuten Meßzeit umfassen, unterteilt werden konnten, war im ersten Fall keine Korrektur möglich. Allerdings stehen sämtliche Clover-Detektoren nahe 90° zur Strahlachse (siehe 3.1) und zeigen somit fast keine Dopplerverschiebung, so daß diese schon prinzipiell nicht zur Analyse herangezogen werden konnten. Im folgenden werden die Ringe, die einen für die Analyse ausreichenden Doppler-Shift zeigten, Analyseringe genannt.

Um die Shifts im Stundenbereich zu korrigieren, müssen die Spektren während des Sortierprozesses angeglichen werden. Für jeden Detektor und Datenlauf ist eine lineare Abbildung zu suchen, die die Kanäle der Spektren auf Referenzspektren abbildet. Nachfolgend wird das Verfahren geschildert, welches bei der Messung an ^{196}Pb angewendet wurde und sich in zwei Schritte gliedern läßt: Zunächst wurden für jeden Detektor die Spektren bezüglich eines Abstands korrigiert. Da pro Abstand ca. 3000 Spektren, also bei 14 Abständen insgesamt über 40000 Spektren untersucht werden mußten (vergl. Kapitel 4.1.1), war eine Automatisierung

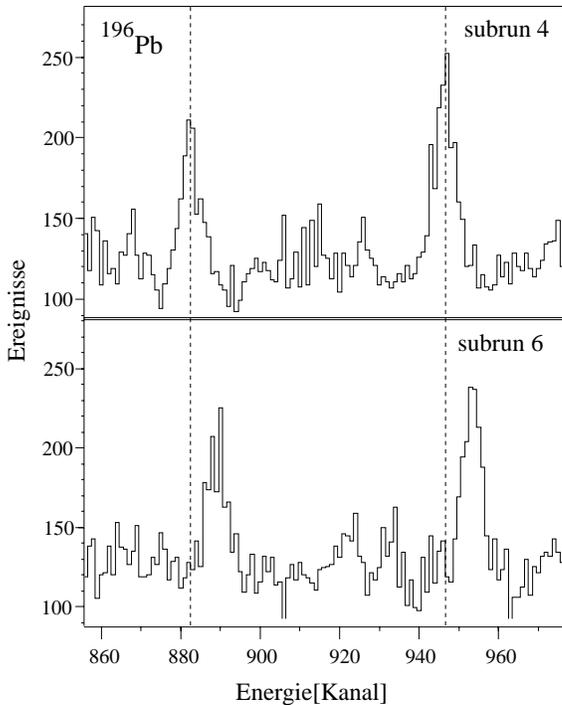


Abbildung 4.1: Beispiel für einen Shift im Stundenbereich. Es werden identische Ausschnitte zweier Spektren des selben Cluster-Detektors gezeigt. Die Spektren wurden im Abstand von einer Stunde aufgenommen. Die Veränderung in der Energie-Kanal-Beziehung ist deutlich zu erkennen.

unumgänglich. Hierfür wurde das UNIX-Shell-Skript *maegeri* erstellt, welches das C-Programm *autoshift* [WIE95] benutzt. *Autoshift* arbeitet nach dem Prinzip des Flächenmatchings und liefert bei relativ geringen Shifts und guter Statistik in den Spektren zuverlässige Ergebnisse. Da diese Voraussetzungen insbesondere auf die Cluster-Detektoren sehr häufig nicht zutrafen, war eine Erweiterung der Einsatzmöglichkeit von *autoshift* durch *maegeri* notwendig. Das Shell-Skript übergibt *autoshift* automatisch die Koeffizienten der Abbildung für das letzte Spektrum als Startparameter für das Anpassen des nächsten Spektrums. Die ersten Startwerte werden anhand eines Spektrums mit guter Statistik und geringem Shift relativ zum Referenzspektrum ermittelt. Als Kontrollmöglichkeit werden die gefundenen Koeffizienten dem Programm *tv* [THE92] übergeben, und die Lage der korrigierten Spektren kann mit dem Auge überprüft werden.

In einem zweiten Schritt wurden dann für jeden Detektor die Spektren der verschiedenen Abstände aufeinandergeschoben. Der Einsatz des Programmes *autoshift* war an dieser Stelle nicht mehr möglich, da sich die Spektren für verschiedene Abstände prinzipbedingt aufgrund der Lebensdauerereffekte unterscheiden. Das Flächenmatching muß zwangsläufig scheitern, da sich mit größerem Abstand die Intensität vom Stoppeak hin zum Flugpeak verlagert. Eine Möglichkeit für eine Korrektur dieser Spektren bietet die Orientierung an Linien, die ausschließlich einen Stoppeak im Spektrum aufweisen. Dies sind zum Beispiel Linien, welche durch Coulomb-Anregung (Coulomb-excitation) an umgebenden Materialien entstehen (Coulex-Linien). Identifiziert werden konnten zum Beispiel Linien der Kerne ^{181}Ta (Backing), ^{197}Au (Stopper), ^{209}Bi (Beamstopper) und ^{27}Al (Strahlrohrteile). Da

bei 14 Abständen und 239 Detektoren insgesamt 3346 Spektren auf diese Weise aufeinandergeschoben werden müssen, wurde das halbautomatische Shell-Skript *mawashigeri* erstellt. Mit Hilfe des Programms *tv* werden jeweils für jeden Detektor die Spektren entsprechend der 14 Abstände eingelesen. Man kann nun Fenster optional auf ein oder zwei Coulex-Linien setzen. Mittels eines Flächenmatchings bezüglich des Inhaltes der gewählten Fenster können die Spektren nun rekali­briert werden. Die resultierenden Wertepaare (shift-pairs) für die Abbildung werden in Polynomkoeffizienten umgerechnet. Eine mehrmalige Hintereinanderausführung der Rekalibrierung ist möglich, da die vorhergehenden Koeffizienten mit verrechnet werden.

Abschließend konnte mit Hilfe der Programme *topfit* [WIE96] und *autocal* [WIL95] für jeden Detektor aus der ^{152}Eu -Eichung eine feste Energie-Kanal-Beziehung gewonnen werden.

Die Datenfülle und der damit verbundene Zeitaufwand, der für die Korrektur von „laufenden Spektren“ aufgewendet wurde, initiierte den Wunsch nach einer vollautomatischen Lösung. In diesem Zusammenhang entstand das Programm *bs-visus* im Rahmen einer Diplomarbeit von B. Saha [SAH00], welches versucht, sich dem Problem auf der Basis einer Mustererkennung zu nähern. Einen ersten Test erfuhr das Programm für die Shift Korrektur bei der Messung an ^{136}Nd [RUE00]. Wünschenswert ist allerdings, daß Priorität auf das Erforschen der Ursache für die ungewöhnlich starken Gain-Shifts gesetzt wird. Der Vergleich diesbezüglich mit dem Großspektrometer GAMMASPHERE zeigt, daß dies kein allen Großspektrometern eigenes Problem ist: Eine Shift Korrektur der Spektren bei GAMMASPHERE ist nur in Ausnahmefällen nötig.

4.1.3 Sortierung

Beim Sortieren der Daten von ^{196}Pb wurde für die Cluster Detektoren das *Addback*-Verfahren (*nearest neighbor addback*) benutzt, wie es in Kapitel 3.2 skizziert wurde. Für die Messung an ^{136}Nd machten Tests bezüglich unterschiedlicher *Addback*-Verfahren [RUE00] deutlich, daß abweichend von dieser etablierten Anwendung für die Messung an ^{136}Nd einem alternativen *Addback*-Verfahren (*anti-compton mode*) der Vorzug zu geben ist. Hier dienen die Teildetektoren des Cluster-Detektors wechselseitig als Anti-Compton-Shield. Sobald zwei oder mehr Teildetektoren ein γ -Quant registriert haben, werden alle Energiesignale des Gesamtdetektors verworfen. Detaillierte Erläuterungen hierzu sind in Ref. [RUE00] zu finden.

Auf den prompten Zeitpeak in den Zeitspektren wurde ein Fenster von ca. 50 ns gesetzt, um zufällige Koinzidenzen möglichst auszuschließen. Mit dem Programm *ebsort* [RUE99b] wurden für beide Messungen 4k-Koinzidenzmatrizen mit einem Energiefenster auf den Bereich 50 – 1750 keV erzeugt, da alle relevanten Übergänge von beiden Kernen innerhalb dieses Energiebereichs zu finden sind. Im folgenden werden die Zahlen betreffend der Sortierung für die Messung an ^{196}Pb genannt.

Insgesamt werden pro Abstand 21 $\gamma\gamma$ -Matrizen M_{NM} angelegt, 15 asymmetrische und 6 symmetrische. Das Indexpaar (N, M) durchläuft die Werte $\{0, 1, 2, 3, 4, 5, \}$ für die einzelnen Ringe mit der Zusatzbedingung $N \leq M$, so daß man demnach $6 \cdot 7 \cdot \frac{1}{2} = 21$ Kombinationsmöglichkeiten bzw. Matrizen pro Abstand erhält. Desweiteren wurden für alle asymmetrischen Matrizen die transponierten Matrizen $M_{MN} = M_{NM}^T$ angelegt. Hinzu kommen noch sechs Projektionsspektren, in denen jeweils alle Energiewerte eines Detektorrings inkrementiert werden. Für die 14 Abstände wurden so mit dem Programm *ebsort* insgesamt 504 $\gamma\gamma$ -Matrizen und 84 Spektren angelegt. Bedingt durch das komprimierende *mfile*-Datenformat [ESS95] beschränkt sich die Datenmenge auf 4.4 *Gbyte*.

Entsprechend wurden für die Messung an ^{136}Nd 832 $\gamma\gamma$ -Matrizen und 104 Spektren erzeugt, die insgesamt einen Speicherplatz von 4.4 *Gbyte* belegen [RUE00].

4.2 Abstandseichung

Jeweils vor Beginn beider Messungen wurden die Kapazitäten des aus Target-, Stopperfolie und übrigem Plunger bestehenden Systems gegen die Meßwerte des Mikrometers (TESA) geeicht. Die Eichung wurde ohne Strahl bei ausgeschalteter Regelung über den gesamten Meßbereich vorgenommen. Die Meßpunkte wurden zwischen frei wählbaren Stützstellen durch stetig differenzierbar aneinandergefügte Polynome zweiten Grades interpoliert. Abbildung 4.2 zeigt die Abstandseichung für ^{196}Pb . Mittels dieser Eichung können die verschiedenen Abstände relativ zueinander auf Bruchteile eines Mikrometers genau bestimmt werden. Die Kenntnis über die relativen Abstände ist bei Anwendung der DDC Methode ausreichend (vergl. Kapitel 2.2).

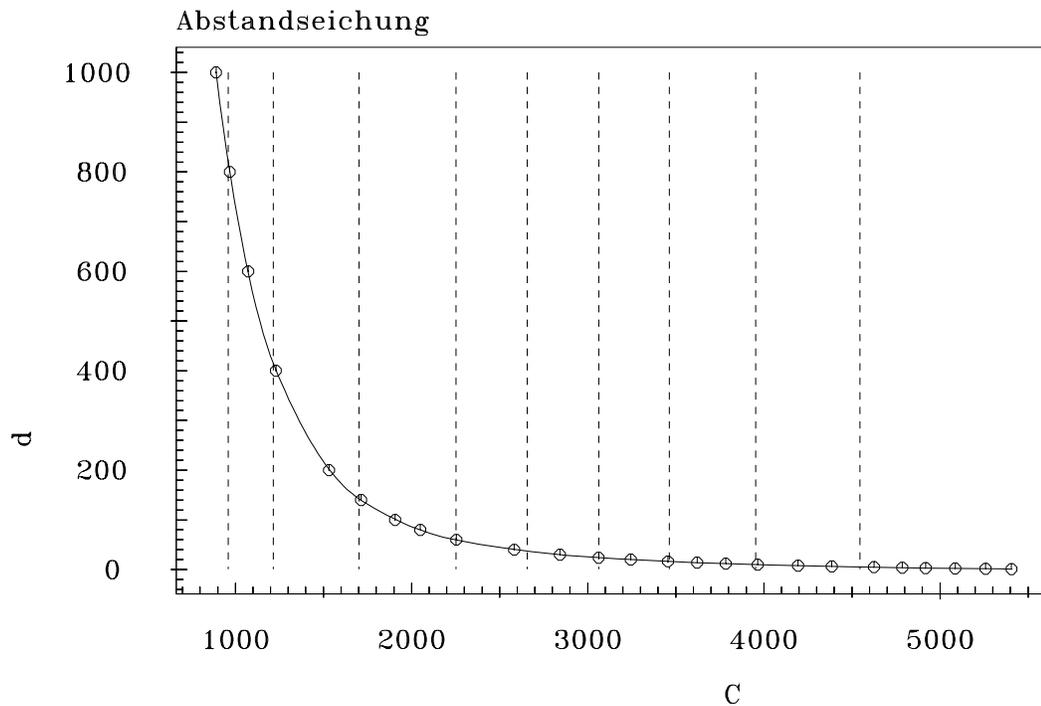


Abbildung 4.2: Abstandseichung. Die Interpolation der Meßpunkte erfolgte durch abschnittsweise definierte, stetig differenzierbar aneinandergefügte Polynome.

4.3 Normierung

Sowohl unterschiedliche Meßzeiten bei verschiedenen Abständen als auch Strahlstromschwankungen machen es notwendig, die jeweiligen Messungen auf eine gleichgroße Anzahl produzierter Rückstoßkerne zu normieren. Erst durch diese Normie-

rung werden die Flächen, die sich aus den Spektren ergeben, untereinander vergleichbar und können für die Auswertung verwendet werden. Bei der Analyse der Messung an ^{196}Pb wurde zur Bestimmung der Normierung in den Koinzidenzdaten auf die $(2_1^+) \xrightarrow{1049\text{keV}} (0_1^+)$ Linie gegatet und die Flächen der darüberliegenden, starken $(4_1^+) \xrightarrow{689\text{keV}} (2_1^+)$, $(7_1^-) \xrightarrow{372\text{keV}} (5_1^-)$ und $(10_1^+) \xrightarrow{337\text{keV}} (9_1^-)$ Übergänge bei verschiedenen Abständen verglichen. Analog verfahren wurde bei der Messung an ^{136}Nd mit einem Gate auf die $2_1^+ \xrightarrow{374\text{keV}} 0_1^+$ Linie und den darüberliegenden, starken Linien der Grundzustandsbande: $4_1^+ \xrightarrow{603\text{keV}} 2_1^+$, $6_1^+ \xrightarrow{771\text{keV}} 4_1^+$ und $8_1^+ \xrightarrow{886\text{keV}} 6_1^+$. Eine Auflistung der so gewonnenen Normierungsfaktoren beider Messungen findet sich in Tabelle 4.1.

^{196}Pb		^{136}Nd	
Abstand d [μm]	$N(d)$	Abstand d [μm]	$N(d)$
1.01	1.506 (34)	9.8	1.004 (7)
4.68	1.214 (26)	12.1	1.053 (8)
6.44	1.704 (40)	16.2	1.047 (8)
10.58	1.457 (34)	24.2	1.261 (10)
15.91	1.450 (33)	36.1	1.195 (9)
23.27	1.424 (33)	51.2	1.150 (9)
32.98	1.598 (38)	71.5	1.138 (8)
47.68	1.002 (21)	100.8	1.203 (9)
65.71	2.047 (54)	141.4	1.135 (8)
98.00	1.155 (26)	190.6	1.122 (8)
134.08	1.555 (37)	254.4	1.353 (11)
190.10	1.801 (46)	367.5	2.751 (29)
267.92	1.655 (41)	650.0	5.567 (79)
382.28	1.611 (39)		

Tabelle 4.1: Normierungsfaktoren $N(d)$ pro Abstand d beider Messungen.

4.4 Bestimmung der Rückstoßgeschwindigkeit

Bei der Messung an ^{196}Pb war eine zuverlässige Bestimmung der Geschwindigkeit der Rückstoßkerne mittels der Spektren nicht möglich. Eine Anzahl von isomeren Zuständen im unteren Bereich des Termschemas (siehe Abbildung 5.1) verhindert die Entstehung von Flugpeaks bezüglich der starken Linien in den Spektren. Diese wiederum sind zur Bestimmung der Energieverschiebung und damit der Rückstoßgeschwindigkeit notwendig.

Über die Annahme eines zentralen inelastischen Stoßes von Projektil (^{36}S) und Target (^{164}Dy) und der Kenntnis der Projektilenergie kann jedoch die Geschwindigkeit des Rückstoßkerns berechnet werden. Unter Berücksichtigung des Energieverlustes

des Projektils im Target (simuliert mit Hilfe des Programms *tstop* [FIT99]) und eines Fehlers für die Projektilenergie, ergab sich:

$$v/c = 1.79 (4) \%$$

Für die Messung an ^{136}Nd war eine Bestimmung der Rückstoßgeschwindigkeit aus den Spektren möglich [RUE00], und es ergab sich:

$$v/c = 1.70 (4) \%$$

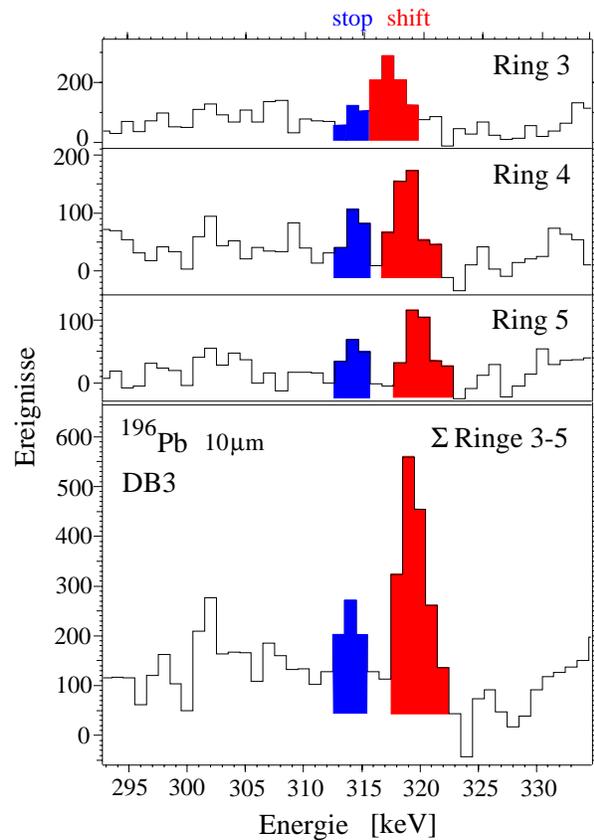
4.5 Addition von Spektren aus unterschiedlichen Ringen

Bezüglich des Experiments an ^{196}Pb stellte sich das Verhältnis von Peak- zur Gesamtfläche in den Spektren als relativ gering heraus. Das Problem zeigte sich besonders deutlich bei den von Cluster-Detektoren aufgenommenen Spektren. Es erscheint plausibel, anzunehmen, daß dies durch die Einstellung zu hoher Schwellenwerte an den entsprechenden CFD-Modulen (*Constant Fraction Discriminator*) verursacht wurde. Das CFD-Modul legt den Zeitpunkt und die untere Energieschwelle der berücksichtigten γ -Ereignisse eines Detektorzweigs fest. Die Schwelle dieses Moduls muß so eingestellt werden, daß das Grundlinienrauschen des analogen Eingangs keine Ausgangsimpulse erzeugt. Wird die Schwelle zu hoch eingestellt, etwa bei 200–300 keV, so wirkt sich dies negativ auf die Funktionalität des *Addback*-Modus der Cluster-Detektoren (siehe Kapitel 3.2) aus. Liegt die Energie eines Ereignisses, welches die *Addback* Bedingung erfüllt, unterhalb der eingestellten Schwelle, so wird das Ereignis nicht berücksichtigt und kann in Folge nicht zurückaddiert werden. Dadurch erscheint eine durch die Compton-Streuung verfälschte Energie im Spektrum, so daß sich in Summe mehr Intensität auf das Compton-Kontinuum des Spektrums, welches in den Spektren ein Teil des Untergrunds ausmacht, und weniger auf die Linien verteilt.

Die geringe Statistik innerhalb der für jeden Abstand und Analyserring erzeugten gegateten Spektren (siehe Kapitel 4.6.1) machte es für die Lebensdauerbewertung erforderlich, die Spektren aus mehreren Analyseringen geeignet aufzusummieren. Der unterschiedliche Dopplershift in den einzelnen Spektren ließ eine einfache Addition der Kanalhalte nicht zu. Ein von R. Kühn angewendetes Verfahren ([KUE97]) wurde benutzt, um die Spektren aus allen fünf Analyseringen zusammenzufassen: Dazu wurden zunächst die Spektren zwischen Stop- und Flugpeak der auszuwertenden Linie jeweils in zwei Einzelspektren unterteilt. Das Einzelspektrum, welches den Flupeak beinhaltete, wurde nun geeignet verschoben. Die entstandene Lücke zwischen den Einzelspektren wurde mit simuliertem Untergrund gefüllt. In einem

zweiten Schritt wurden nun die unter Rückwärtswinkeln aufgenommenen Spektren an der Stoppeakenergie gespiegelt. Nach dieser Modifikation lagen für alle Analysringe Stop- und Flugpeak des zu untersuchenden Übergangs in den aufbereiteten Spektren übereinander, so daß diese nun kanalweise aufsummiert werden konnten. Das TCL-Skript *Oizuki*, welches eine Erweiterung des Skripts *Wakazashi* [KUE96] darstellt, realisierte die Automatisierung der Prozedur. Abbildung 4.3 zeigt beispielhaft die Wirkung des Verfahrens für den $(18^-) \xrightarrow{315\text{keV}} (17^-)$ Übergang der irregulären Dipolbande in ^{196}Pb .

Abbildung 4.3: Beispiel zur Addition von Spektren aus unterschiedlichen Ringen. Dargestellt ist der $(18^-) \xrightarrow{315\text{keV}} (17^-)$ Übergang der irregulären Dipolbande in ^{196}Pb bei einem Abstand von $10\mu\text{m}$. Die oberen drei Spektren korrespondieren zu den Ringen unter Vorwärtswinkeln mit entsprechendem unterschiedlichen Doppler-Shift zwischen Stop- und Flugpeak. Das untere Spektrum zeigt die Summe der modifizierten, übereinander geschobenen Spektren.



4.6 Bestimmung der Lebensdauer

Das Vorgehen zur Extraktion der Lebensdauern aus den sortierten Matrizen läßt sich in zwei Schritte gliedern. Zunächst werden Schnittspektren erzeugt und die Flug- und Stoppeakintensitäten ermittelt. Im Rahmen der DDC Methode werden dann diese Intensitäten ausgewertet. Das Verfahren wird im folgenden näher erläutert.

4.6.1 Ermittlung der Intensitätsverhältnisse

Um die DDC Methode bezüglich eines Niveaus anwenden zu können, müssen Koinzidenzfenster (*Gates*) auf die Flugkomponenten entweder des direkt bevölkernden Übergangs (direkter *Feeder*) oder höher liegender Übergänge (indirekte *Feeder*) gesetzt werden. Das direkte Gaten verlangt nur die Analyse des entvölkernden Übergangs, das indirekte Gaten die Analyse des entvölkernden und des direkt bevölkernden Übergangs. In beiden Fällen ist mittels des Schneidens oberhalb des auszuwertenden Energieniveaus sichergestellt, daß mögliches *sidefeeding* keine Rolle spielt. Bei der Auswahl geeigneter Koinzidenzfenster muß zum einen beachtet werden, daß sowohl das Fenster selbst keine störenden Kontaminationen¹ umfaßt, als auch daß im gewonnenen Schnittspektrum die betrachtete Linie nicht kontaminiert ist. Zum anderen sind die Untergrundfenster so zu wählen, daß der Untergrund im Bereich der untersuchten Linie gut repräsentiert ist und die erzeugten Untergrundspektren, welche von den Koinzidenzschnitten subtrahiert werden, nicht zu Überabzügen und damit zu Intensitätsfehlern führen. In dieser Arbeit wurden die Koinzidenzspektren für die beiden durchgeführten Experimente auf zwei verschiedene Arten erzeugt:

- Für die Messung an ^{196}Pb wurde das schon in Kapitel 4.5 erwähnte Programm *Oizuki* verwendet. Das Programm umfaßt demnach zum einen das Erzeugen von Koinzidenzspektren und zum anderen die Addition von Spektren aus unterschiedlichen Ringen. Bedingt durch die geringe Statistik des Experimentes an ^{196}Pb wurden die Detektoren des EUROBALL-Spektrometers in nur sechs Ringe unterteilt (siehe Kapitel 3.2). Die Spektren von fünf dieser Ringe zeigten einen für die Auswertung ausreichenden Doppler-Shift. Für jeden dieser Analyserringe wurde pro Abstand ein Summenschnittspektrum über alle fünf Ringe erzeugt. Dieses wurde danach auf die in Kapitel 4.5 beschriebene Art modifiziert, um schließlich nach der Summierung dieser Spektren für jeden Abstand ein Spektrum mit der gesamten Statistik aller Analyserringe zu erhalten. Für ein auszuwertendes Niveau erhielt man auf diese Art maximal zwei unabhängige Datensätze, die zur Lebensdauerbestimmung führten, jeweils einen für die direkte bzw. indirekte Schnittmethode.
- Die Messung an ^{136}Nd erforderte kein Aufsummieren der Spektren aus den unterschiedlichen Ringen, so daß auf das Programm *Samurai* [RUE00] zurückgegriffen werden konnte. Die Detektoren wurden bei diesem Experiment in acht Ringe unterteilt, von denen sechs zur Analyse herangezogen werden konnten. Für jeden dieser Analyserringe wurde wieder pro Abstand ein Summenschnittspektrum über alle sechs Ringe erzeugt. Im Idealfall erhielt man so insgesamt zwölf unabhängige Datensätze, die zur Bestimmung der Lebensdauer führten.

In den resultierenden Summenspektren konnten dann pro Abstand die Intensitäten der entsprechenden Übergänge mit dem Programm *Lisa* ermittelt werden. Die Pro-

¹Wird ein Übergang von anderen Übergängen gleicher Energie überlagert, so spricht man in diesem Zusammenhang von Kontamination.

gramme *Samurai* und *Lisa* sind Teil eines in Ref. [RUE00] vorgestellten Software Pakets. Sowohl diese als auch das Programm *Oizuki* basieren auf dem *gammaTel* Interpreter [GAM] und zeichnen sich im Gegensatz zu bereits früher existierenden *Unix* Shell Scripts durch einfachere Aufrufe und wesentlich höhere Geschwindigkeit aus. Letzteres war aufgrund der hohen Datenmenge bei der Auswertung von beiden Experimenten essentiell.

4.6.2 Anwendung der DDC Methode

Die extrahierten Intensitäten bilden den Ausgangspunkt für die weitere Auswertung der Lebensdauer eines Zustands mittels der DDC Methode. Wie in Kapitel 2.2 beschrieben, läßt sich die Lebensdauer eines Kernniveaus im Fall des indirekten Gatens aus den gemessenen Intensitäten über

$$\tau(t_k) = \frac{\{C_S, A_U\}(t_k) - \alpha\{C_S, B_U\}(t_k)}{\frac{d}{dt}\{C_S, A_S\}(t_k)} \quad (4.1)$$

berechnen. Die Anwendung der Formel auf die ermittelten Intensitäten geschieht mittels eines standardisierten Verfahrens. Schematisch ist dies in Abbildung 4.4 anhand des $2_1^+ \xrightarrow{374keV} 0_1^+$ Übergangs in ^{136}Nd veranschaulicht. Im Zuge dieses Verfahrens werden die aus den Schnittspektren für die einzelnen Abstände bestimmten Intensitäten (①) unter Verwendung der entsprechenden Normierungskoeffizienten (siehe Kapitel 4.3) normiert. Im Nenner der Formel steht die Ableitung nach dem Abstand bzw. nach der Zeit. Das Ermitteln der Ableitung wird realisiert durch die Beschreibung des Intensitätsverlaufs über den Abstand (Zerfallskurve) mit einer analytischen Funktion (②). Analog zur Abstandseichung (siehe Kapitel 4.2) wird diese Funktion mit Hilfe des Programms *apatau* [ALT94] durch aneinandergereihte Polynome gebildet. Die Stützstellen, an denen die Polynome stetig differenzierbar verknüpft werden, können interaktiv verschoben werden, um eine möglichst gute Beschreibung der Zerfallskurve im sensitiven Bereich zu erhalten. Der sensitive Bereich umfaßt den Abstandsbereich, in dem die kleinsten, vergleichbar großen statistischen Fehler auftreten. Schließlich werden Zähler, Nenner und die resultierende Lebensdauer $\tau(t_k)$ in Abhängigkeit des Abstands in einem Plot zusammengefaßt (③).

Idealerweise sollten alle τ -Werte innerhalb des statistischen Fehlers um die tatsächliche Lebensdauer schwanken. Eine erkennbare Systematik im Verlauf wäre ein deutlicher Hinweis auf Kontaminationen oder Fehler in der Auswertung.

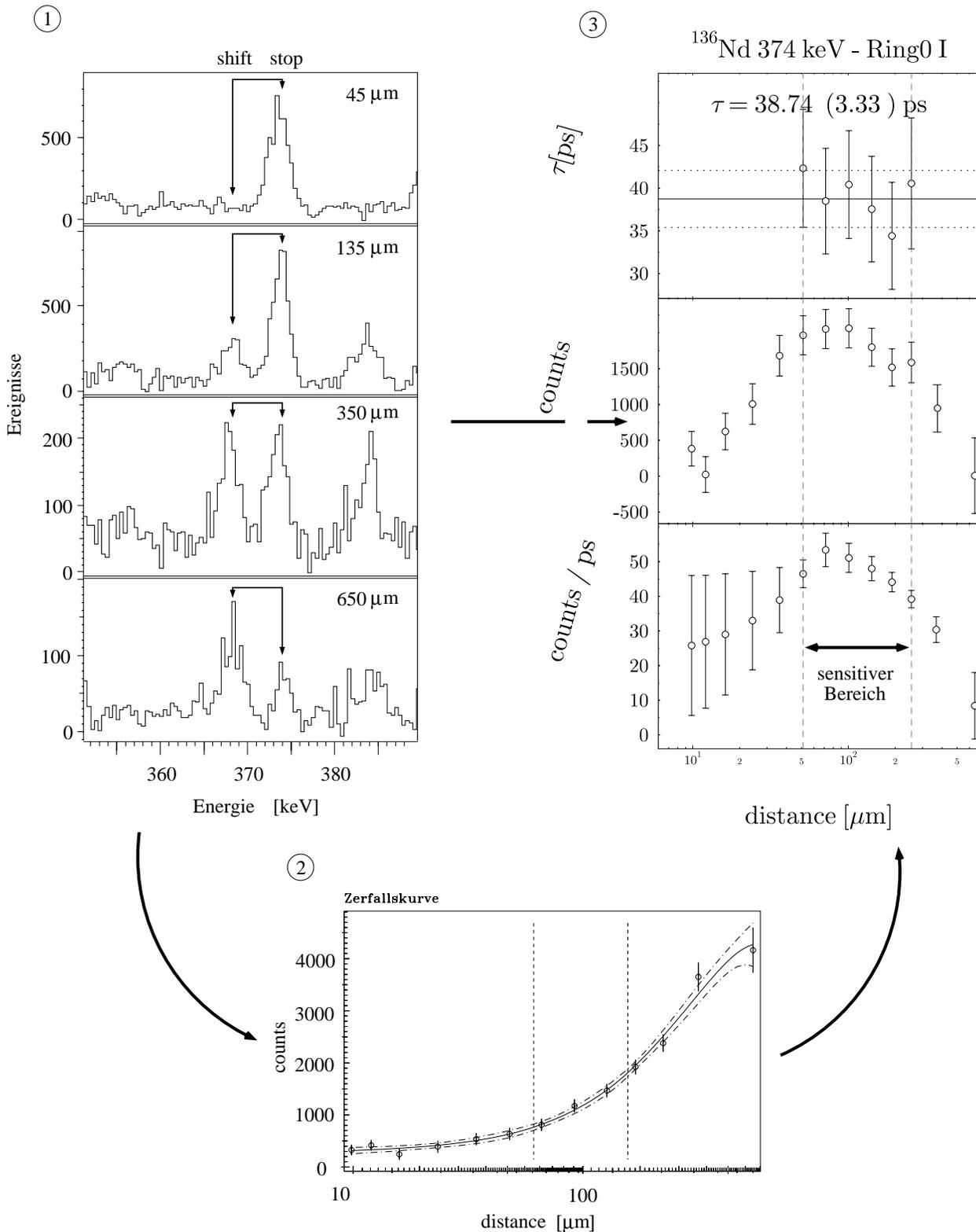


Abbildung 4.4: Illustration zur Anwendung der DDC Methode am Beispiel des $2_1^+ \xrightarrow{374\text{keV}} 0_1^+$ Übergangs in ^{136}Nd . Dargestellt sind Schnitterspektren für vier verschiedene Abstände im sensitiven Bereich, der zeitliche Verlauf der Intensitäten des Flugpeaks (Zerfallskurve) und der Plot von Zähler, Nenner und resultierender Lebensdauer (τ -Plot).

Kapitel 5

Resultate der Experimente

5.1 Lebensdauern in ^{196}Pb

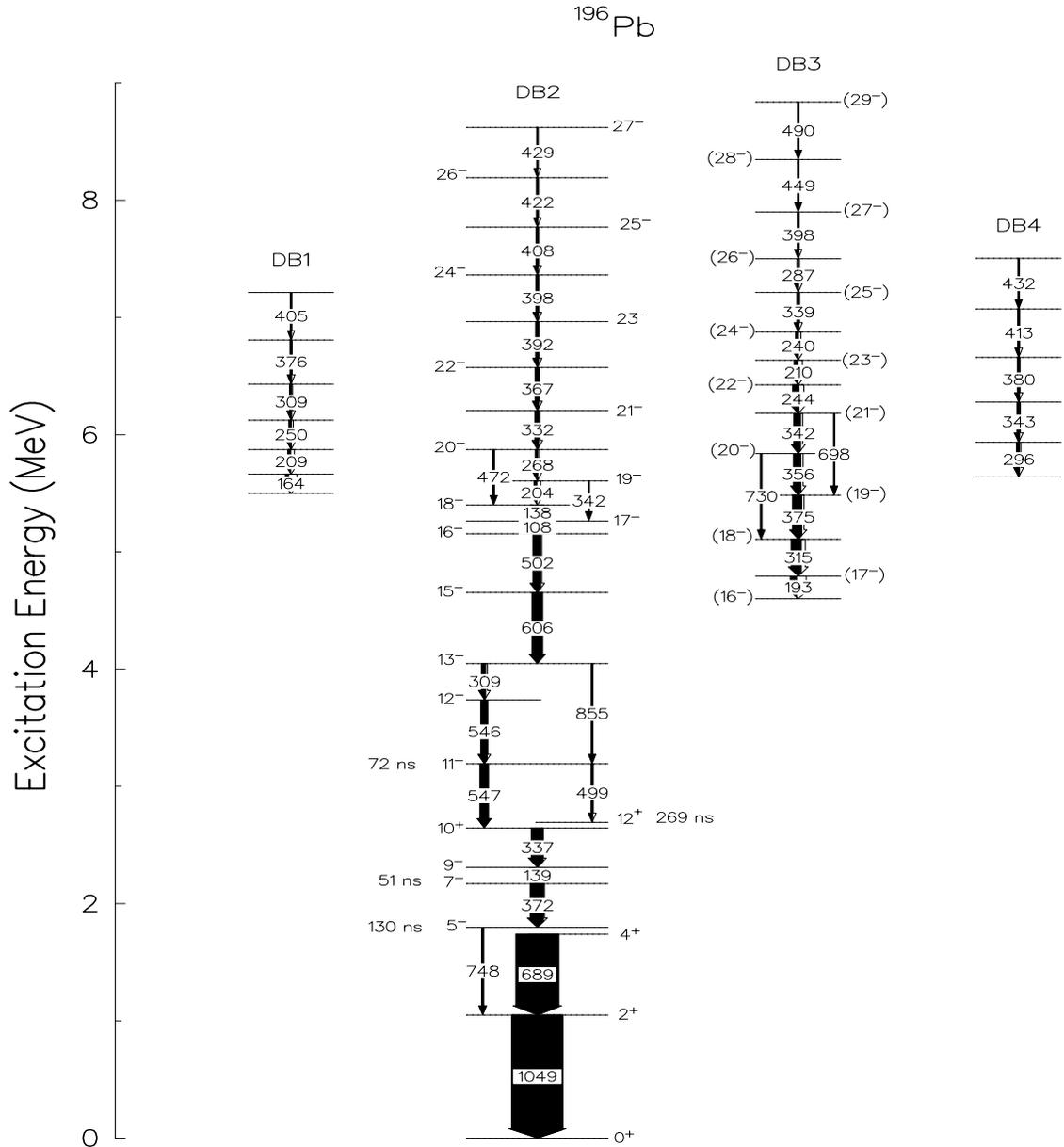
Das primäre Ziel der Messung an ^{196}Pb stellte die Untersuchung der Dipolbanden dar. Wie dem Ausschnitt des bekannten Termschemas von ^{196}Pb (Abbildung 5.1) zu entnehmen, wurden bisher insgesamt vier Dipolbanden beobachtet. Die Existenz der Banden konnte im Rahmen dieser Arbeit verifiziert werden. Die in Kapitel 4.5 erwähnten Probleme betreffend der Statistik des Experiments ließen jedoch nur eine Untersuchung der beiden am stärksten bevölkerten Banden (DB2 und DB3) und der Yrast-Niveaus zu. Für die reguläre¹ Bande (DB2) existiert eine Anbindung an bekannte Yrast-Niveaus², infolgedessen Spin, Parität und Anregungsenergie der Zustände in der Bande determiniert sind. Eine entsprechende Anbindung ist für die irreguläre Bande (DB3) nicht beobachtet worden. Die geklammerten Spins und Paritäten für die Zustände der Bande sind daher hypothetisch und basieren auf der Annahme, daß der Bandenkopf Spin und Parität 16^- hat (siehe Ref. [MOO95]). Bei der Auswertung aller untersuchten Zustände in ^{196}Pb konnte auf die Addition der Schnittspektren, die aus den verschiedenen, zur Analyse benutzten Ringen resultierten, nicht verzichtet werden (siehe Kapitel 4.5).

5.1.1 Analyse der Yrast-Niveaus unterhalb der regulären Dipolbande (DB2)

Innerhalb der regulären Dipolbande (DB2) war es nicht möglich, Lebensdauern zu bestimmen. Ursächlich hierfür sind zwei Umstände: Bei der Untersuchung einer relativ schnell zerfallenden Bande sind die für eine RDM Messung relevanten Zustände

¹Zeigt die Bande eine reguläre Charakteristik der Übergangsenergien in dem Sinne, daß die Übergangsenergien stetig mit dem Drehimpuls zunehmen, so wird die Bande regulär genannt. Entsprechend zeigt eine irreguläre Bande keine solche Charakteristik.

²Yrast bezeichnet in einem Kern den energetisch niedrigsten Zustand bei gegebenen Spin und Parität.

Abbildung 5.1: Ausschnitt aus dem Termschema von ^{196}Pb

im unteren Bereich der Bande zu finden. Die ersten drei Übergänge vom 16^- Bandenkopf ausgehend sind $17^- \xrightarrow{108\text{keV}} 16^-$, $18^- \xrightarrow{138\text{keV}} 17^-$ und $19^- \xrightarrow{204\text{keV}} 20^-$. Die zu diesen äußerst kleinen Übergangsenergien korrespondierende geringe Doppler Verschiebung bedingte, daß Flug- und Stoppeak im Spektrum nicht trennbar waren. Erst der nächsthöhere Übergang $20^- \xrightarrow{268\text{keV}} 19^-$ hätte eventuell einen ausreichenden Shift gezeigt; indes war für diesen bereits kein Stoppeak mehr zu identifizieren. Die Lebensdauer des 20^- Niveaus ist also bereits zu kurz, um einer RDM Messung zugänglich zu sein. Die zu geringe Doppler Verschiebung der 108keV Linie ver-

hinderte außerdem die Bestimmung der Lebensdauer des 16^- Niveaus, da im Fall des direkten Gatens nur auf den verschobenen Anteil des direkten Feeders gegatet wird, bzw. im Fall des indirekten Gatens die unverschobene Komponente analysiert wird. Alternative Verfahren boten sich aufgrund der äußerst geringen Statistik des Übergangs nicht an.

Für die yrast Zustände mit 15^- und 13^- , in welche die Bande zerfällt, war es möglich, die Lebensdauern zu bestimmen.

- Im Fall des 15^- Zustands konnten aufgrund von Kontaminationen des Flugpeaks des depopulierenden 606 keV Übergangs unter Vorwärtswinkeln nur die Ringe 1,2 und 4 zur Analyse herangezogen werden. Für das Erzeugen der Schnittspektren konnten alle Ringe 1,2,4,5 und 6 (mit Ausnahme von Ring 3 unter 90°) verwendet werden.
- Die Kontamination der 606 keV Linie war ebenso bei der Auswertung des 13^- Niveaus relevant, da diese nun als direkter *Feeder* in die Analyse mit einging. Eine Kontamination des Flugpeaks des depopulierenden 855 keV Übergangs unter Rückwärtswinkeln begrenzte die Auswahl der auszuwertenden Ringe weiter auf genau einen Ring unter Vorwärtswinkeln (Ring 4). Das Gaten konnte wiederum in allen Ringen vorgenommen werden.

J^π	E_γ (J \rightarrow J-1) [keV]	$\tau^{d/i}(\Delta\tau^{d/i})$ [ps]	$\bar{\tau}(\Delta\bar{\tau})$ [ps]
13^-	855	23.6 (180), 25.1 (170)	24.4 (130)
15^-	606	43.6 (120), 47.3 (120)	45.8 (87)

Tabelle 5.1: Lebensdauern $\bar{\tau}$ unterhalb der regulären Dipolbande DB2 von ^{196}Pb . $\bar{\tau}$ ist das gewichtete Mittel der zugehörigen $\tau^{d/i}$ Werte, welche aus der jeweiligen benutzten Auswertemethode resultieren.

5.1.2 Analyse der irregulären Dipolbande (DB3)

Innerhalb der irregulären Dipolbande (DB3) konnten drei Lebensdauern im unteren Bereich des Termschemas bestimmt werden. Die Ergebnisse sind in Tabelle 5.2 zusammengefaßt, wobei sowohl die Lebensdauern resultierend aus der jeweiligen benutzten Auswertemethode als auch die zugehörigen gewichteten Mittelwerte $\bar{\tau}$ angegeben werden.

J^π	E_γ (J \rightarrow J-1) [keV]	$\tau^{d/i}(\Delta\tau^{d/i})$ [ps]	$\bar{\tau}(\Delta\bar{\tau})$ [ps]
(17 $^-$)	193	1.29 (26), 1.24 (45)	1.28 (22)
(18 $^-$)	315	0.98 (23), 0.88 (40)	0.96 (20)
(19 $^-$)	375	2.24 (71), -	2.24 (71)

Tabelle 5.2: Lebensdauern $\bar{\tau}$ in der irregulären Dipolbande DB3 von ^{196}Pb . $\bar{\tau}$ ist das gewichtete Mittel der zugehörigen $\tau^{d/i}$ Werte, welche aus der jeweiligen benutzten Auswertemethode resultieren.

- Für die Analyse des (17 $^-$) Niveaus konnten beide Methoden, sowohl die des direkten als auch des indirekten Gatens angewendet werden. Der depopulierende (17 $^-$) $\xrightarrow{193 \text{ keV}}$ (16 $^-$) Übergang wies eine „leichte“ Kontamination durch einen Übergang in Gold (^{197}Au) bei 191 keV auf. Die hohe Intensität der Linie verhinderte, daß diese zufällige Kontamination durch den Abzug des Zeituntergrundes (siehe Kapitel 4.1.3) beim Sortieren der Daten vollständig unterdrückt wurde. Da es außerdem nicht möglich war, die Kontamination durch geeignete Wahl der zum Gaten verwendeten Koinzidenzfenster zu umgehen, mußten die aus der Integration resultierenden Flächen nachträglich korrigiert werden. Hierbei wurde zum einen der schnelle Zerfall der Bande bzw. des betrachteten Niveaus ausgenutzt, der sicherstellte, daß der (17 $^-$) $\xrightarrow{193 \text{ keV}}$ (16 $^-$) Übergang bei großen Abständen keinen Stoppeak mehr aufwies. Zum anderen wurde von der Tatsache Gebrauch gemacht, daß auch bei großen Abständen noch die Gesamtintensität des Gold-Übergangs in der Linie bei 191 keV liegt, da diese Linie durch Coulomb Anregung am Stopper entstand und in Folge keinen entsprechenden Flugpeak aufweist. Über eine Integration der Gold Linie bei dem Abstand 260 μm konnte so die Kontamination aus den bestimmten Stoppeak-Flächen herausgerechnet werden. Es ergab sich eine sehr gute Übereinstimmung der aus den beiden Auswertemethoden extrahierten Lebensdauern.
- Auch für die Analyse des (18 $^-$) Niveaus war es möglich beide Auswertemethoden zu nutzen. Bei der Anwendung der indirekten Methode mußte eine Kontamination des Flugpeaks der 375 keV Linie unter Rückwärtswinkeln durch den $7_1^- \xrightarrow{372 \text{ keV}} 5_1^-$ Übergang (siehe Termschema Abbildung 5.1) berücksichtigt werden. Es wurden dementsprechend nur die Ringe unter Vorwärtswinkeln analysiert. Bei der Anwendung der direkten Methode konnten alle Ringe zur Analyse herangezogen werden. Wiederum lieferte der Vergleich beider Auswertemethoden eine gute Übereinstimmung der Lebensdauern im Rahmen der Fehler.
- Das (19 $^-$) Niveau konnte ausschließlich über die direkte Auswertemethode untersucht werden. Eine Kontamination des direkten Feeders (20 $^-$) $\xrightarrow{356 \text{ keV}}$ (19 $^-$)

durch den $10_1^+ \xrightarrow{358 \text{ keV}} 9_1^-$ Übergang verhinderte die Analyse dieses Übergangs und damit die Möglichkeit der indirekten Auswertung. Um die direkte Auswertemethode anwenden zu können, wurde durch Überprüfen der Koinzidenzen sichergestellt, daß der kontaminierende Übergang nicht im Zerfallsweg der Bande lag. Eine derartige Koinzidenz hätte im Zuge des Gatens auf den direkten *Feeder* die Lebensdauer erheblich verfälschen können. Eine weitere Kontamination des Flugpeaks des depopulierenden Übergangs $(19^-) \xrightarrow{375 \text{ keV}} (18^-)$ unter Rückwärtswinkeln durch den $7_1^- \xrightarrow{372 \text{ keV}} 5_1^-$ Übergang (siehe Analyse des (18^-) Niveaus) hatte zur Folge, daß nur die Ringe unter Vorwärtswinkeln berücksichtigt werden konnten.

In Abbildung 5.2 sind beispielhaft die über alle verwendeten Ringe aufsummierten Spektren für die verschiedenen untersuchten Übergänge in der irregulären Dipolbande bei verschiedenen Target-Stopper Abständen dargestellt.

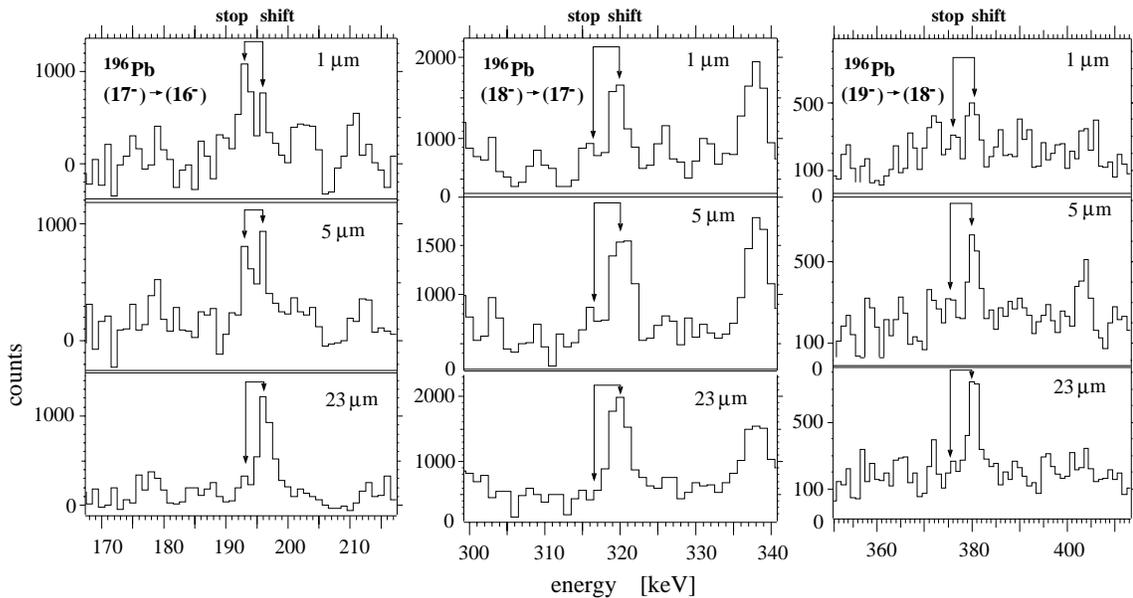


Abbildung 5.2: Summenspektren jeweils aller verwendeten Ringe. Zu sehen sind untersuchte Linien in der irregulären Dipolbande von ^{196}Pb bei verschiedenen Abständen.

5.2 Lebensdauern in ^{136}Nd

In Abbildung 5.3 ist ein Ausschnitt des Termschemas von ^{136}Nd dargestellt, wie es aus den vorliegenden Daten beobachtet wurde. Die sich zeigende Bandenstruktur wird im folgenden kurz erläutert.

Die Grundzustandsbande von ^{136}Nd (gsb) besteht aus 6 Niveaus, die im folgenden mit 0_g^+ , 2_g^+ , 4_g^+ , 6_g^+ , 8_g^+ und 10_g^+ bezeichnet werden. Die γ -Bande (gamma) besteht aus 4 Zuständen und zwar aus den Niveaus 2_γ^+ , 3_γ^+ , 4_γ^+ und 5_γ^+ . Oberhalb des 8_g^+ -Zustands

wird die Grundzustandsbande von zwei S-Banden (Zwei-Quasiteilchen-Banden) gekreuzt, die im folgenden mit S1 bzw. S2 bezeichnet werden. Neben diesen Banden positiver Parität sind in Abbildung 5.3 noch vier Banden negativer Parität abgebildet. Jeweils zwei dieser Banden (neg-1/neg-2 bzw. neg-3/neg-4) sind als Signaturpartner mit den selben intrinsischen Anregungen zu verstehen. Da im Rahmen dieser Arbeit nur Lebensdauern von Zuständen in der Yrast-Negativparitätsbande neg-2 bestimmt werden konnten, wird im folgenden auf eine entsprechende Indizierung der Zustände verzichtet.

5.2.1 Analyse der Grundzustandsbande

Die Grundzustandsbande in ^{136}Nd ist bis zum 10_g^+ -Zustand mit einer Anregungsenergie von 3553 keV bekannt. Für alle fünf Zustände der Grundzustandsbande konnten die Lebensdauern bestimmt werden. Die Ergebnisse sind in Tabelle 5.3 zusammengefaßt, wobei sowohl die Lebensdauern resultierend aus den verschiedenen benutzten Ringen als auch die zugehörigen gewichteten Mittelwerte $\bar{\tau}$ angegeben sind. Kontaminationen bzw. eine zu geringe Doppler-Verschiebung bedingten teilweise eine Einschränkung der Auswahl an auszuwertenden Ringen. Zusätzlich werden die oberen Grenzen aus einer früheren Lebensdauerermessung von Billowes et al. [BIL87] angegeben.

Es stellte sich heraus, daß die Grundzustandsbande fast ausschließlich über isomere Zustände bevölkert wird. Der 8_g^+ -Zustand wird zu ca. 90 % von Zuständen mit Lebensdauern über 100 ps populiert. Dies sind zum einen der 10_{S1}^+ -Zustand bei der Anregungsenergie 3297 keV (S1-Bande) und zum anderen der 10_{S2}^+ -Zustand bei der Anregungsenergie 3279 keV (S2-Bande). Der 10_g^+ -Zustand wird im Vergleich zum 8_g^+ -Zustand nur sehr schwach populiert.

Es zeigte sich, daß mit Hilfe der Auswertemethoden, welche die Zerfallswege über diese langlebigen Zustände entweder direkt oder indirekt mit einschlossen, keine konsistente Auswertung möglich war.

In Folge ließ sich die direkte Auswertemethode bei den ersten drei Zuständen der Grundzustandsbande $2_g^+, 4_g^+$ und 6_g^+ nicht anwenden, da ein direktes Gaten auf den Feeder die gesamte zum Gate koinzidente Zerfallshistorie berücksichtigt hätte. Somit wären insbesondere die dominierenden Zerfallswege über die Isomere in die Analyse mit eingeflossen. Es kam demnach nur die indirekte Auswertemethode in Betracht, bei der in diesem Fall nicht wie üblich Gates auf die Übergänge des stärksten Zerfallsweges gesetzt werden konnten, da dieser über den isomeren 10^+ -Zustand bei 3297 keV (S1-Bande) geführt hätte. Vielmehr wurde der „schnelle“ Zerfallsweg über den 10^+ -Zustand bei 3553 keV gewählt. Entsprechende Gates wurden auf die Übergänge $10^+ \xrightarrow{919.7 \text{ keV}} 8_1^+, 13(-) \xrightarrow{711.9 \text{ keV}} 11(-), (15-) \xrightarrow{844 \text{ keV}} 13(-)$ und $12(-) \xrightarrow{702.5 \text{ keV}} 11(-)$ gesetzt. Bis auf den 919.7 keV Übergang sind dies Übergänge aus den Banden 7 und 8. Auf den verbindenden $11(-) \xrightarrow{767.5 \text{ keV}} 10_g^+$ Übergang konnte

J^π	E_γ (J \rightarrow J-2) [keV]	$\tau^n(\Delta\tau^n)$ [ps]	$\bar{\tau}(\Delta\bar{\tau})$ [ps]	τ^a [ps]
2_g^+	373.5	43.7 (35), 38.7 (33), 37.2 (43)	40.2 (21)	–
4_g^+	602.7	3.75 (55), 2.61 (57), 2.66 (41) 3.51 (57)	3.05 (25)	<12
6_g^+	770.5	1.41 (19), 1.34 (19), 1.15 (17) 1.22 (29)	1.28 (9)	<20
8_g^+	886.1	0.96 (25), 0.75 (21), 0.67 (12) 0.90 (30), 0.99 (26)	0.77 (8)	<10
10_g^+	919.7	1.71 (53), 1.59 (32), 1.89 (45) 1.83 (57)	1.71 (21)	–

Tabelle 5.3: Lebensdauern $\bar{\tau}$ in der Grundzustandsbande von ^{136}Nd . $\bar{\tau}$ ist das gewichtete Mittel der zugehörigen τ^n Werte, welche aus den verschiedenen benutzten Ringen resultieren. Zusätzlich werden Abschätzungen der Lebensdauern τ^a aus einer früheren Messung am Kern ^{136}Nd aus [BIL87] angegeben.

nicht gegatet werden, da dieser durch den $6_g^+ \xrightarrow{770.5 \text{ keV}} 4_g^+$ Übergang kontaminiert ist.

Mit Hilfe dieser Methode konnten trotz der ungünstigen starken Population über die Isomere für die drei ersten Zustände der Grundzustandsbande konsistente τ -Plots erzeugt werden. Die durch die Methode bedingte geringere Statistik in den Schnittspektren resultierte in einem größeren relativen Fehler für die Lebensdauern, der zwischen 5% und 8% liegt. Zudem spiegelt der erhöhte Fehler die Tatsache wieder, daß keine Alternativmethode (direktes Gaten) angewendet werden konnte. Die Lebensdauern des 8_g^+ - und 10_g^+ -Niveaus konnten mit einer Genauigkeit von 10% bzw. 12% bestimmt werden. Es läßt sich dennoch feststellen, daß im Hinblick auf die starke isomere Bevölkerung insgesamt eine bemerkenswerte Genauigkeit erzielt wurde.

- Die Auswertung des 4_g^+ und 6_g^+ barg noch zusätzlich die Schwierigkeit, daß der Flugpeak des zu berücksichtigenden $6_g^+ \xrightarrow{770.5 \text{ keV}} 4_g^+$ Übergangs durch den Flugpeak des $11^{(-)} \xrightarrow{767.5 \text{ keV}} 10_g^+$ Übergangs kontaminiert war. Eine zeitabhängige Korrektur wäre nur bei Kenntnis der Lebensdauer des $11^{(-)}$ Zustands oberhalb des 767.5 keV Übergangs zu realisieren gewesen. Die Lebensdauer des Zustands ist aber weder bekannt, noch war es aus Gründen mangelnder Statistik möglich sie im Rahmen dieser Arbeit zu ermitteln. Eine eingehende Untersuchung der Schnittspektren zeigte jedoch, daß die kontaminierende Linie beim kürzesten Abstand noch keinen Flugpeak aufwies. Da die Stoppeaks der Linien noch gut zu trennen waren, konnte so die

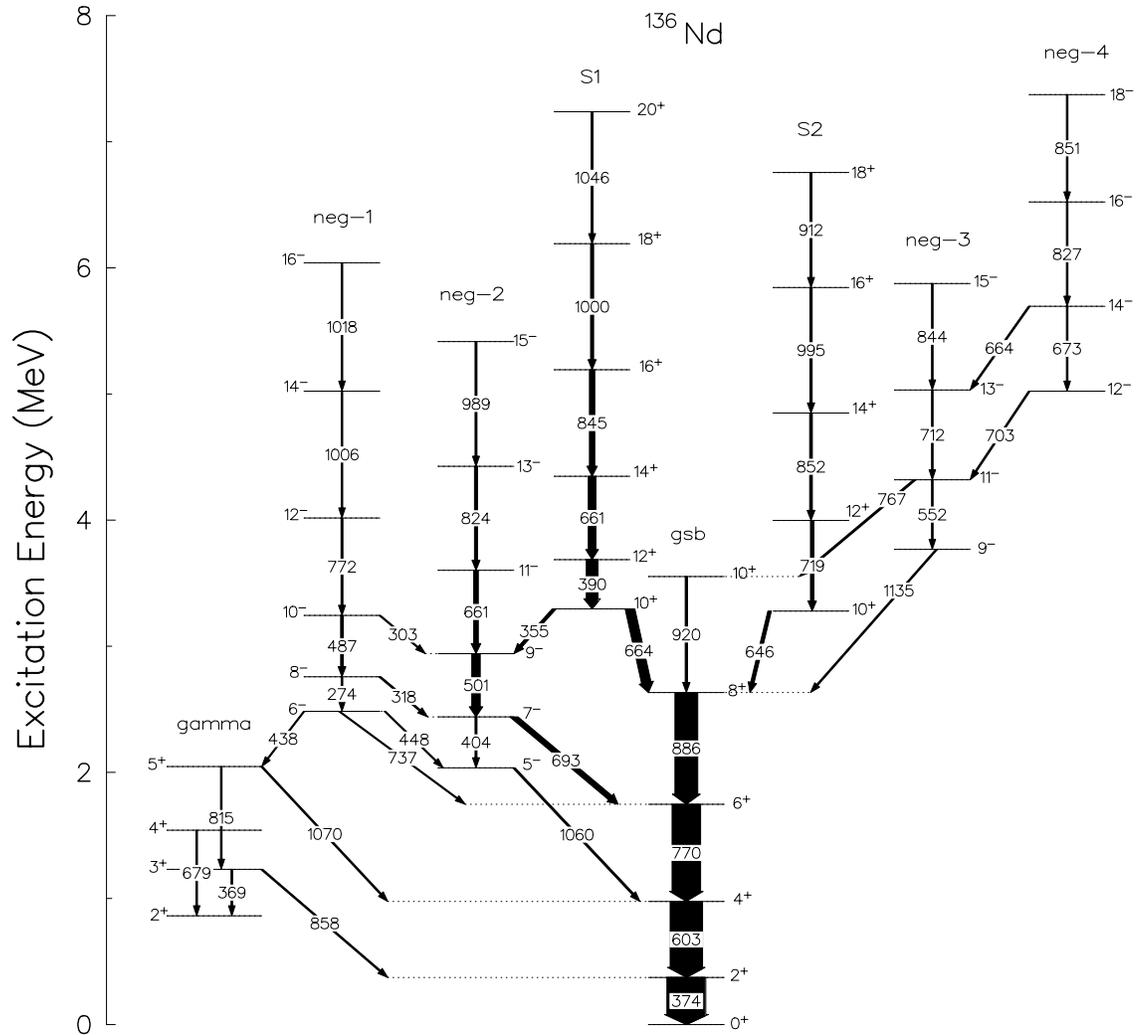


Abbildung 5.3: Ausschnitt aus dem Termschema von ^{136}Nd

Gesamtintensität der Kontamination bestimmt werden. Über die Abnahme des Stoppeaks der Kontamination mit wachsendem Abstand ließ sich dann die Intensität des Flupeaks der Kontamination für jeden Abstand bestimmen. Diese wurde dann aus dem Integral beider nicht zu trennender Flugpeaks herausgerechnet.

- Bei der Auswertung des 8_g^+ -Zustands der Grundzustandsbande konnte von der direkten Methode Gebrauch gemacht werden. Mittels eines Gates auf den 919.7 keV Übergang wurde auch hier der Zerfallsweg über die langlebigen Zustände gemieden. Wiederum konnte nur eine Auswertemethode benutzt werden, da sich herausstellte, daß die indirekte Methode nur zu unzureichender Statistik führte.

- Ebenso wurde der 10_g^+ -Zustand der Grundzustandsbande mit der direkten Methode ausgewertet. Durch die Nähe der Linie des $6_g^+ \xrightarrow{770.5 \text{ keV}} 4_g^+$ Übergangs zur Linie des direkten Feeders bei 767.5 keV war beim Gaten äußerste Vorsicht geboten. Erst ein sehr schmales Gate stellte sicher, daß der 770.5 keV Übergang beim Erzeugen der Schnittspektren nicht mitberücksichtigt wurde. Ein indirektes Gaten war auch hier wieder aufgrund mangelnder Statistik in den Schnittspektren nicht möglich.

5.2.2 Analyse der S1-Bande

In der S1-Bande konnten die Lebensdauern des 10^+ - und des 12^+ -Zustands mit relativen Fehlern von 11% bzw. 4% bestimmt werden. Die Lebensdauer des 12^+ -Zustands konnte mit bemerkenswerter Genauigkeit bestimmt werden. Die Werte sind in Tabelle 5.4 zusammen mit den Werten aus der Messung von Billowes et al. [BIL87] aufgeführt.

J^π	E_i [keV]	E_γ [keV]	$\tau^n(\Delta\tau^n)$ [ps]	$\bar{\tau}(\Delta\bar{\tau})$ [ps]	τ^a [ps]
10^+	3297	373.5	107.4 (245), 128.9 (347), 107.5 (184) 126.2 (352), 114.6 (383)	112.9 (120)	74 (8)
12^+	3687.1	390.1	31.0 (27), 33.5 (20), 33.0 (19) 33.8 (32)	32.9 (12)	27 ($\frac{2}{4}$)

Tabelle 5.4: Lebensdauern $\bar{\tau}$ in der S1-Bande von ^{136}Nd . $\bar{\tau}$ ist das gewichtete Mittel der zugehörigen τ^n Werte, welche aus den verschiedenen ausgewerteten Ringen resultieren. Zusätzlich werden die Lebensdauern τ^a aus einer früheren Messung am Kern ^{136}Nd aus [BIL87] angegeben.

- Der Zerfall des 10^+ -Zustands teilt sich auf in den $10^+ \xrightarrow{663.5 \text{ keV}} 8_g^+$ und den $10^+ \xrightarrow{355.4 \text{ keV}} 9^-$ Übergang. Der dominierende Zerfallsweg über den 663.5 keV Übergang konnte bei der Auswertung nicht genutzt werden, da Flug- und Stoppeak stark durch den $14^+ \xrightarrow{661 \text{ keV}} 12^+$ Übergang in der selben Bande kontaminiert sind. Die kleine Energiedifferenz von ca. 1.5 keV zwischen depopulierender und kontaminierender Linie liegt unterhalb der Detektorauflösung in diesem Energiebereich, so daß die Linien nicht zu trennen waren. Mittels der direkten Auswertemethode konnte jedoch über den schwächeren Alternativübergang bei 355 keV ausgewertet werden. Die indirekte Methode scheiterte an zu geringer Statistik in den Schnittspektren. Ein Vergleich der

im Rahmen dieser Arbeit bestimmten Lebensdauer mit dem Wert aus der Messung von Billowes et al. [BIL87] offenbart eine relativ große Abweichung. Dies ist dadurch zu erklären, daß bei der früheren Messung der Zerfallsweg über den 663.5 keV Übergang ausgewertet wurde. Die geringe Statistik dieses Singles-Experiments verhinderte wahrscheinlich eine Auswertung über den alternativen Zerfallsweg. Aufgrund der geschilderten starken Kontamination muß jedoch eine zuverlässige Bestimmung der Lebensdauer über diesen Zerfallsweg stark angezweifelt werden.

- Die Auswertung des 12^+ -Zustands barg die Schwierigkeit, daß der direkte Feeder bei 661 keV nunmehr durch den starken Übergang bei 663.5 keV kontaminiert ist. Da sich herausstellte, daß ein indirektes Gaten wiederum eine zu geringe Statistik in den Schnittspektren produzierte, erwies sich ein Gaten auf den direkten Feeder als einzige Möglichkeit, den Zustand auszuwerten. Um sicherzustellen, daß das Gate auf den Feeder nicht durch die benachbarte Linie kontaminiert war, wurde ein äußerst schmales Gate verwendet. Zudem wurde mittels Koinzidenzanalyse die „Sauberkeit“ des Gates geprüft. Ein Vergleich der extrahierten Lebensdauer mit dem Wert aus der Messung von Billowes et al. [BIL87] zeigt eine Übereinstimmung in der Größenordnung.

5.2.3 Analyse der Yrastbande negativer Parität (neg-2)

In der Yrastbande negativer Parität (neg-2) war es möglich die Lebensdauern des 7^- - und des 9^- -Zustands mit guter Genauigkeit zu bestimmen. Die Lebensdauern sind mit den relativen Fehlern von 9% bzw. 5% behaftet. Die Werte sind in Tabelle 5.5 zusammen mit den Werten aus der Messung von Billowes et al. [BIL87] aufgeführt.

- Der 7^- -Zustand konnte über die Methode des direkten Gatens ausgewertet werden. Hinsichtlich Kontaminationen ergaben sich hierbei keinerlei Probleme, so daß die Auswertung zu konsistenten τ -Plots führte. Die indirekte Methode stellte sich als nicht anwendbar heraus. Zum einen war es nicht möglich den $11^- \xrightarrow{661.2 \text{ keV}} 9^-$ Übergang der Negativparitätsbande als indirektes Gate zu benutzen, da der $14^+ \xrightarrow{661 \text{ keV}} 12^+$ Übergang aus S1-Bande mit in das Gate fiel. In Folge hat der zu untersuchende 7^- -Zustand noch zusätzlich den beide Banden verbindenden $10^+ \xrightarrow{355.4 \text{ keV}} 9^-$ Übergang als indirekten Feeder. Dieser Übergang depopuliert jedoch den isomeren 10^+ -Zustand, so daß die Auswertung den Zerfallsweg über diesen langlebigen Zustand mit einschloß. Wie schon in der Grundzustandsbande war es nicht möglich, über einen

J^π	E_i [keV]	E_γ [keV]	$\tau^n(\Delta\tau^n)$ [ps]	$\bar{\tau}(\Delta\bar{\tau})$ [ps]	τ^a [ps]
7^-	2439.9	693.1	14.0 (11), 15.4 (13) 13.8 (14), 17.0 (24)	14.6 (7)	31 (10)
9^-	2941.1	501.2	8.3 (18), 9.0 (17), 10.0 (16) 9.3 (18), 9.9 (27)	9.2 (8)	9 (3)

Tabelle 5.5: Lebensdauern $\bar{\tau}$ in der Yrastbande negativer Parität (neg-2) von ^{136}Nd . $\bar{\tau}$ ist das gewichtete Mittel der zugehörigen τ^n Werte, welche aus den verschiedenen ausgewerteten Ringen resultieren. Zusätzlich werden die Lebensdauern τ^a aus einer früheren Messung am Kern ^{136}Nd aus [BIL87] angegeben.

derartigen Zerfallsweg konsistent auszuwerten.

Zum anderen führte die Verwendung des $13^- \xrightarrow{824.3 \text{ keV}} 11^-$ Übergangs als indirektes Gate zu einer starken Kontamination des depopulierenden $7^- \xrightarrow{693.1 \text{ keV}} 6^+$ Übergangs durch einen Übergang bei 683.7 keV . Es stellte sich heraus, daß dieser Übergang dem Kern ^{132}Ce zuzuordnen ist, welcher der Nebenreaktion $^{110}\text{Pd} (^{30}\text{Si}, \alpha 4n) ^{132}\text{Ce}$ entstammt. Zufällig weist das Term-schemata von ^{132}Ce eine Koinzidenz zwischen dem verwendeten Gate und dem 683.7 keV Übergang auf. Eine Unterdrückung dieser Kontamination durch ein anderes Gate war im Hinblick auf mangelnde Statistik nicht möglich.

Der Vergleich mit der Messung von Billowes et al. [BIL87] zeigt eine Abweichung um ca. einen Faktor zwei in den Lebensdauern. Wiederum ist die Ursache dieser drastischen Abweichung gut ersichtlich, da ein relativ starkes Feeding des 7^- -Zustands aus der Bande 1 bei der Auswertung des Experiments von Billowes et al. nicht bekannt war bzw. nicht berücksichtigt wurde. In Folge führte das angenommene zu kleine Feeding zu einem erhöhten Wert der Lebensdauer.

- Im Gegenzug konnte der 9^- -Zustand mit der indirekten Methode ausgewertet werden. Die Verwendung des $13^- \xrightarrow{824.3 \text{ keV}} 11^-$ Übergangs als indirektes Gate barg in diesem Fall keinerlei Probleme, so daß sich ein konsistenter τ -Plot ergab. Die direkte Auswertemethode war nicht anwendbar, da ein Gate auf den direkten Feeder bei 661.2 keV den 661.0 keV Übergang in der S1-Bande mit eingeschlossen hätte (siehe Erläuterung zum 7^- -Zustand). Der 9^- -Zustand wäre somit auch durch den $10^+ \xrightarrow{355.4 \text{ keV}} 9^-$ Übergang direkt bevölkert worden, was eine Auswertung in dieser Form verhinderte.

Der extrahierte Wert für die Lebensdauer zeigt nunmehr eine gute Übereinstimmung mit dem Wert aus der Messung von Billowes et al.. Dies deckt sich damit, daß sich das von Billowes et al. nicht berücksichtigte Feeding aus der Bande 1 für den 9^- -Zustand als relativ schwach erwies.

In Abbildung 5.4 sind beispielhaft die Schnittspektren aufgenommen unter Vorwärtswinkeln (Ring 6) für die verschiedenen untersuchten Übergänge in der Grundzustandsbande, der S1-Bande und der Yrastbande negativer Parität (neg-2) bei verschiedenen Target-Stopper Abständen dargestellt. In allen Fällen ist die Intensitätsverschiebung vom Stop- zum Flugpeak mit wachsendem Target-Stopper Abstand sehr gut zu beobachten.

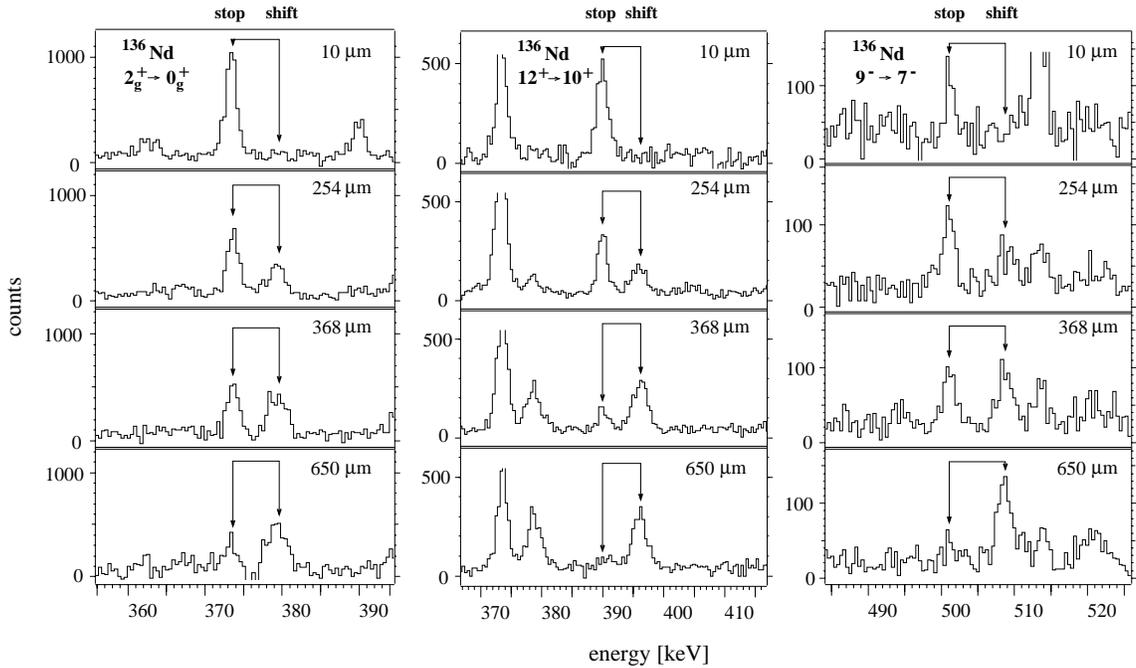


Abbildung 5.4: Schnittspektren aufgenommen unter Vorwärtswinkeln (Ring 6). Zu sehen sind untersuchte Linien in der Grundzustandsbande, der S1-Bande und der Yrastbande negativer Parität (neg-2) von ^{136}Nd bei verschiedenen Abständen.

Kapitel 6

Grundlagen

Dieses Kapitel hat zum Gegenstand, wie aus den ermittelten Lebensdauern Aussagen über die Gültigkeit verschiedener Kernmodelle gewonnen werden können. Als Vergleichsgröße wird die reduzierte Übergangsstärke $B(\lambda; I_i \rightarrow I_f)$ bzw. das Übergangsquadrupolmoment Q_t verwendet. Sie ist einerseits direkt aus Meßgrößen bestimmbar und läßt sich andererseits aus den verschiedenen Modellen ableiten. Dazu werden alle verwendeten Modelle kurz eingeführt und die bei der Interpretation benötigten Formeln bereitgestellt.

6.1 Einführung

Die Übergangswahrscheinlichkeit $T(\lambda)$ von γ -Übergängen der Multipolarität λ von einem Kernzustand i zu einem Kernzustand f läßt sich mit dem Übergangoperator $T_\mu^{[\lambda]}$ ausdrücken als [DES74]

$$T(\lambda) = \underbrace{\frac{8\pi(\lambda+1)}{\lambda[(2\lambda+1)!!]^2} \frac{1}{\hbar} E_\gamma^{2\lambda+1}}_{\text{Strahlungsfeld}} \cdot \underbrace{\frac{1}{2I_i+1} \sum_{M_i, M_f, \mu} |\langle I_f M_f | T_\mu^{[\lambda]} | I_i M_i \rangle|^2}_{\text{Kerneigenschaft}}. \quad (6.1)$$

Der erste, explizit berechenbare Faktor beschreibt das Strahlungsfeld und ist abhängig von der Übergangsenergie. Der zweite Faktor enthält allein die Kerneigenschaft und ist energieunabhängig. Diese Größe wird als reduzierte Übergangswahrscheinlichkeit definiert:

$$B(\lambda; I_i \rightarrow I_f) := \frac{1}{2I_i+1} \sum_{M_i, M_f, \mu} |\langle I_f M_f | T_\mu^{[\lambda]} | I_i M_i \rangle|^2. \quad (6.2)$$

Abhängig von der Strahlungsart kann hieraus durch Anwendung des Wigner-Eckart-Theorems ein Zusammenhang zu den Meßgrößen Übergangsenergie E_γ und Niveaulbensdauer τ hergestellt werden [MOR76]:

$$B(E\lambda) = 4.57 \cdot 10^{-22} \cdot \frac{\lambda[(2\lambda+1)!!]^2}{8\pi(\lambda+1)} \cdot \left(\frac{197}{E}\right)^{2\lambda+1} T(E\lambda) [e^2 fm^{2\lambda}] \quad (6.3)$$

$$B(M\lambda) = 4.15 \cdot 10^{-20} \cdot \frac{\lambda[(2\lambda+1)!!]^2}{8\pi(\lambda+1)} \cdot \left(\frac{197}{E}\right)^{2\lambda+1} T(M\lambda) [\mu_N^2 fm^{2\lambda-2}] \quad (6.4)$$

mit E in MeV und der totalen Übergangswahrscheinlichkeit T in sec^{-1} . Für reine $E1$ -, $E2$ - bzw. $M1$ -Übergänge gilt:

$$B(E1; I+1 \rightarrow I) = 6.289 \cdot 10^{-6} \frac{1}{1+\alpha_k} \frac{1}{1+R} E_\gamma^{-3} \tau^{-1} [e^2 b] \quad (6.5)$$

$$B(E2; I+2 \rightarrow I) = 8.197 \cdot 10^{-2} \frac{1}{1+\alpha_k} \frac{1}{1+R} E_\gamma^{-5} \tau^{-1} [e^2 b^2] \quad (6.6)$$

$$B(M1; I+1 \rightarrow I) = 5.682 \cdot 10^{-2} \frac{1}{1+\alpha_k} \frac{1}{1+R} E_\gamma^{-3} \tau^{-1} [\mu_N^2]. \quad (6.7)$$

mit E_γ in [MeV] und τ in [ps]. Zudem ist der totale innere Konversionskoeffizient α_k und das Verzweigungsverhältnis aus der Bande heraus $R = I_{out}/I_{in}$ (I_{out} und I_{in} sind die entsprechenden Intensitäten) zu berücksichtigen. Mit den Gleichungen 6.6 und 6.7 werden in dieser Arbeit die $B(E1)$ -, $B(E2)$ - bzw. $B(M1)$ -Werte aus den entsprechenden Lebensdauern τ berechnet.

6.2 Geometrische Modelle

Die im folgenden beschriebenen Kernmodelle basieren auf der Annahme, daß der Kern nicht nur als System wechselwirkender Fermionen, sondern auch als geometrischer Körper mit einer bestimmten Form aufzufassen ist, in der Masse und Ladung gleichförmig verteilt ist.

Unter dieser Annahme impliziert eine Deformation des Kerns im allgemeinen die Existenz eines intrinsischen elektrischen Quadrupolmoments Q_0 , welches die Abweichung der Kernladungsverteilung von der Kugelform beschreibt. Das intrinsische Quadrupolmoment Q_0 eines deformierten Kerns kann aus den reduzierten Übergangswahrscheinlichkeiten $B(E2)$ von Übergängen innerhalb einer Rotationsbande gewonnen werden und charakterisiert näherungsweise die Gestalt des Kerns.

Eine Möglichkeit, die Form eines deformierten Körpers zu parametrisieren, stellt die Entwicklung nach Kugeloberflächenfunktionen dar. Mit der Beschränkung auf Quadrupoldeformationen ergibt sich folgende Funktion für den Kernradius:

$$R = R_0 \left[1 + \sum_{\mu=-2}^2 \alpha_{2\mu} Y_{2\mu}^*(\theta, \phi) \right] \quad (6.8)$$

wobei R_0 der Radius einer Kugel gleichen Volumens ($R_0 = 1.2 \cdot A^{1/3}$ fm) ist. Anstelle von α_{20} und α_{22} führt man die sogenannten Hill-Wheeler-Koordinaten β und γ ein:

$$\alpha_{20} = \beta \cos \gamma \quad , \quad \alpha_{22} = \alpha_{2-2} = \frac{1}{\sqrt{2}} \beta \sin \gamma \quad , \quad \alpha_{21} = \alpha_{2-1} = 0 \quad , \quad (6.9)$$

so daß sich ein deformierter Kern als ein triaxiales Ellipsoid mit folgender Parametrisierung der Halbachsen beschreiben läßt:

$$R_k = R_0 \left[1 + \sqrt{\frac{5}{4\pi}} \beta \cos\left(\gamma - \frac{2\pi}{3}k\right) \right] \quad , \quad (k = 1, 2, 3) \quad (6.10)$$

In dieser Darstellung beschreibt β die Größe der Deformation, während γ die Form charakterisiert. Schränkt man β auf positive Werte ein und γ auf das Intervall zwischen 0° und 60° , so ist die Kernform durch β und γ wohldefiniert, und es ergeben sich folgende Fälle:

- $\gamma = 0^\circ$: prolate Deformation bzgl. der 3-Achse (axialsymmetrischer Kern)
- $\gamma = 60^\circ$: oblate Deformation bzgl. der 2-Achse (axialsymmetrischer Kern)
- $0^\circ < \gamma < 60^\circ$: triaxiale Deformation (nicht axialsymmetrischer Kern)
- $\beta = 0$: sphärischer Kern

Eine homogene Masse- und Ladungsverteilung sowie eine ständige Quadrupoldeformation vorausgesetzt, kann mit Hilfe dieser Parametrisierung das Trägheits- und das Quadrupolmoment eines deformierten Kerns berechnet werden. Dies ist modellabhängig, da das intrinsische Quadrupolmoment keine direkte Observable ist.

6.2.1 Das Rotationsmodell

Das einfachste kollektive Modell ist das des starren Rotors. Es basiert auf der Annahme, daß der Kern eine feste, axialsymmetrische Deformation im Grundzustand besitzt ($\beta \neq 0, \gamma = 0$). Der Hauptfreiheitsgrad ist eine kollektive Rotation des Kerns um eine Achse senkrecht zur Symmetrieachse. Vibrationen des Kerns treten erst bei höheren Energien auf und sind von der Rotation unabhängig. Zur Beschreibung von Rotationsbanden, in denen Zustände mit geradem und ungeradem Spin in einer $I(I+1)$ -Energiesequenz vorkommen, eignet sich der Ansatz der *starken Kopplung*. Man geht allgemein von einer intrinsischen Anregung mit Spin \vec{j} aus, die eine Projektion K auf die Symmetrieachse des Rumpfkerns hat (siehe Abbildung 6.1).

K ist zugleich der Drehimpuls des untersten Zustands der Rotationsbande. In einem axialsymmetrischen Kern muß die Projektion des Rumpfdrehimpulses \vec{R} auf die Rotationsachse null sein, so daß K gleichzeitig auch die Projektion des Gesamtdrehimpulses \vec{J} ist. Im Gegensatz zu R ist in diesem Bild der *starken Kopplung* K eine gute Quantenzahl.

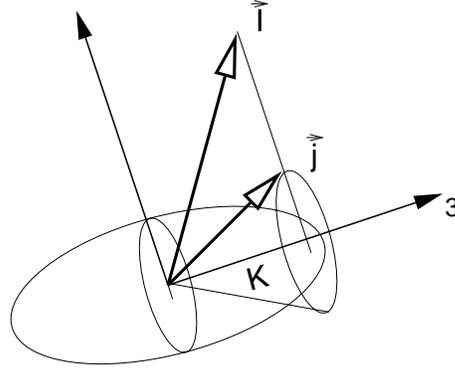


Abbildung 6.1: Schematische Darstellung der starken Kopplung. \vec{J} ist der Gesamtdrehimpuls, \vec{j} der Teilchendrehimpuls und K deren Projektion auf die Symmetrieachse.

Der Hamiltonoperator lautet:

$$H_{rot} = \frac{\hbar^2}{2\mathfrak{S}}(\hat{R}^2 - \hat{K}^2), \quad (6.11)$$

mit dem Trägheitsmoment \mathfrak{S} , dem Drehoperator \hat{R} und dem Operator der intrinsischen Anregung \hat{K} .

Für die Anregungsenergien der Rotationsbande ergibt sich

$$E_{rot} = \frac{\hbar^2}{2\mathfrak{S}}[I(I+1) - K^2]. \quad (6.12)$$

Für deformierte gg-Kerne (Grundzustand $I^\pi = 0^+$), bei denen allein die Rotation den Gesamtdrehimpuls determiniert ($K = 0$), ergibt sich für die Anregungsenergien der auf dem Grundzustand aufbauenden Rotationsbande

$$E_{rot} = \frac{\hbar^2}{2\mathfrak{S}}I(I+1). \quad I = 0, 2, 4, \dots \quad (6.13)$$

In diesem einfachen Fall sind die reduzierten Übergangswahrscheinlichkeiten $B(E2)$ über folgende Beziehung mit dem intrinsischen Quadrupolmoment Q_0 verknüpft:

$$B(E2; I+2 \rightarrow I) \stackrel{K=0}{=} \frac{5}{16\pi} Q_0^2 \langle (I+2)K20 | IK \rangle^2 = \frac{5}{16\pi} Q_0^2 \frac{3}{2} \frac{(I+1)(I+2)}{(2I+3)(2I+5)}. \quad (6.14)$$

Dabei ist $\langle I_i 0 2 0 | I_f 0 \rangle$ der Clebsch-Gordan-Koeffizient der Drehimpulskopplung. Das intrinsische Quadrupolmoment Q_0 steht mit dem Deformationsparameter β in folgendem Zusammenhang [BOH69]:

$$Q_0 = \frac{3}{\sqrt{5\pi}} Z R_0^2 \beta \left(1 + \frac{1}{8} \sqrt{\frac{5}{\pi}} \beta + \frac{5}{8\pi} \beta^2 + \dots \right) \quad (6.15)$$

mit $R_0^2 = 0.0144 A^{2/3} \text{eb}$ und Q_0 in [eb]. In der Regel wird β in der Entwicklung nur bis zur quadratischen Ordnung berücksichtigt.

Im Bild des starren axialsymmetrischen Rotors ist das intrinsische Quadrupolmoment innerhalb einer Rotationsbande konstant. Da dies nicht realitätsentsprechend ist, definiert man auf Grundlage des starren symmetrischen Rotors zu jedem γ -Übergang bzw. der entsprechenden reduzierten Übergangswahrscheinlichkeit das *Übergangsquadrupolmoment* Q_t analog zu Gleichung 6.14:

$$B(E2; I + 2 \rightarrow I) = \frac{5}{16\pi} Q_t^2 \langle (I + 2) K 2 0 | I K \rangle^2. \quad (6.16)$$

Da die $B(E2)$ -Werte gemäß Gleichung 6.6 modellunabhängig aus der Lebensdauer τ eines Kernzustands bestimmt werden können, läßt sich Q_t in folgender Form aus der Lebensdauer bestimmen:

$$Q_t = (1.22 \cdot \tau \cdot E_\gamma^5 \cdot |\langle (I + 2) K 2 0 | I K \rangle|^2 \cdot (1 + \alpha_k) \cdot (1 + R))^{-\frac{1}{2}} \quad [\text{eb}]. \quad (6.17)$$

6.2.2 Das Asymmetric-Rotor-Modell (ARM)

Das von Davydov und Filippov [DAV58] entwickelte Modell beschreibt den Kern als triaxialen Rotor mit Deformationsparametern $\beta \neq 0$ und $\gamma \neq 0$. In diesem geometrischen Kernmodell hat der Hamiltonoperator folgende Form:

$$\hat{H} = \sum_{k=1}^3 \frac{\hat{J}_k^2}{2\mathfrak{S}_k(\beta, \gamma)} = \sum_{k=1}^3 \frac{A \hat{J}_k^2}{\sin^2(\gamma - \frac{2\pi}{3}k)}. \quad (6.18)$$

Dabei ist \hat{J}_k die Projektion des Drehimpulsoperators auf die entsprechende Achse. Der Faktor A hat die Dimension einer Energie und wird so gewählt, daß die Energie des 2_1^+ -Zustands wiedergegeben wird. Der Quadrupoloperator $\hat{Q}_{2\mu}$ hängt in diesem Modell wie folgt mit der Deformationsparametern β und γ zusammen:

$$\hat{Q}_{2\mu} = \frac{3ZR^2\beta}{\sqrt{5\pi}} \left(D_{\mu,0}^2 \cos\gamma + \frac{D_{\mu,2}^2 + D_{\mu,-2}^2}{\sqrt{2}} \sin\gamma \right). \quad (6.19)$$

D sind hierbei die generalisierten sphärischen Wigner Funktionen. Die reduzierten $E2$ -Übergangswahrscheinlichkeiten ergeben sich zu

$$B(E2; I\tau \rightarrow I'\tau') = \frac{5}{16\pi(2J+1)} \sum_{Mm\mu} |\langle J'\tau'm | \hat{Q}_{2\mu} | J\tau M \rangle|^2 \quad (6.20)$$

mit $\tau = 1, 2$. Für den 2_1^+ -Zustand gilt:

$$B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+) = \frac{Q_0^2}{32\pi} \left[1 + \frac{3 - 2\sin^2(3\gamma)}{\sqrt{9 - 8\sin^2(3\gamma)}} \right]. \quad (6.21)$$

Dabei ist Q_0 das intrinsische Quadrupolmoment.

6.3 Das Interacting–Boson–Modell (IBM)

Im Gegensatz zu den zuvor geschilderten geometrischen Modellen berücksichtigt das algebraische Kernmodell IBM [ARI75, ARI76, ARI79, IAC80, IAC87] die fermionische Schalenstruktur der Kernmaterie. Um Kerne jenseits von Schalenabschlüssen beschreiben zu können, werden folgende Annahmen gemacht:

- Die Beiträge von Nukleonen aus abgeschlossenen Schalen zu tiefliegenden, kollektiven Anregungen sind vernachlässigbar.
- Aufgrund der Pairingkraft lassen sich Valenzteilchen bzw. -löcher getrennt für Protonen und Neutronen paarweise zu Bosonen zusammenfassen.
- Die Kerneigenschaften sind durch die Wechselwirkung der Bosonen bestimmt.

Die einfachste Version des Modells (IBM-1) beschreibt nur gg-Kerne, d.h. Kerne mit gerader Protonen- und Neutronenzahl. Außerdem findet keine Unterscheidung zwischen Protonen- und Neutronenbosonen statt. Die Bosonen werden bezüglich des Drehimpulses charakterisiert und können in genau zwei Zuständen auftreten: $L = 0$ (s-Boson) und $L = 2$ (d-Boson). Die angeregten Zustände des Kerns ergeben sich über die Energien und die Wechselwirkung zwischen diesen Bosonen. Dabei wird die Erhaltung der Teilchenzahl gefordert und maximal Zweikörperwechselwirkung zugelassen. Der IBM Hamilton-Operator läßt sich dann im Formalismus der 2. Quantisierung schreiben als [ARI75, ARI76]

$$H = \epsilon \hat{n}_d + a_0 \hat{P}^\dagger \cdot \hat{P} + a_1 \hat{L} \cdot \hat{L} + a_2 \hat{Q}(\chi) \cdot \hat{Q}(\chi) + a_3 \hat{T}_3 \cdot \hat{T}_3 + a_4 \hat{T}_4 \cdot \hat{T}_4, \quad (6.22)$$

wobei

$s^\dagger, s, d_\mu^\dagger, d_\mu$ mit $\mu \in \{-2, -1, 0, 1, 2\}$ die Erzeugungs-

$\hat{n}_d = d^\dagger \dots \tilde{d}$	bzw. Vernichtungsoperatoren für s- bzw. d-Bosonen sind
$\hat{P} = \frac{1}{2}(\tilde{d} \cdot \tilde{d} - s \cdot s)$	und
$\hat{L} = \sqrt{10}[d^\dagger \tilde{d}]^{(1)}$	der d-Bosonen-Teilchenzahl-Operator $\sim [d^\dagger \tilde{d}]^{(0)}$,
$\hat{Q} = [d^\dagger \tilde{s} + s^\dagger \tilde{d}]^{(2)} + \chi [d^\dagger \tilde{d}]^{(2)}$	der Pairing-Operator,
$\hat{T}_3 = [d^\dagger \tilde{d}]^{(3)}$	der Drehimpuls-Operator,
$\hat{T}_4 = [d^\dagger \tilde{d}]^{(4)}$	der Quadrupol-Operator,
	der Oktupol-Operator und
	der Hexadekapol-Operator ist.

Unter Berücksichtigung der Bosonenzahlerhaltung und Einschränkung auf Zweikörperwechselwirkungen gibt es 36 Kombinationsmöglichkeiten, den Hamiltonoperator durch Kombination der Erzeugungs- und Vernichtungsoperatoren darzustellen. Aus einer gruppentheoretischen Betrachtungsweise läßt sich einsehen, daß die Operatoren eine abelsche Gruppe bilden, die Gruppe U(6) der unitären Operationen in sechs Dimensionen. Eine Diagonalisierung des Hamiltonoperators führt zu drei Grenzfällen, in denen er sich als Linearkombination von Casimiroperatoren als einer der Zerlegungen von U(6) darstellen läßt. Der Casimiroperator einer Gruppe ist dadurch definiert, daß er mit allen Generatoren (Operatoren die eine Gruppe bilden) vertauscht. Um die Rotationsinvarianz sicherzustellen, müssen die Zerlegungen von U(6) die Gruppe O(3) enthalten. Daraus ergeben sich die drei möglichen Gruppenketten die in der Gruppe O(3) enden:

- U(6) \supset U(5) \supset O(5) \supset O(3)
- U(6) \supset SU(3) \supset O(3)
- U(6) \supset O(6) \supset O(5) \supset O(3)

Im Grenzfall für unendlich viele Bosonen lassen sich diese Spezialfälle geometrisch interpretieren:

U(5)-Limit

Die geometrische Entsprechung des U(5)-Limits ist der sphärische Vibrator [BOH75]. Das Energiespektrum ist durch das Auftreten eines Triplets von Zuständen mit 2 d-Bosonen mit Spin 0,2,4 charakterisiert. Die Zustände liegen bei etwa der doppelten Energie des durch ein d-Boson gebildeten 2_1^+ -Zustands. In der Grundzustandsbande ist $E(L) \sim L$. Für die $B(E2)$ -Werte ergibt sich:

$$B(E2; L+2 \rightarrow L) = q_{eff}^2 \frac{3}{4} \frac{(L+2)(L+1)}{(2L+3)(2L+5)} (2N-L)(2N+L+3). \quad (6.23)$$

Die effektive Ladung (Ladung pro Boson) wird so gewählt, daß der experimentelle $B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$ -Wert reproduziert wird. N ist hierbei die Bosonenzahl und L der Drehimpuls.

O(6)-Limit

Die geometrische Entsprechung des O(6)-Limits ist der axialasymmetrische γ -weiche Rotor [WIJ56]. Die Anregungsspektren von der U(5) und O(6) Symmetrie sind sehr ähnlich, unterscheiden sich jedoch in den Auswahlregeln für E2-Übergänge. So zerfällt der erste angeregte 0_2^+ -Zustand in den 2_2^+ -Zustand und nicht in den 2_1^+ -Zustand wie im U(5). Zudem verhalten sich die Übergangsstärken unterschiedlich. Im O(6)-Limit ändern sie sich weniger stark in Abhängigkeit von L als im U(5)-Limit:

$$B(E2; L + 2 \rightarrow L) = q_{eff}^2 \frac{1}{8} \frac{L + 2}{L + 5} (2N - L)(2N + L + 8). \quad (6.24)$$

SU(3)-Limit

Die geometrische Entsprechung des SU(3)-Limits ist der starre axialsymmetrische Rotor [BOH75]. Die Auswahlregeln der E2-Übergänge unterscheiden sich jedoch von denen des starren Rotors. Neben starken Intrabandübergängen sind auch Übergänge zwischen der β - und der γ -Bande erlaubt, während Übergänge von diesen Banden zur Grundzustandsbande verboten sind. Die $B(E2)$ -Werte ergeben sich in dieser Symmetrie zu:

$$B(E2; L + 2 \rightarrow L) = q_{eff}^2 \frac{3}{4} \frac{(L + 2)(L + 1)}{(2L + 3)(2L + 5)} (2N - L)(2N + L + 3). \quad (6.25)$$

6.4 Magnetische Dipolbanden

Bei magnetischen Dipolbanden handelt es sich um Bandenstrukturen, in denen Zustände mit geradem und ungeradem Spin in einer Sequenz mit dominanten M1-Übergängen ($\Delta I=1$) und schwachen bzw. verschwindenden E2-Übergängen ($\Delta I=2$) vorkommen. Grundsätzlich existieren zwei Ansätze, um diese starken B(M1)-Werte zu verstehen: Die Beschreibung der Bandenstruktur als stark-gekoppelte Rotationsbande (vergl. Kapitel 6.2.1) oder als magnetische Rotation im Rahmen des TAC-Modells. Die Grundlagen des TAC-Modells werden im folgenden kurz vorgestellt.

6.4.1 Das *Tilted Axis Cranking* (TAC) Modell

Die kollektiven E2 Übergänge von Rotationsbanden spiegeln das intrinsische elektrische Quadrupolmoment eines Kerns wieder. Das Quadrupolmoment eines Kerns als Folge der anisotropen Ladungsverteilung bzw. der Deformation des Kerns definiert die Orientierung des Systems und bildet somit die notwendige Voraussetzung für eine Rotation.

Im Bild des TAC-Modells [FRA93] wird das System durch die Kopplung von größeren Quasiteilchen Spins orientiert. Es wird angenommen, daß der Bandenkopf der Dipolbanden in der Region der Blei Isotope durch das Koppeln von *deformation aligned* Protonen (stark gekoppelt) und *rotation aligned* Neutronen (schwach gekoppelt) gebildet wird. Die zugehörigen Quasiteilchen Spins \vec{j}_π, \vec{j}_ν stehen demzufolge nahezu senkrecht aufeinander und koppeln zusammen mit dem Spin der kollektiven Rotation \vec{R} zu einem größeren Gesamtdrehimpuls \vec{J} , verbunden mit einer größeren zu \vec{J} senkrechten Komponente des magnetischen Moments μ_{tot}^\perp . Die nahezu sphärische Gestalt der Kerne in der Blei Isotopenregion bedingt, daß der Beitrag der kollektiven Rotation zum Gesamtdrehimpuls gering ist. In Abbildung 6.2 ist die Anordnung der entsprechenden Vektoren schematisch verbildlicht. Aus Gründen der Übersicht wurde auf die Darstellung des \vec{R} Vektors verzichtet. Das relativ große magnetische Moment μ_{tot}^\perp führt zu erhöhten M1-Übergängen innerhalb der Bande, da $B(M1) \propto \mu_{tot}^\perp{}^2$ [FRA93]. Diese Form der Kernanregung kann daher auch als „magnetische Rotation“ bezeichnet werden [FRA97].

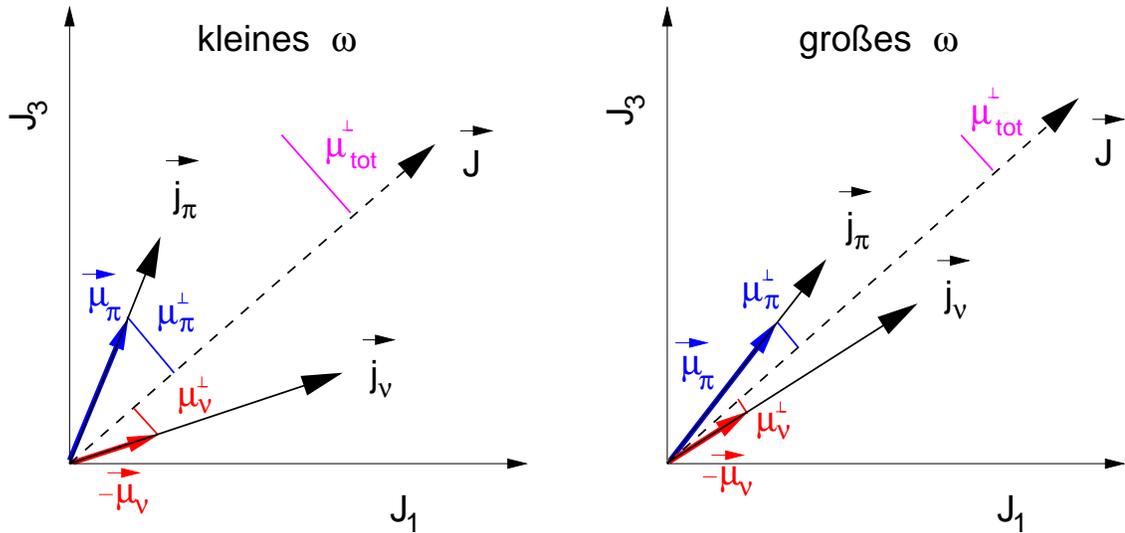


Abbildung 6.2: Schematische Darstellung der Drehimpulserzeugung im Tilted Axis Cranking (TAC) Modell. \vec{j}_π, \vec{j}_ν sind die Teilchendrehimpulse. \vec{J} ist der Gesamtdrehimpuls.

Der Spin innerhalb dieser Banden wird durch ein graduelles Ausrichten der Quasiteilchendrehimpulse \vec{j}_π und \vec{j}_ν hin zum Gesamtdrehimpuls \vec{J} gebildet. Dies ähnelt dem Zusammenklappen der Blätter einer Schere (engl.: *shears*), so daß auch vom *shears* Mechanismus bzw. von *shears* Banden gesprochen wird [BAL94]. Eine experimentelle Signatur für diesen Mechanismus ist eine signifikante Abnahme der reduzierten Übergangsstärken $B(M1)$ mit zunehmender Rotationsfrequenz ω . Dies folgt aus dem Abnehmen von μ_{tot}^\perp mit zunehmendem Schließen der Quasiteilchen Vektoren (siehe Abbildung 6.2).

Kapitel 7

Diskussion

7.1 Der Kern ^{196}Pb

Der Kern ^{196}Pb zählt mit 82 Protonen und 114 Neutronen zu den neutronenarmen Blei Isotopen. Aufgrund ihrer abgeschlossenen Protonenschale sind die Kerne dieser Region im Grundzustand nahezu sphärisch. Trotz der geringen Grundzustandsdeformation der Kerne wurde eine größere Anzahl regulärer Banden bei höherem Drehimpuls beobachtet. Charakteristisch für die gefundenen Banden sind starke $M1$ Übergänge ($\Delta I = 1$) verbunden mit schwachen $E2$ Übergängen ($\Delta I = 2$) [CLA93, BAL94]. Die mit den $E2$ Übergängen im Modell des starren Rotors assoziierte Quadrupoldeformation stellt sich erwartungsgemäß als klein heraus ($\beta \sim 0.1$). Neben diesen regulären Dipolbanden existieren in den Kernen dieser Region eine Reihe von Dipolbanden, deren Irregularität eher der Erwartung für derart schwach deformierte Kerne entspricht [KUH92, CLA93]. Sowohl die regulären als auch die irregulären Bandenstrukturen wurden im Rahmen eines semiklassischen Modells von Dönau und Frauendorf [DOE82] als stark gekoppelte Rotationsbanden (siehe auch Kapitel 6.2.1) interpretiert. Die starken $M1$ Übergänge konnten in diesem Bild qualitativ weitgehend wiedergegeben werden [CLA94]. Dennoch machte es die weiter bestehende Frage nach der Gültigkeit eines Rotationsmodell bei annähernd verschwindender Deformation notwendig, nach einem alternativen Erklärungsansatz für die Existenz der Dipolbanden in dieser Kernregion zu forschen. In diesem Zusammenhang entstand der Ansatz des *tilted axis cranking* (TAC) Modells [FRA93] (siehe Kapitel 6.4.1).

Lebensdauern bzw. die deduzierten $B(M1)$ -Werte innerhalb der Banden stellen einen sensitiven Test für die Gültigkeit des TAC Modells dar, da im Rahmen des Modells die Voraussage getroffen wird, daß die $B(M1)$ -Werte innerhalb der Bande mit zunehmendem Drehimpuls signifikant abnehmen (siehe Kapitel 6.4.1). Eine DSAM Messung an ^{196}Pb von Moore et al. [MOO95] ergab Lebensdauern für höherliegende Zustände in den beiden am stärksten bevölkerten Dipolbanden DB2 und DB3 (Notation siehe Abbildung 5.1). Insgesamt sind eine irreguläre und drei reguläre

Dipolbanden in ^{196}Pb bekannt. Vorrangiges Ziel der RDM-Messung an ^{196}Pb dieser Arbeit war die Bestimmung von Lebensdauern im unteren Bereich der Dipolbanden.

7.1.1 Untersuchung der magnetischen Rotation in ^{196}Pb

Wie in Kapitel 5.1.2 erläutert, konnten drei Lebensdauern für tiefliegende Zustände in der irregulären Dipolbande bestimmt werden. Die reduzierten Übergangswahrscheinlichkeiten $B(M1)$ ergeben sich aus den Lebensdauern gemäß Gleichung 6.7 unter der Annahme, daß reine M1 Übergänge vorliegen. In Tabelle 7.1 sind die Lebensdauern mit den korrespondierenden $B(M1)$ -Werten zusammengefaßt. Abbildung 7.1 zeigt die $B(M1)$ -Werte aus dieser Arbeit zusammen mit den Werten aus der DSAM-Messung von Moore et al., aufgetragen gegen den Drehimpuls.

J^π	E_γ (J→J-1) [keV]	$\bar{\tau}(\Delta\bar{\tau})$ [ps]	$B(M1)$ [μ_N^2]	$B(M1)$ [<i>W.u.</i>]
(17 ⁻)	193	1.28 (22)	2.4 $\begin{smallmatrix} +0.5 \\ -0.3 \end{smallmatrix}$	1.3 $\begin{smallmatrix} +0.3 \\ -0.2 \end{smallmatrix}$
(18 ⁻)	315	0.96 (20)	1.4 $\begin{smallmatrix} +0.4 \\ -0.2 \end{smallmatrix}$	0.8 $\begin{smallmatrix} +0.2 \\ -0.1 \end{smallmatrix}$
(19 ⁻)	375	1.34 (50)	0.7 $\begin{smallmatrix} +0.4 \\ -0.2 \end{smallmatrix}$	0.4 $\begin{smallmatrix} +0.2 \\ -0.1 \end{smallmatrix}$

Tabelle 7.1: Reduzierte Übergangswahrscheinlichkeiten $B(M1)$ für Übergänge in der irregulären Dipolbande in ^{196}Pb berechnet aus den entsprechenden Lebensdauern.

Im Durchschnitt liegen die bestimmten $B(M1)$ -Werte um ca. einen Faktor zwei unter den Werten aus der DSAM-Messung.

Das *backbending* der Bande bei einem Drehimpuls von ca. $25 \hbar$ wurde als ein Ausrichten von Quasineutronen der $i_{13/2}$ Schale interpretiert [MOO95]. Basierend auf der Annahme einer stark gekoppelten Rotationsbande wurden Rechnungen für $B(M1)$ -Übergangsstärken durchgeführt [CLA93]. Bezüglich der Struktur der Bande wurden für die Rechnung verschiedene Protonen Konfigurationen gekoppelt an eine unterschiedliche Anzahl von $i_{13/2}$ Neutronen benutzt. Mit Erhöhung der Anzahl der ausgerichteten Neutronen zeigt sich ein ausgeprägter Anstieg der $B(M1)$ -Werte.

Da die Übergangsstärken resultierend aus dem DSAM-Experiment zu Zuständen oberhalb des vorgeschlagenen *backbendings* korrespondieren, sind die im Rahmen dieser Arbeit bestimmten kleineren Übergangsstärken mit einem *backbending*, verursacht durch die Ausrichtung von $i_{13/2}$ Neutronen, konsistent. Je nach Anzahl der ausgerichteten Neutronen variieren die $B(M1)$ -Werte für die Protonenkonfiguration $\pi(h_{9/2} \otimes i_{13/2})$ zwischen ~ 0.5 und ~ 2 Weisskopfeinheiten (*W.u.*). Diese Abschätzung ist mit den Werten dieser Arbeit verträglich (vergl. Tabelle 7.1).

Es wird angenommen, daß die mit der Konfiguration verbundene Deformation des Kerns sehr gering ist, da *Cranked Woods-Saxon* Rechnungen [CLA93] eine leichte

oblate Deformation ($\gamma \sim 60^\circ, \beta_2 \sim -0.15$) für die $\pi(h_{9/2} \otimes i_{13/2})$ Struktur voraussetzen. Die annähernd sphärische Gestalt stellt einen brauchbaren Erklärungsansatz für die irreguläre Charakteristik der Übergangsenergien in dieser Bande dar. Es erscheint demnach die Interpretation der irregulären Sequenz von M1 Übergängen als eine Rotationsbande, aufgebaut auf einer Protonenkonfiguration wie $\pi(h_{9/2} \otimes i_{13/2})$ gekoppelt zu $i_{13/2}$ Neutronen, mit den Resultaten dieser Arbeit konsistent zu sein. Dennoch kann die Interpretation als Rotationsbande und der benutzte Formalismus der starken Kopplung bei einer derart kleinen Deformation in Frage gestellt werden. Im Rahmen des *tilted axis cranking* (TAC) Modells wurden mehrere Banden der Blei Isotope mit ähnlich schwacher oblater Deformation im Hinblick auf die M1 Übergangsstärken untersucht. In diesen neueren Lebensdauer Experimenten wurde ein charakteristisches Abfallen der $B(M1)$ -Werte mit zunehmendem Drehimpuls beobachtet und als Beweis für die Relevanz des TAC Konzepts gewertet [CLA97, KRU98]. Wie Abbildung 7.1 zeigt, wurde dieses abfallende Verhalten der $B(M1)$ -Werte auch in diesem Experiment beobachtet. Folglich kann dies als ein Hinweis auf einen der irregulären Dipolbande zugrundeliegenden *shears* Mechanismus gedeutet werden.

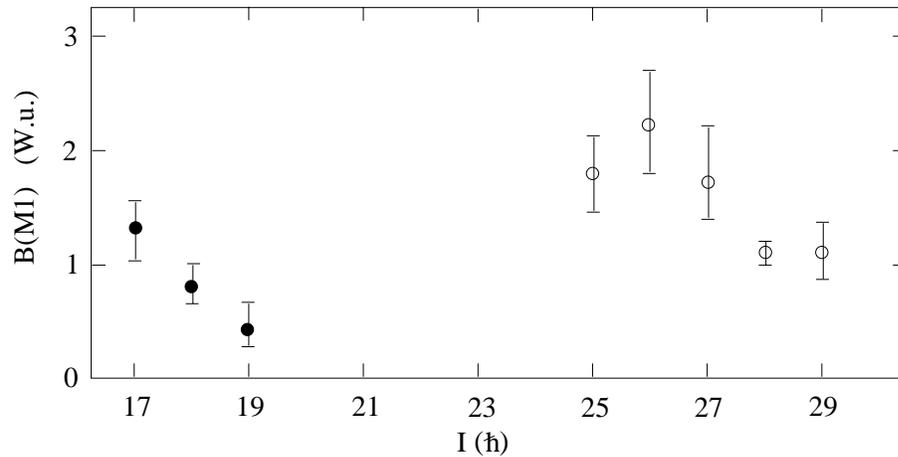


Abbildung 7.1: $B(M1)$ -Werte für Übergänge in der irregulären Dipolbande in ^{196}Pb aus dem RDM Experiment dieser Arbeit (gefüllte Kreise) und einem früheren DSAM Experiment (leere Kreise).

7.2 Der Kern ^{136}Nd

Der Kern ^{136}Nd liegt mit 60 Protonen und 76 Neutronen in einer Übergangsregion zwischen sphärischen Kernen mit $Z=50$ und $N=82$ und stark deformierten Kernen der Schalenmitte. Während die niedrigliegenden Anregungen kollektiver Natur sind, resultieren Anregungen bei höheren Energien auch aus Protonen und Neutronen Zwei-Quasiteilchenanregungen. Im folgenden werden die gemessenen Lebensdauern bzw. die daraus resultierenden Werte für die reduzierten Übergangswahrscheinlichkeiten und Übergangsquadrupolmomente im Rahmen der vorgestellten Kernmodelle diskutiert.

7.2.1 Die $B(E2; 0_1^+ \rightarrow 2_1^+)$ -Systematik

Die absoluten $B(E2; 0_1^+ \rightarrow 2_1^+)$ -Werte der gg -Kerne spiegeln die Quadrupoldeformation eines Kerns wieder. Mit Hilfe der $B(E2)$ -Werte läßt sich somit der Verlauf der Deformation der gg -Kerne z.B. innerhalb einer Isotopenreihe nachvollziehen. Für die Isotope in verschiedenen Massenregionen wurde grundsätzlich eine Zunahme der Kollektivität vom Schalenabschluß in Richtung der Schalenmitte beobachtet. Da man keine sprunghafte Änderung der Deformation benachbarter Isotope erwartet, liegt es nah, nach einer Beschreibung der Systematik in der Kerndeformation über einen weiten Massebereich zu forschen. R. F. Casten parametrisierte erfolgreich die $B(E2; 0_1^+ \rightarrow 2_1^+)$ -Werte in der $A=150$ und $A=100$ Massenregion mit dem Produkt $N_\pi \cdot N_\nu$ [CAS85]. Es sind N_π und N_ν die Anzahl der Valenz Protonenteilchen bzw. Neutronenlöcher gezählt von der abgeschlossenen Schale mit $Z=50$ bzw. $N=82$. Desweiteren liefern die von Möller und Nix gerechneten Quadrupolmomente [MOE81] ebenfalls eine gute Beschreibung der gemessenen $B(E2; 0_1^+ \rightarrow 2_1^+)$ -Werte.

Kern	E_i [keV]	$\bar{\tau}$ ($\Delta\bar{\tau}$) [ps]	$B(E2; 0_1^+ \rightarrow 2_1^+)$ [e^2b^2]
^{136}Nd	373.6	40.2 (21)	1.37 ($^{+0.08}_{-0.07}$)

Tabelle 7.2: Aus der Lebensdauer bestimmter $B(E2; 0_1^+ \rightarrow 2_1^+)$ -Wert des Kerns ^{136}Nd .

Eine Untersuchung der beobachteten $B(E2)$ -Werte um $A=130$ für Sn, Te, Xe, Ba, Ce, Nd und Sm zeigt bei neueren Messungen einen nahezu linearen Zusammenhang der $B(E2)$ Werte in Abhängigkeit von N_π bzw. N_ν . Ein Großteil der experimentellen $B(E2; 0_1^+ \rightarrow 2_1^+)$ -Werte wird sehr gut durch die einfache Relation

$$B(E2; 0_1^+ \rightarrow 2_1^+) = \alpha \cdot N_\pi \cdot N_\nu + B(E2; 0_1^+ \rightarrow 2_1^+)^{124\text{Sn}} \quad (7.1)$$

beschrieben [DEW92]. Der konstante Summand ist der $B(E2; 0_1^+ \rightarrow 2_1^+)$ -Wert des magischen Kerns ^{124}Sn und der konstante Faktor $\alpha = 0.0215e^2b^2$ wurde aus dem

Fit an die experimentellen Werte bestimmt. Die im Rahmen dieser Arbeit ermittelte Lebensdauer des 2_1^+ -Niveaus und die daraus gemäß Gleichung 6.6 berechnete reduzierte $E2$ -Übergangswahrscheinlichkeit ist in Tabelle 7.2 angegeben.

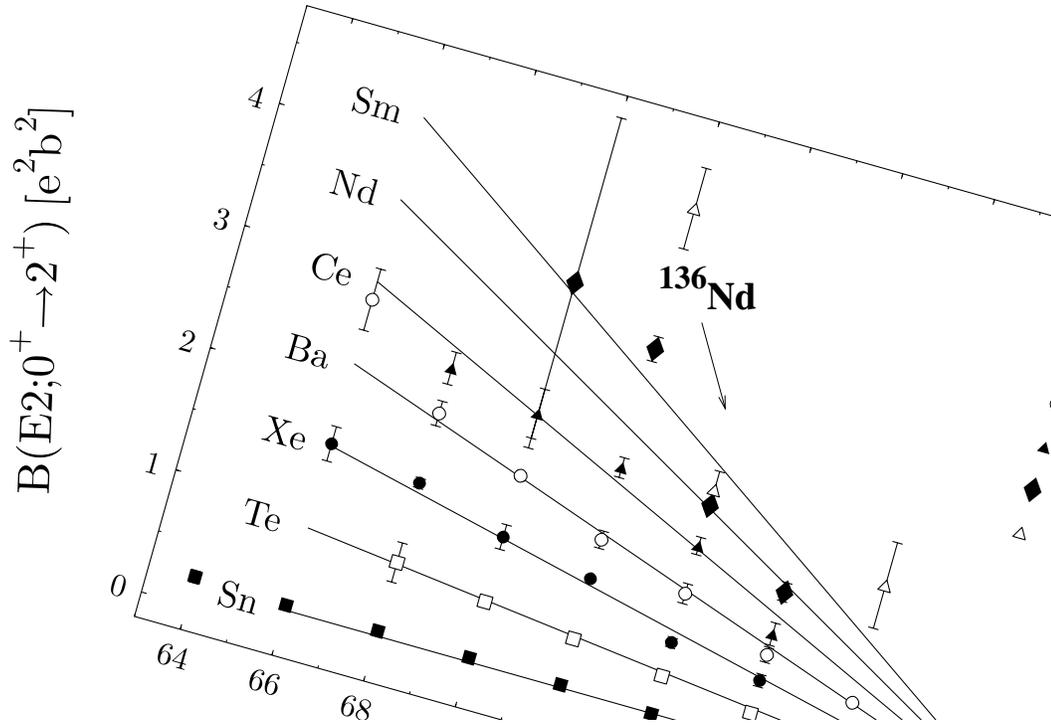


Abbildung 7.2: $B(E2; 0_1^+ \rightarrow 2_1^+)$ -Systematik für die $A \approx 130$ Massenregion. Die durchgezogenen Linien wurden nach Gleichung 7.1 berechnet. Bis auf den Wert dieser Arbeit für ^{136}Nd sind die Werte der Arbeit [MEI96] bzw. den dort genannten Referenzen zu entnehmen.

In Abbildung 7.2 ist der Wert für ^{136}Nd aus dieser Arbeit zusammen mit den anderen bekannten Werten der $A \approx 130$ Massenregion gegen die Neutronenzahl N aufgetragen. Die eingezeichneten Geraden wurden nach Gleichung 7.1 berechnet. Das Ergebnis bestätigt exzellent den gut zu erkennenden systematisch linearen Verlauf der $B(E2; 0_1^+ \rightarrow 2_1^+)$ -Werte: Der ermittelte $B(E2)$ -Wert für ^{136}Nd liegt nahezu perfekt auf der Geraden.

Ein genauerer Blick auf den Verlauf der $B(E2; 0_1^+ \rightarrow 2_1^+)$ -Werte innerhalb der Nd Isotope (siehe Abbildung 7.3) zeigt eine Ausnahme bezüglich des linearen Verhaltens für ^{132}Nd . Die mit großer Genauigkeit experimentell etablierten Werte für ^{132}Nd , ^{134}Nd und ^{136}Nd offenbaren einen unerwartet starken Anstieg für ^{132}Nd verursacht durch das zusätzliche Paar Neutronenlöcher. Dies ist ein eindeutiger Hinweis auf die Relevanz der jeweils besetzten Nilsson Orbitale für die Deformation des Kerns.

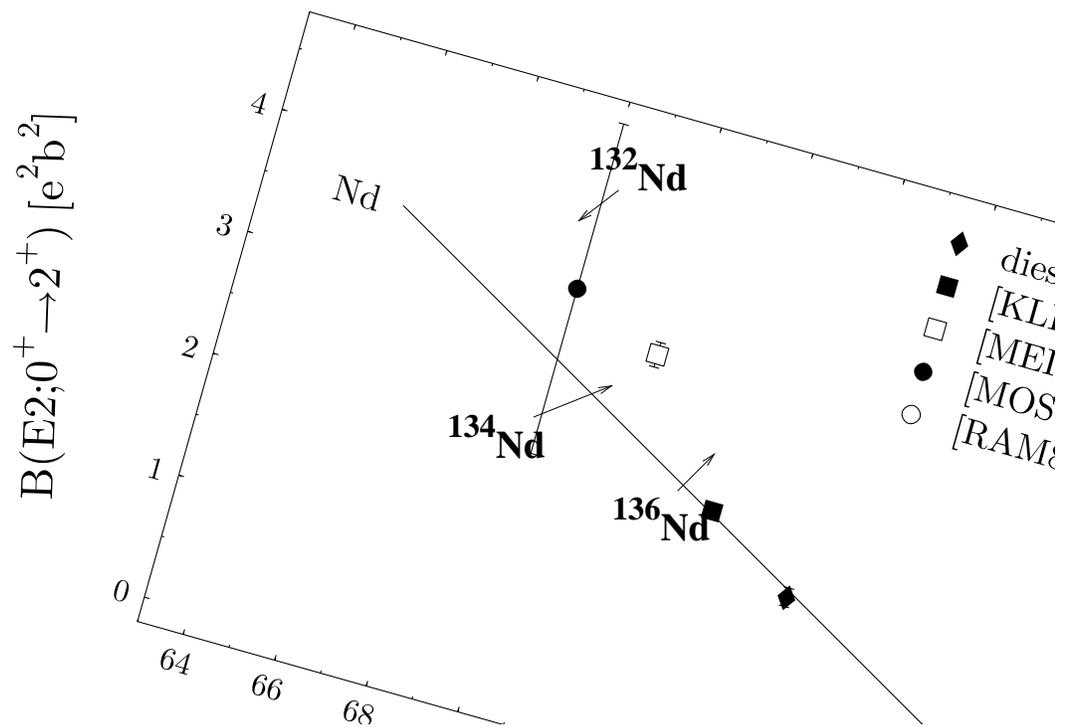


Abbildung 7.3: $B(E2; 0_1^+ \rightarrow 2_1^+)$ -Systematik für die leichten Nd-Isotope. Die durchgezogene Linie wurde nach Gleichung 7.1 berechnet.

7.2.2 Formeffekte in ^{136}Nd

In diesem Teilkapitel werden die Resultate aus dem Experiment an ^{136}Nd mit den Vorhersagen verschiedener geometrischer Kernmodelle verglichen. Die relevanten Vergleichsgrößen sind dabei die Übergangsquadrupolmomente Q_t bzw. die reduzierten Übergangswahrscheinlichkeiten $B(E2)$, die sich aus der Lebensdauer eines Kernzustands unmittelbar gemäß Gleichungen 6.6 und 6.17 berechnen lassen.

In Tabelle 7.3 sind die extrahierten Lebensdauern ($\bar{\tau}$) zusammen mit den Übergangsquadrupolmomenten Q_t und den entsprechenden $B(E2)$ -Werten angegeben. Zur Berechnung der Q_t -Werte sind die angegeben Werte für K verwendet worden. Tabelle 7.4 führt gesondert die extrahierten Übergangsstärken der $E1$ Übergänge auf.

J^π	E_i [keV]	E_γ (J \rightarrow J-2) [keV]	$\bar{\tau}$ ($\Delta\bar{\tau}$) [ps]	$B(E2)$ [$10^3 e^2 \text{fm}^4$]	Q_t [eb]
2^+_g	373.6	373.6	40.2 (21)	2.73 ($^{+0.15}_{-0.13}$)	3.69 ($^{+0.10}_{-0.09}$)
4^+_g	976.3	602.7	3.05 (25)	3.35 ($^{+0.30}_{-0.25}$)	3.43 ($^{+0.15}_{-0.13}$)
6^+_g	1746.8	770.5	1.28 (9)	2.35 ($^{+0.18}_{-0.15}$)	2.73 ($^{+0.10}_{-0.09}$)
8^+_g	2632.7	886.1	0.77 (8)	1.94 ($^{+0.22}_{-0.18}$)	2.43 ($^{+0.14}_{-0.12}$)
10^+_g	3552.6	919.7	1.71 (21)	0.73 ($^{+0.10}_{-0.08}$)	1.47 ($^{+0.10}_{-0.08}$)
10^+_{S1}	3296.5	663.5	112.9 (120)	0.041 ($^{+0.005}_{-0.004}$)	0.35 ($^{+0.02}_{-0.02}$)
12^+_{S1}	3686.5	390.1	32.9 (11)	2.69 ($^{+0.09}_{-0.09}$)	2.78 ($^{+0.05}_{-0.05}$)
10^+_{S2}	3278.7	645.8	> 580	< 0.012	< 0.19
7^-	2439.9	404.5	14.6 (7)	1.15 ($^{+0.09}_{-0.08}$)	–
9^-	2941.1	501.2	9.23 (81)	2.78 ($^{+0.27}_{-0.22}$)	–

Tabelle 7.3: Übergangswahrscheinlichkeiten $B(E2)$ und Übergangsquadrupolmomente Q_t für ^{136}Nd , berechnet aus den entsprechenden Lebensdauern. Den Q_t -Werten liegt jeweils $K=0$ zugrunde.

In Abbildung 7.4 sind die Q_t -Werte der Grundzustandsbande und der S1-Bande in Abhängigkeit des Spins aufgetragen. Dabei werden die experimentellen Werte mit Vorhersagen verschiedener kollektiver Modelle verglichen: dem IBM in der $O(6)$ und $U(5)$ Symmetrie, dem starren Rotor und dem Asymmetric Rotor-Modell (ARM) mit den Parametern $\beta = 0.2$ und $\gamma = 26^\circ$.

J^π	E_i [keV]	E_γ (J \rightarrow J-1) [keV]	$\bar{\tau}$ ($\Delta\bar{\tau}$) [ps]	$B(E1)$ [$10^{-7}e^2b$]
7^-	2439.9	693.1	14.6 (7)	9.95 ± 0.6
10_{S1}^+	3296.5	355.4	112.9 (120)	3.19 ± 0.30

Tabelle 7.4: Übergangswahrscheinlichkeiten $B(E1)$ für ^{136}Nd , berechnet aus den entsprechenden Lebensdauern.

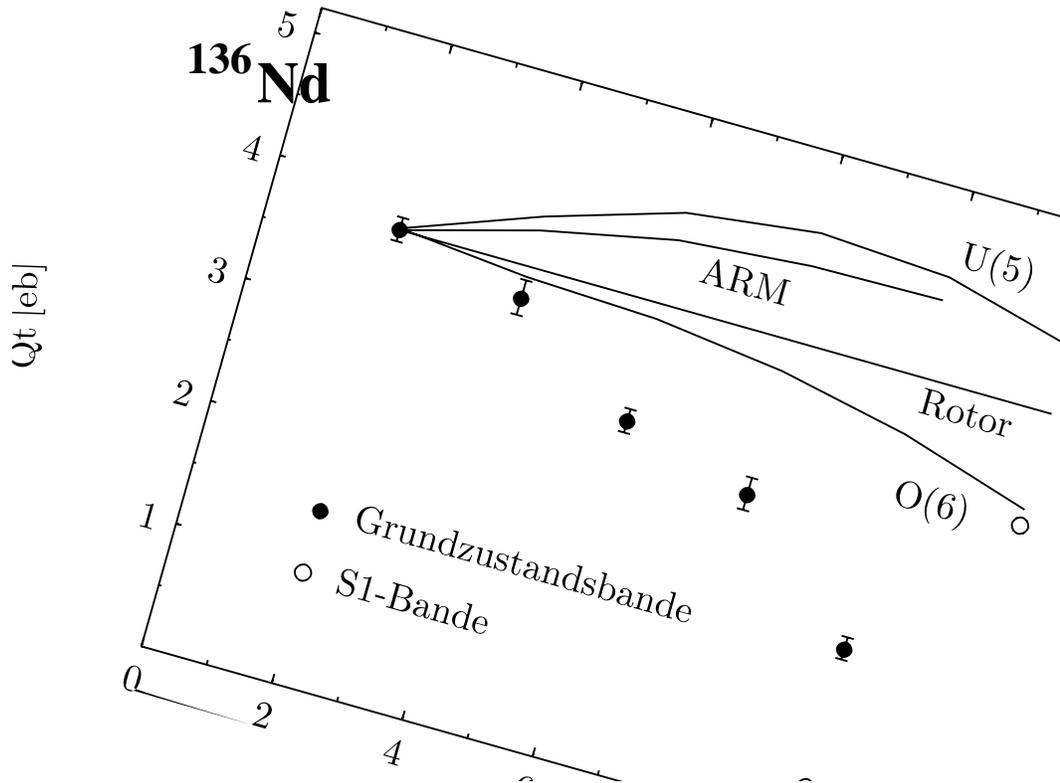


Abbildung 7.4: Q_t -Werte der Grundzustandsbande und der S1-Bande von ^{136}Nd aus dieser Arbeit. Die Werte werden mit Vorhersagen verschiedener kollektiver Modelle verglichen.

Dynamische Formänderung in der Grundzustandsbande

Im Grenzfall des starren axialsymmetrischen Rotors ergibt sich für das Quadrupolmoment der Grundzustandsbande $Q_0 = 3.69 \pm 0.1eb$, gleichbedeutend mit einem Deformationsparameter $\beta = 0.207 \pm 0.005$. Allerdings läßt bereits der etwas abgesenkte $Q_t(4_g^+ \rightarrow 2_g^+)$ -Wert die Unzulänglichkeit des einfachen Modells erkennen, in welchem konstante Q_t -Werte innerhalb der Bande erwartet werden. Es ist bekannt, daß eine Großzahl von Kernen in der $A=130$ Massenregion von triaxialer

Gestalt und/oder γ -soft (γ -weich) ist [IAC87, ARI76, ARI79, GNE71, DAV58]. Im Rahmen des Asymmetric-Rotor-Modells (ARM) von Davydov [DAV58] (siehe Kapitel 6.2.2) determiniert das Verhältnis $E_{2_2^+}/E_{2_1^+} = E_{2_2^+}/E_{2_1^+} = 2.31$ bei ^{136}Nd eine γ -Deformation von $\gamma = 25.6^\circ$ und damit eine beachtliche Triaxialität des Kerns. Im Modell, welches den Grenzfall des völlig γ -instabilen Rotors (Wilets-Jean Modell) beschreibt, wird die gerade-ungerade Energieaufspaltung der γ -Bande (*staggering*, vergl. Abbildung 5.3) mit einer γ -weichen Charakteristik des Kerns in Verbindung gebracht. Außerdem ist in Abbildung 7.4 zu erkennen, daß der $Q_t(4_2^+ \rightarrow 2_2^+)$ -Wert mit der algebraischen Entsprechung des axialsymmetrischen γ -weichen Rotors, der O(6) Symmetrie des IBM (vergl. Kapitel 6.3), konsistent ist.

Der Verlauf der Q_t -Werte in der Grundzustandsbande oberhalb des 4_2^+ zeigt weder mit dem IBM in den O(6) und U(5) Symmetrien noch mit dem Asymmetric-Rotor-Modell ARM ($\beta = 0.2$ und $\gamma = 26^\circ$) Übereinstimmung. Auch wenn die O(6) Symmetrie des IBM von allen verwendeten Modellen tendenziell noch am besten die experimentelle Situation wiedergibt, so kann keines der Modelle das drastische Abfallen der Q_t -Werte hin zu höheren Spins beschreiben.

Diese Eigenschaft von ^{136}Nd scheint durch die vorhandenen kollektiven Modelle nicht erklärbar zu sein. Ein Vergleich der Verläufe der Q_t -Werte für die Grundzustandsbanden in den benachbarten Isotopen ^{134}Nd und ^{132}Nd (siehe Abbildung 7.6 bzw. Abbildung 7.7) läßt kein einheitliches Verhalten erkennen.

Es ist daher zu vermuten, daß kollektive Eigenschaften von ^{136}Nd wie Triaxialität und γ -Weichheit, welche auch ^{134}Nd und ^{132}Nd zeigen, bei der Erklärung dieses abweichenden Verhaltens eine untergeordnete Rolle spielen. Vielmehr bieten Effekte bezüglich der unterschiedlichen Besetzungssituation in den Schalen einen Erklärungsansatz. Wie dem Ausschnitt des Nilsson Diagramms für Protonen (Abbildung 7.5) zu entnehmen, kreuzen sich die Protonen-Einteilchen-Orbitale $5/2[413]$ und $3/2[541]$ nahe dem Wert $\beta = 0.2$, welcher für die Grundzustandsdeformation von ^{136}Nd experimentell ermittelt wurde (s.o.). Bei dieser Deformation besetzen die beiden Valenzprotonen von ^{136}Nd das $3/2[541]$ Orbital, welches eine stark abfallende Tendenz mit zunehmender Deformation β zeigt. Die Nähe des Kreuzungspunktes der Orbitale ermöglicht nun, daß die Valenzprotonen das $5/2[413]$ Orbital anstatt des $3/2[541]$ Orbitals favorisieren könnten. Dies würde eine kleinere Deformation zur Folge haben, da das $5/2[413]$ Orbital eine mit der Deformation ansteigende Tendenz zeigt (vergl. Abbildung 7.5). Die gemessene Formänderung in der Grundzustandsbande von ^{136}Nd hin zu kleinerer β Deformation für höhere Spins ist demnach unter diesem Gesichtspunkt gut zu erklären.

Es bietet sich an, die Argumentation mit Hilfe der Nachbarisotope ^{134}Nd und ^{132}Nd zu verifizieren. Analog zu ^{136}Nd zeigen die Abbildungen 7.6 und 7.7 jeweils den Plot der Q_t -Werte in der Grundzustandsbande von ^{134}Nd bzw. ^{132}Nd im Vergleich mit den entsprechenden kollektiven Modellen. Im Vergleich zu ^{136}Nd liegt der Kern ^{134}Nd näher an der Schalenmitte und besitzt in Folge eine etwas größere Grundzustandsdeformation von $\beta = 0.25$ [KLE99a]. Mit der daraus resultierenden

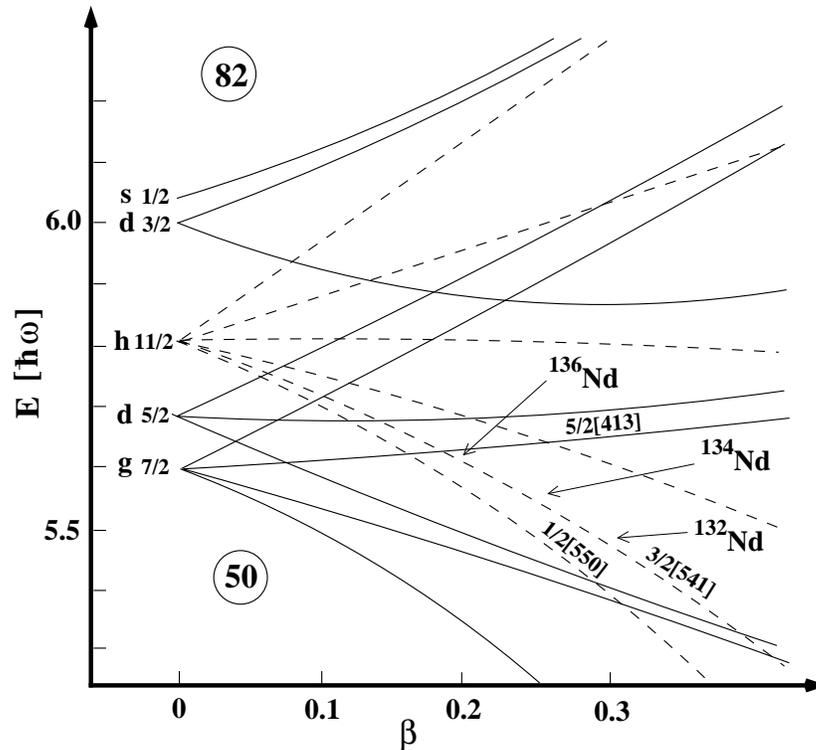


Abbildung 7.5: Nilsson Diagramm für Protonen, $50 \leq Z \leq 82$. Gekennzeichnet ist die ungefähre Lage der Grundzustandskonfiguration in den Nd Isotopen ($Z=60$) ^{136}Nd ($\beta = 0.2$), ^{134}Nd ($\beta = 0.25$) und ^{132}Nd ($\beta = 0.3$).

Entfernung vom Kreuzungspunkt im Nilsson Schema (vergl. Abbildung 7.5) ist keine bzw. eine deutlich schwächere Deformationsänderung zu erwarten. Die von T. Klemme [KLE99a] ermittelten Q_t -Werte für die Grundzustandsbande in ^{134}Nd zeigen tendenziell ein den Werten für ^{136}Nd ähnliches abfallendes Verhalten (vergl. Abbildung 7.6). Wie erwartet, ist die Änderung der Deformation in der Grundzustandsbande für diesen Kern weitaus weniger ausgeprägt. Der Kern ^{132}Nd zeigt eine entsprechend seiner Neutronenzahl noch größere Deformation von $\beta = 0.3$ [MEI96] und liegt im Nilsson Schema noch weiter entfernt vom Kreuzungspunkt ohne ein anderes freies Orbital in der Nähe (vergl. Abbildung 7.5). Dementsprechend erwartet man für den Kern kein aus der geschilderten Argumentation folgendes abweichendes Verhalten der Q_t -Werte. Es zeigt sich, daß der Kern keinen Formänderungseffekt in der Grundzustandsbande aufweist, sondern sich bis zum $6_{\frac{1}{2}}^+$ nahezu exakt wie ein starrer Rotor verhält (vergl. Abbildung 7.7). Die sich für die drei Kerne ergebende Systematik ist ein deutlicher Beweis für die Relevanz der angeführten Argumentation.

Für den Kern ^{126}Ba , dessen Q_t -Werte ebenfalls einen nicht mit den entsprechenden kollektiven Modellen zu vereinbarenden Verlauf zeigen, wurde eine analoge Diskussion geführt [DEW96]. Auch in diesem Fall wurde auf eine dynamische Formänderung des Kerns in der Grundzustandsbande aufgrund von Schaleneffekten

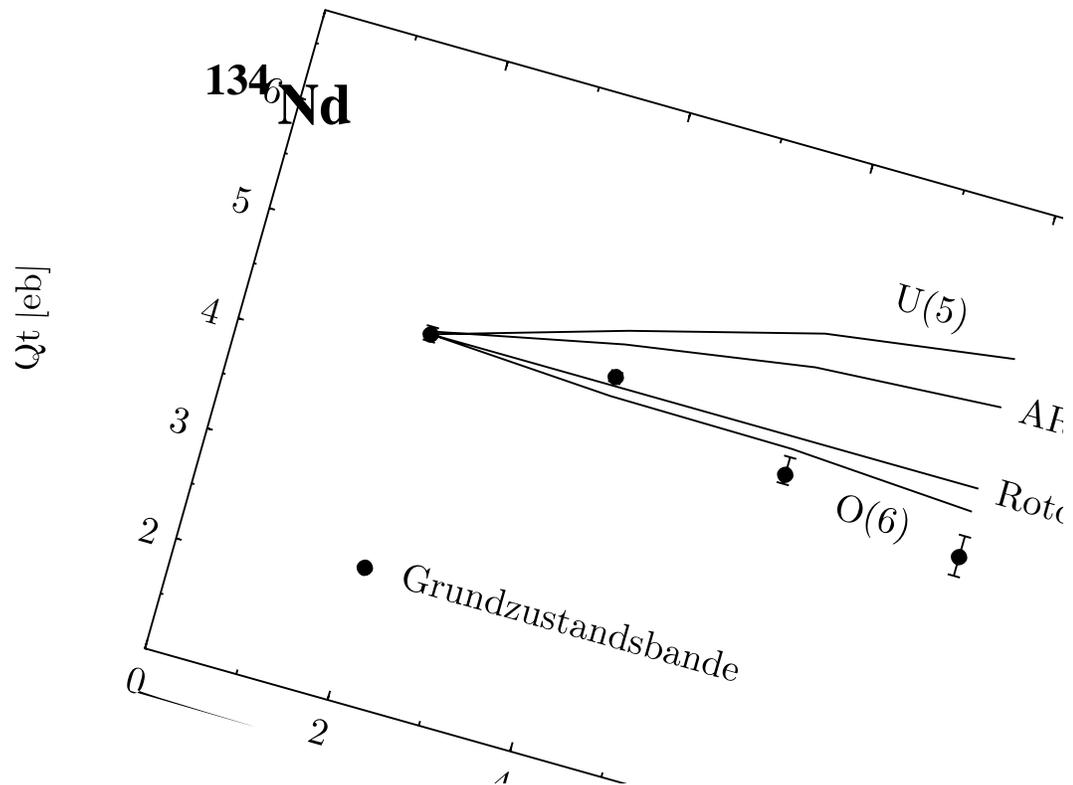


Abbildung 7.6: Q_t -Werte der Grundzustandsbande von ^{134}Nd aus [KLE99a]. Die Werte werden mit Vorhersagen verschiedener kollektiver Modelle verglichen.

geschlossen.

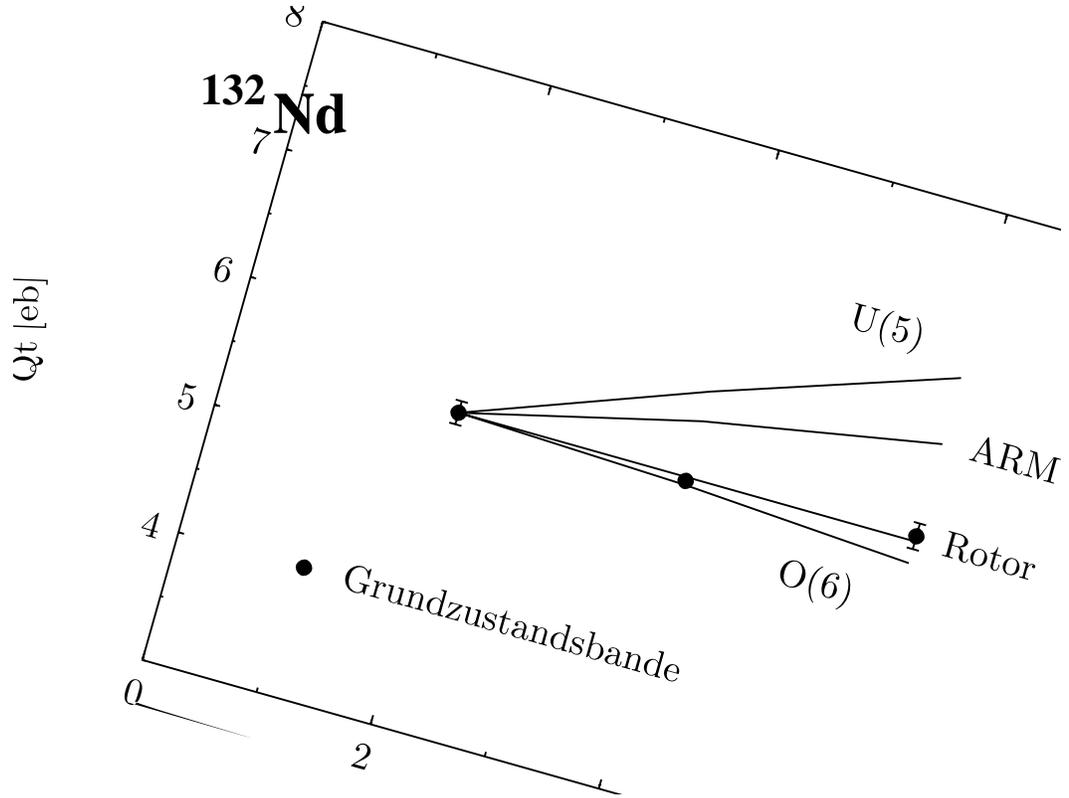


Abbildung 7.7: Q_t -Werte der Grundzustandsbande von ^{132}Nd aus [MEI96]. Die Werte werden mit Vorhersagen verschiedener kollektiver Modelle verglichen.

Die S-Banden

Oberhalb des 8_g^+ Zustands wird die Grundzustandsbande von zwei Banden (S1 und S2) gekreuzt (siehe auch Abbildung 5.3). Die erste Bandenkreuzung mit der S1-Bande liegt bei einer Rotationsfrequenz von $\hbar\omega = 335$ keV. Dieses *backbending* äußert sich in einem signifikanten Abfall der $10_{S1}^+ \rightarrow 8_g^+$ E2 Übergangsstärke: Der Wert $B(E2; 10_{S1}^+ \rightarrow 8_g^+) = 0.0041 \pm 0.0005 e^2b^2$ liegt deutlich unter den Übergangsstärken der benachbarten Übergänge mit $B(E2; 8_g^+ \rightarrow 6_g^+) = 0.194_{-0.018}^{+0.022} e^2b^2$ und $B(E2; 12_{S1}^+ \rightarrow 10_{S1}^+) = 0.269 \pm 0.009 e^2b^2$. Dies ist mit einem äußerst scharfen *backbending* verbunden, welches aus einem *alignment* Plot in Referenz [PAU87] ersichtlich ist. Beide experimentellen Befunde lassen auf eine äußerst schwache Wechselwirkung der Grundzustandsbande mit der S1-Bande schließen. Desweiteren ist ersichtlich, daß sich der $B(E2; 10_{S1}^+ \rightarrow 8_g^+)$ Wert als deutlich kleiner herausstellt als der für eine rein kollektive Bande zu erwartende Wert. In der Tat kann der S1-Bande eine Zwei-Quasiteilchen Konfiguration zugeordnet werden. Bei einer Quadrupoldeformation von $\beta = 0.2$ liegt die Protonen-Fermi-Energie des Kerns nahe des $h_{11/2}$ 3/2[541] Nilsson Orbitals. In Ref. [BIL87] wird daher angenommen, daß die S1-Bande auf der Ausrichtung des $h_{11/2}$ Protonenpaares basiert. Außerdem weist eine g-Faktor Messung der beiden Zustände 10_{S1}^+ und 12_{S1}^+ durch Billowes et al. ([BIL87])

deutlich auf eine Protonen $(h_{11/2})^2$ Konfiguration für diese Zustände hin. Ausgehend von einem kleinen K-Wert ($K=0$) verbunden mit einer solchen Konfiguration, ergibt sich aus dem $B(E2; 12_{S_1}^+ \rightarrow 10_{S_1}^+)$ Wert ein Übergangsquadrupolmoment von $Q_t(12_{S_1}^+ \rightarrow 10_{S_1}^+) = 2.78 \pm 0.05 \text{ eb}$. Es ist anzumerken, daß das Übergangsquadrupolmoment etwas kleiner als das Quadrupolmoment Q_0 der Grundzustandsbande ist. Insgesamt bestätigen die Daten der vorliegenden Messung, daß es sich bei der S1-Bande um eine auf einer Zwei-Quasiteilchen Konfiguration – der Protonen $(h_{11/2})^2$ Konfiguration – basierenden Rotationsbande handelt.

Die Kreuzung der Grundzustandsbande mit der S2-Bande erfolgt bei einer Rotationsfrequenz von 378 keV. In Ref. [PAU87] wird dem Nilsson Schema folgend, der S2-Bande ein Aufbrechen des Valenzneutronenpaares im $9/2[514]$ Orbital zugeordnet. Der sich aus der Abschätzung für die Lebensdauer des $10_{S_2}^+$ -Niveaus ergebende obere Grenzwert $B(E2; 10_{S_2}^+ \rightarrow 8_g^+) = 0.0012 \pm 0.0001 \text{ e}^2b^2$ deutet wie im Fall der S1-Bande auf eine geringe Wechselwirkung zwischen Grundzustandsbande und S2-Bande hin. Das scharfe *backbending* (siehe Ref. [PAU87]) bestätigt diese Vermutung.

Mit Hilfe von *Cranked-shell* Modell Rechnungen [PAU87] mit $\gamma = 0^\circ$ für die S1-Bande mit zwei ausgerichteten $h_{11/2}$ Protonen und $\gamma = 60^\circ$ für die S2-Bande mit zwei ausgerichteten $h_{11/2}$ Neutronen ist es möglich, die experimentellen Rotationsfrequenzen beider Bandenkreuzungen zu reproduzieren. Der Rechnung folgend, hat man es hier mit drei verschiedenen Kernformen in drei verschiedenen Banden zu tun: Die Grundzustandsbande ist wie oben angegeben triaxial ($\gamma \approx 26^\circ$); die S1-Bande mit zwei ausgerichteten $h_{11/2}$ Protonen ist prolat ($\gamma \approx 0^\circ$); und die S2-Bande mit zwei ausgerichteten $h_{11/2}$ Neutronen ist oblat ($\gamma \approx 60^\circ$). In diesem Bild ist die schwache Wechselwirkung zwischen den Banden eine Folge der unterschiedlichen Kernformen, die mit den jeweiligen Anregungen verbunden sind.

Die Yrastbande negativer Parität (neg-2)

In Ref. [PAU87] wird der Yrastbande negativer Parität (neg-2), die auf einem 5^- -Niveau aufbaut, auf der Basis von *Cranked-shell* Modell Rechnungen eine Protonen $h_{11/2} \otimes g_{7/2}$ Konfiguration zugeordnet. Die beteiligten Nilsson Orbitale bei einer Deformation von $\beta = 0.2$ sind zum einen das $3/2[541]$ und zum anderen das $5/2[413]$ Orbital (siehe Abbildung 7.5). Koppeln die beiden Quasiteilchen mit den Projektionen auf die Symmetrieachse Ω_1 und Ω_2 zu einer Gesamtprojektion $K = \Omega_1 + \Omega_2$, so erhält man für die vorgeschlagene Konfiguration $K = 4$. Um die gemessenen $B(E2)$ Übergangswahrscheinlichkeiten mit der Quantenzahl K in Zusammenhang zu bringen, lassen sich die $B(E2)$ -Werte in einer durch zwei Quasiteilchen angeregten Bande im axialsymmetrischen Fall wie folgt nähern [PET98]:

$$B(E2; I+2 \rightarrow I) = \frac{5}{16\pi} Q_0^2 \frac{3}{2} \frac{(I+1)(I+2)}{(2I+3)(2I+5)} \left(1 - \frac{\langle K^2 \rangle}{(I+1)(I+2)} \right)^2. \quad (7.2)$$

Auch wenn hierbei K prinzipiell keine gute Quantenzahl mehr ist, so wird dennoch angenommen, daß die K -Struktur der beteiligten Wellenfunktionen sich nicht signifikant mit wachsendem Spin ändert und so der Mittelwert $K_{rms} = \sqrt{\langle K^2 \rangle}$ die Bande charakterisiert.

In Abbildung 7.8 werden die beiden ermittelten $B(E2)$ -Werte der Bande (neg-2) mit den aus Gleichung 7.2 berechneten Werten für verschiedene Werte von K_{rms} verglichen. Für Q_0 in Gleichung 7.2 wurde das Quadrupolmoment der Grundzustandsbande $Q_0 = 3.69 \pm 0.1eb$ eingesetzt. Es läßt sich feststellen, daß der Verlauf der $B(E2)$ -Werte am besten durch die Kurve für $K_{rms} = 4$ beschrieben wird, wenn auch der $B(E2; 7^- \rightarrow 5^-)$ -Wert relativ zum Kurvenverlauf leicht abgesenkt ist.

Unter der Annahme, daß die Protonen in den beteiligten Nilsson-Orbitalen $3/2[541]$ und $5/2[413]$ zu einem K -Wert von $K = 4$ koppeln, ist demnach der extrahierte mittlere K -Wert konsistent mit der vorgeschlagenen Protonen Konfiguration. Um den Verlauf der $B(E2)$ -Werte innerhalb der Bande besser mit den theoretischen Kurven verifizieren zu können, wären mehr als zwei Datenpunkte wünschenswert.

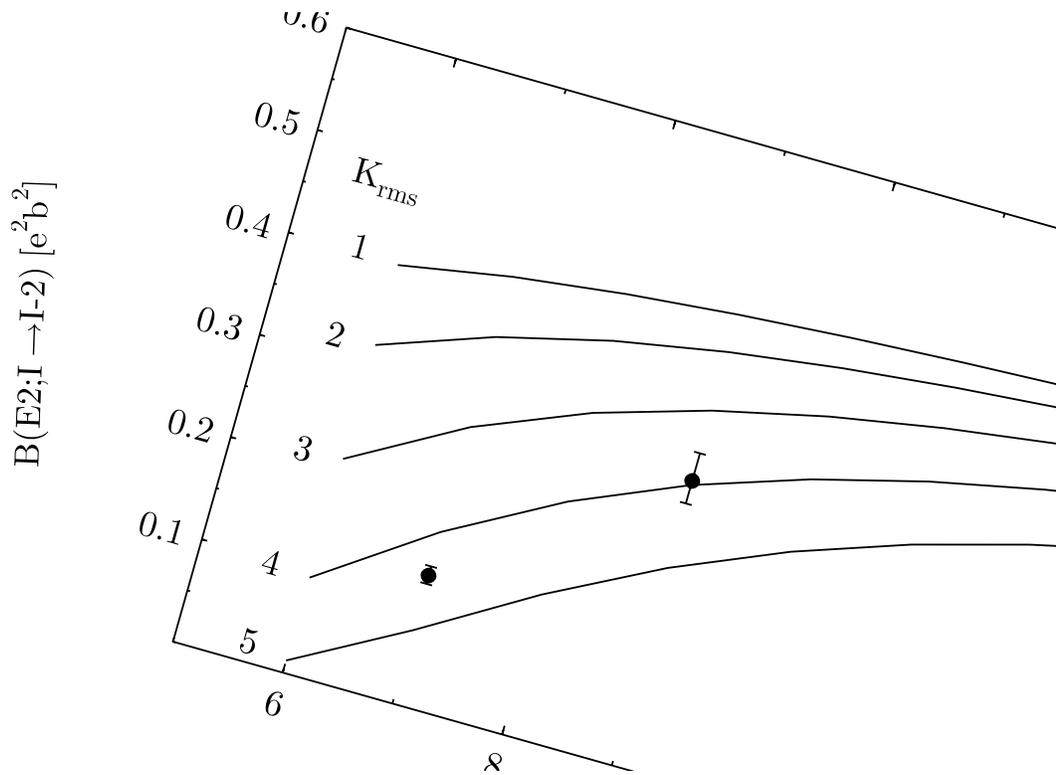


Abbildung 7.8: $B(E2)$ -Werte der Yrastbande negativer Parität (neg-2). Die durchgezogenen Linien verbinden die Werte aus Gleichung 7.2 für jeweils feste $K_{rms} = \sqrt{\langle K^2 \rangle}$.

Literaturverzeichnis

- [ARI75] A. Arima und F. Iachello. Collective Nuclear States as Representations of a SU(6) Group. *Phys. Rev. Lett.* **35** (1975) 1069.
- [ARI76] A. Arima und F. Iachello. Interacting Boson Model of Collective Nuclear States I. The Vibrational Limit. *Ann. Phys.* **99** (1976) 253.
- [ARI79] A. Arima und F. Iachello. Interacting Boson Model of Collective Nuclear States IV. The O(6) Limit. *Ann. Phys.* **123** (1979) 468.
- [ALT94] J. Altmann. Herstellung von Targets für Lebensdauermessungen und Quadrupolmomente der superdeformierten Banden in ^{146}Gd . Dissertation, Institut für Kernphysik der Universität zu Köln, 1994.
- [BAL94] G. Baldsiefen *et al.*, Nucl. Phys. **A574**, 521 (1994).
- [BIL87] J. Billowes, K. P. Lieb, J. W. Noe, W. F. Piel, S. L. Rolston, and G. D. Sprouse, O.C. Kistner, F. Christancho. Lifetime and g-factor measurements of yrast states in ^{134}Nd and ^{136}Nd . *Phys. Rev. C* **36** 974 (1987).
- [BOH69] A. Bohr und B. R. Mottelson. *Nuclear Structure*, volume I. I. W. A. Benjamin, New York, 1969.
- [BOE91] G. Böhm. Koinzidenz-Lebensdauern am ^{128}Ba anhand einer neuen Methode zur Bestimmung von Lebensdauern. Dissertation, Institut für Kernphysik der Universität zu Köln, 1991.
- [BOE93] G. Böhm, A. Dewald, P. Petkov und P. von Brentano. The differential decay curve method for the analysis of doppler shift timing experiments. *Nucl. Instr. and Meth.* **A329** (1993) 248.
- [BOH75] A. Bohr und B. R. Mottelson. *Nuclear Structure*, volume II. I. W. A. Benjamin, New York, 1975.
- [CAS85] R. F. Casten. $N_p N_n$ Systematics in heavy nuclei. *Nucl. Phys. A* **443** (1985) 1.

- [CHE83] Y. S. Chen, S. Frauendorf und G. A. Leander. Shape of rotating quasiparticle orbits and signature splitting in La, Ce, and Pr nuclei. *Phys. Rev. C* **28** (1983) 2437.
- [CLA93] R. M. Clar, R. Wadsworth, E.S. Paul, C.W. Beausang, I. Ali, A. Astier, D.M. Cullen, P.J. Dagnall, P. Fallon, M.J. Joyce, M. Meyer, N. Redon, P.H. Regan, J.F. Sharpey-Schafer, W. Nazarewicz, R. Wyss. *Collective oblate dipole rotational bands in ^{198}Pb* . *Nucl. Phys.* **A562**,121 (1993).
- [CLA94] R. M. Clark, R. Wadsworth, E.S. Paul, C.W. Beausang, I. Ali, A. Astier, D.M. Cullen, P.J. Dagnall, P. Fallon, M.J. Joyce, M. Meyer, N. Redon, P.H. Regan, J.F. Sharpey-Schafer, W. Nazarewicz, R. Wyss. *Recoil distance lifetime measurements of states in the oblate dipole bands of $^{197,198}\text{Pb}$* . *Phys. Rev. C* **50**,84 (1994).
- [CLA97] R. M. Clark, S.J. Asztalos, G. Baldsiefen, J.A. Becker, L. Bernstein, M. A. Deleplanque, R.M. Diamond, P. Fallon, I.M. Hibbert, H. Hübel, R. Krücken, I.Y. Lee, A.O. Macchiavelli, R.W. MacLeod, G. Schmid, F.S. Stephens, K. Vetter, R. Wadsworth, and S. Frauendorf. *Evidence for „Magnetic Rotation“ in Nuclei: Lifetimes of States in the M1 bands of $^{198,199}\text{Pb}$* , *Phys. Rev. Lett.* **78**, 1868 (1997).
- [DAV58] A. S. Davydov und B. F. Filippov. Rotational states in even atomic nuclei. *Nucl. Phys.* **8** (1958) 237.
- [DEW89] A. Dewald, S. Harissopulos und P. von Brentano. The Differential Plunger and the Differential Decay Curve Method for the Analysis of Recoil Distance Doppler-Shift Data. *Z. Phys. A* **334** (1989) 163.
- [DEW92] A. Dewald. Transition Probabilities in Transitional Nuclei in the A=130 Region. *Prog. Part. Nucl. Phys.* **28** (1992) 409.
- [DEW96] A. Dewald. Dynamic shape effect in ^{126}Ba at low spin. *Phys. Rev. C* **54** (1996) 2119.
- [DES74] A. deShalit and H. Feshbach Theoretical. *Nuclear Physics*, volume I. John Wiley & Sons, Inc. 1974.
- [DOE82] F. Dönau und S. Frauendorf, in *Proceedings of the Conference on High Angular Momentum Properties of Nuclei*, Oak Ridge, 1982, edited by N.R. Johnson (Harwood Academic, New York, 1982), 143.
- [ESS95] S. Esser. Entwicklung einer Programm-Bibliothek zur komprimierten Speicherung von Spektroskopie-Daten in der Kernphysik. Diplomarbeit, Institut für Kernphysik der Universität zu Köln, 1995.
- [FIT99] A. Fitzler, Programm *tstop*, Institut für Kernphysik der Universität zu Köln, unveröffentlicht.

- [FRA97] S. Frauendorf, Z. Phys. A **358**, 163 (1997).
- [FRA93] S. Frauendorf, Nucl. Phys. **A557**, 259c (1993).
- [FRA83] S. Frauendorf und F. R. May. Triaxial shapes of rotating nuclei with neutron numbers 88,89,90. *Phys. Lett. B* **125** (1983) 245.
- [GAM] N. Nicolay, J. Rest, O. Vogel. Programme *gammaTcl* und *gammaWish*, Institut für Kernphysik der Universität zu Köln, unveröffentlicht.
- [GNE71] G. Gneuss und W. Greiner. Collective potential energy surfaces and nuclear structure. *Nucl. Phys. A* **171** (1971) 449.
- [GOE97] A. Goergen, Programm *eb-presort*, Institut für Strahlen- und Kernphysik der Universität Bonn, 1997, <http://www.iskp.uni-bonn.de/euroball/goergen/goergen.html>
- [GRA96] A. Granderath, P.F. Mantica, R. Bengtsson, R. Wyss, P. von Brentano, A. Gelberg, F. Seiffert, *Shapes and Rotational Structures in Neutron $h_{11/2}$ Configurations in the Xe-Ba-Ce Region*, Nucl. Phys. **A597** (1996) 427.
- [IAC80] F. Iachello. *Group Theory and Nuclear Spectroscopy*, volume 119 of *In Lecture Notes in Physics, Nuclear Spectroscopy*. Springer, Berlin, 1980.
- [IAC87] F. Iachello und A. Arima. *The Interacting Boson Model*. Cambridge University Press, Cambridge, 1987.
- [KRU98] R. Krücken, R.M. Clark, A. Dewald, M. A. Deleplanque, R.M. Diamond, P. Fallon, K. Hausschild, I.Y. Lee, A.O. Macchiavelli, R. Peusquens, G. Schmid, F.S. Stephens, K. Vetter, P. von Brentano. *Lifetimes near the bandhead of a shears band in ^{198}Pb* , Phys. Rev. C **58** (1998) 1876.
- [KUE97] R. Kühn. *Lebensdauern superdeformierter Zustände in ^{194}Hg* . Dissertation, Institut für Kernphysik der Universität zu Köln, 1997.
- [KUE96] R. Kühn. Programm *Wakazashi*. Institut für Kernphysik der Universität zu Köln, 1996, unveröffentlicht.
- [KUH92] A. Kuhnert *et al.*, Phys. Rev. C **46** (1992) 133.
- [KLE99a] T. Klemme. *Formkoexistenz im Kern ^{134}Nd* . Dissertation, Institut für Kernphysik der Universität zu Köln, 1999.
- [KLE99b] T. Klemme, A. Dewald, S. Schell, S. Kasemann, R. Kühn, O. Stuch, H. Tiesler, K.O. Zell, P. von Brentano, D. Bazzacco, F. Brandolini, S. Lunardi, C.M. Petrache, C. Rossi Alvarez, G. De Angelis, P. Petkov and R. Wyss. *Precision lifetimes of low-lying states in ^{134}Nd and neighboring nuclei*

- [MOO95] E.F. Moore, M.P. Carpenter, Y. Liang, R.V.F. Janssens, I. Ahmad, I.G. Bearden, P.J. Daly, M.W. Drigert, B. Fornal, U. Garg, Z.W. Grabowski, H.L. Harrington, R.G. Henry, T.L. Khoo, T. Lauritsen, R.H. Mayer, D. Nisius, W. Reviol, and M. Sferrazza. *Collectivity of dipole bands in ^{196}Pb* . Phys. Rev. C **51**,115 (1995).
- [MOE81] P. Möller, J.R. Nix, At. Data Nucl. Data Tables **26** (1981),165.
- [MOR76] H. Morinaga and T. Yamazaki. *In Beam Gamma-Ray Spectroscopy*. North-Holland Publishing, 1976.
- [MEI96] C. Meier. RDDS-Lebensdauer-messungen an den Kernen ^{132}Nd und ^{134}Nd ausgewertet mit der Differential-Decay-Curve-Methode in Singles und Koinzidenz. Diplomarbeit, Institut für Kernphysik der Universität zu Köln, 1996.
- [PAU87] E.S. Paul, S. Shi, C.W. Beausang, D.B. Fossan, R. Ma, W.F. Piel, Jr., N. Xu, and P.K. Weng. Band crossings in the γ -soft nucleus ^{136}Nd Phys. Rev. C **36** (1987) 153.
- [PET94] P. Petkov. Errors arising from nuclear hyperfine interactions on lifetimes determined by the recoil distance Doppler-shift method. *Nucl. Instr. and Meth.* **A349** (1994) 289.
- [PET98] P. Petkov, J. Gableske, O. Vogel, A. Dewald, P. von Brentano, R. Krücken, R. Peusquens, N. Nicolay, A. Gidzon, J. Gizon, D. Bazzacco, C. Rossi-Alvarez, S. Lunardi, P. Pavan, D.R. Napoli, W. Andrejtscheff, R.V. Jolos. In-band M1 and E2 transition rates and collective structures in ^{128}Ba . *Nucl. Instr. and Meth.* **A349** (1994) 289.
- [PEU96] R. Peusquens. Lebensdauern niedrigliegender Zustände in ^{133}Nd und Software für RDDS-Messungen. Diplomarbeit, Institut für Kernphysik der Universität zu Köln, 1996.
- [RUE00] R. Peusquens. Dissertation, Institut für Kernphysik der Universität zu Köln, 2000, in Vorbereitung.
- [RUE99a] R. Peusquens. Programm *Lisa*. Institut für Kernphysik der Universität zu Köln, 1999, unveröffentlicht.
- [RUE99b] R. Peusquens. Programm *eb-sort*. Institut für Kernphysik der Universität zu Köln, 1999, unveröffentlicht.
- [RAM89] S. Raman, C.W. Nestor, S. Kahane, K.H. Bhatt, At. Data and Nucl. Data Tables **42**, (1989),1.
- [SAH00] B. Saha. Programm *bs-visus*, Institut für Kernphysik der Universität zu Köln, 2000, unveröffentlicht.

- [TIE95] H. Tiesler. Entwicklung einer Abstandsregelung für Plungermessungen. Diplomarbeit, Institut für Kernphysik der Universität zu Köln, 1995.
- [THE92] J. Theuerkauf, S. Eßer, S. Krink, N. Nicolay and H. Wolters, 1992. Programm *tv*, Institut für Kernphysik der Universität zu Köln, unveröffentlicht.
- [WIE95] I. Wiedenhöver. Programm *autoshift*, Institut für Kernphysik der Universität zu Köln, unveröffentlicht.
- [WIE96] I. Wiedenhöver. Programm *topfit*, Institut für Kernphysik der Universität zu Köln, unveröffentlicht.
- [WIL95] M. Wilhelm. Programm *autocal*. Institut für Kernphysik der Universität zu Köln, 1995, unveröffentlicht.
- [WIJ56] J. Wilets und M. Jean, Phys. Rev. **102**, (1956) 788.

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich allen Personen, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben, meinen Dank aussprechen. Stellvertretend bedanke ich mich besonders bei:

Herrn Prof. Dr. P. von Brentano für die Vergabe des Themas, die Betreuung dieser Arbeit und die hervorragenden Arbeitsbedingungen in seiner Gruppe.

Herrn Dr. A. Dewald für die zahlreichen Diskussionen und Anregungen, sowie das Korrekturlesen des Manuskripts. Sein großes Interesse an dieser Arbeit und den Ergebnissen hatte wesentlichen Anteil an ihrem Gelingen.

den Mitarbeitern des INFN Legnaro, Italien, für die tatkräftige Unterstützung bei der Vorbereitung und Durchführung der Experimente, sowie für ihre Gastfreundschaft.

den Herren Dipl. Phys. T. Klug, B. Saha und O. Möller für die freundschaftliche Arbeitsatmosphäre in Zimmer 209.

Dipl. Phys. T. Klug für die umfassende Zusammenarbeit und nicht zuletzt die strenge Korrektur des Manuskripts.

Dipl. Phys. R. Peusquens für die gute Zusammenarbeit und Hilfestellung mit diversen Programmen.

O. Möller für die *last minute* Hilfe mit den Termschemata.

Dipl. Phys. C. Chitu für seinen steten moralischen Support.

allen Mitarbeitern der γ -Gruppe für ein sehr angenehmes Institutsklima.

meiner Familie für die fortwährende Unterstützung in jeder Hinsicht.

meiner Freundin Sabine für unendlich viel Geduld und Verständnis.

Lebenslauf

Name		Guido Kemper
Geburtsdatum/-ort		12.05.1970 in Köln
Nationalität		deutsch
Eltern		Dieter Kemper Ingeborg Kemper, geb. Grebing
Schulbildung	08/76–06/80	Kath. Grundschule Kupfergasse, Köln
	08/80–05/89	Maximilian-Kolbe-Gymnasium, Köln
	05/89	Abitur
	06/89–08/90	Wehrdienst
Hochschulstudium	08/90	Immatrikulation an der Universität zu Köln für die Studienfächer Physik Diplom und Mathematik Staatsexamen
	02/92	Vordiplom Physik
	03/92	Zwischenprüfung Mathematik
Studienabschluß	02/97	Diplom im Fach Physik Thema der Arbeit: „Gamma-Spektroskopie kollektiver Kernanregungen in ^{160}Dy nach Beta-Zerfall“
Stipendien	04/92–04/96	Studienstiftung der Deutschen Bundespost (Heinrich-von-Stephan-Stiftung)
	06/98–05/00	Graduiertenstipendium des Landes NRW
Arbeitsverhältnisse am Institut für Kernphysik der Universität zu Köln		
	01/96–01/97	Studentische Hilfskraft
	ab 02/97	Wissenschaftliche Hilfskraft

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:

Teile der Ergebnisse aus Kapitel 5 und 7 werden zur Veröffentlichung eingereicht.