

**KERNFORSCHUNGSZENTRUM
KARLSRUHE**

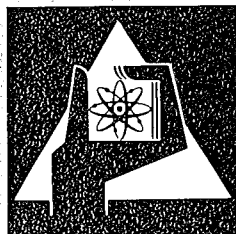
Juli 1974

KFK 2017

Zyklotron-Laboratorium

Kernspektroskopische Untersuchungen der Isotone ^{137}Nd und ^{139}Sm

G.P. Nowicki



**GESELLSCHAFT
FÜR
KERNFORSCHUNG M.B.H.**

KARLSRUHE

Als Manuskript vervielfältigt

Für diesen Bericht behalten wir uns alle Rechte vor

GESELLSCHAFT FÜR KERNFORSCHUNG M. B. H.
KARLSRUHE

KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE

KFK 2017

Zyklotron-Laboratorium

Kernspektroskopische Untersuchungen der
Isotone ^{137}Nd und ^{139}Sm +)

Gerhard P. Nowicki

Gesellschaft für Kernforschung m.b.H., Karlsruhe

+) Der Naturwissenschaftlichen Gesamtfakultät der
Universität Heidelberg vorgelegte Dissertation

Zusammenfassung

Über (α, xn) -Reaktionen wurden die neutronenarmen Kerne ^{139}Sm , ^{137}Pm und ^{137}Nd produziert und mit γ -spektroskopischen Methoden untersucht. Für die Kerne ^{139}Sm und ^{137}Nd konnten aus der Beobachtung der prompten γ -Strahlung partielle Niveauschemata aufgestellt werden. Darüber hinaus wurde die dem β -Zerfall von ^{137}Pm folgende γ -Strahlung gemessen und daraus ein detailliertes Niveauschema von ^{137}Nd aufgestellt.

In beiden Kernen findet man über einem tiefliegenden isomeren $11/2^-$ -Zustand Banden kollektiver Zustände mit negativer Parität. Es wurde versucht, diese Banden durch ein Modell, das nichtadiabatische Effekte berücksichtigt, zu beschreiben. Die Rechnungen mit diesem Modell ergaben, daß in dieser Beschreibung sowohl ^{137}Nd als auch ^{139}Sm eine schwache prolata Deformation aufweisen.

Abstract

Spectroscopic Investigation of the Isotones ^{137}Nd and ^{139}Sm

The nuclei ^{139}Sm , ^{137}Pm and ^{137}Nd produced via (α, xn) -reactions have been studied by gamma-ray spectroscopic methods. For ^{139}Sm and ^{137}Nd partial level schemes have been constructed from the observed prompt gamma-rays. Furthermore, gamma-rays following the beta-decay of ^{137}Pm have been measured resulting in a detailed decay scheme.

For both nuclei we observe bands of collective levels with negative parity based on the low lying $11/2^-$ -isomeric levels. We tried to describe these bands with a model which takes into account of non-adiabatic effects. The results give evidence for a weak prolata deformation of ^{137}Nd and ^{139}Sm .

<u>Inhalt</u>	Seite
1. Einleitung	1
2. Experimente	3
2.1. Meßmethoden	3
2.2. Produktion und Identifizierung der Nuklide	7
2.3. $\gamma\gamma$ -Koinzidenzen	9
2.4. γ -Winkelverteilungen	12
2.5. Konversionselektronen	16
2.6. Schnelle Massentrennung	18
3. Meßergebnisse	22
3.1. Der Zerfall von ^{137m}Nd und ^{139m}Sm	22
3.2. Der Zerfall von ^{137}Pm	24
3.3. Prompte γ -Übergänge in ^{137}Nd	32
3.4. Prompte γ -Übergänge in ^{139}Sm	39
4. Diskussion	41
4.1. Zusammenstellung experimenteller Ergebnisse	41
4.2. Das "Alignment-Coupling"-Modell	43
5. Literaturverzeichnis	50
Anhang: Tabellen der γ -Übergänge in ^{137}Nd und ^{139}Sm	

1. Einleitung

Nachdem von Sheline et al. |SHE 61| für Kerne im Bereich zwischen den abgeschlossenen Protonenschalen mit $Z = 50$ und $Z = 82$ und Neutronenzahlen $N < 82$ ein Gebiet statischer Kerndeformation vorhergesagt wurde, ist in den letzten Jahren vor allem bei vielen neutronenarmen Lanthaniden eine Kerndeformation experimentell nachgewiesen worden. Die systematischen Untersuchungen leichter Nuklide der Elemente zwischen Lanthan und Gadolinium am Karlsruher Zyklotronlaboratorium |HAB 73|, |KLE 73|, |KLI 74| zeigten, daß mit größer werdendem Abstand von der abgeschlossenen Neutronenschale mit $N = 82$ die Deformation dieser Kerne zunimmt. Ein besonders anschauliches Bild von den Kernformen in diesem Nuklidbereich liefert die Berechnung der kollektiven Potentialflächen aus der Lage der niedrigen Anregungszustände der gg-Kerne mit Hilfe des verallgemeinerten Kollektivmodells von Greiner und Gneuß |GNE 71|. Hierbei findet man einen Übergang von sphärischen zu asymmetrischen Formen mit flachem Potentialtopf, so daß die Grundzustandswellenfunktionen über einen großen Deformationsbereich verschmiert sind |HAB 72|.

Auch aus den Niveauschemata der ungeraden Kerne, z.B. im betrachteten Nuklidbereich aus den kollektiven Banden, die auf dem tiefliegenden $h_{11/2}$ -Schalenmodellzustand aufbauen, erhält man Rückschlüsse auf die Deformation. So findet man bei ungeraden Kernen nahe abgeschlossenen Schalen ein Ein-Phonon-Multiplett, wie man es aus dem "Weak-Coupling"-Modell für nahezu sphärische Rumpfform erwartet. Bei weiter vom Schalenabschluß entfernten Kernen dagegen tritt oberhalb des $11/2^-$ -Zustandes eine Folge von Zuständen mit monoton um $\Delta I = 2\hbar$ ansteigenden Spinwerten und Energieabständen entsprechend denen der Grundzustandsbanden der benachbarten gg-Kerne auf |HAB 73|. Diese Banden, die zuerst von Nakai et al. |NAK 72| bei leichten Lanthanisotopen gefunden wurden, können durch die Entkopplung der kollektiven Bewegung des deformierten Rumpfes von der Bewegung des unpaarigen Nukleons auf Grund der Coriolis-Kraft erklärt werden. Eine auch quantitativ gute Beschreibung der

Zum Druck eingereicht am 20.6.1974

Niveaufolge gibt das "Alignment-Coupling"-Modell von Stephens et al. [STE 72], das von starren achsialen Rotatoren ausgeht und den Coriolisterm berücksichtigt.

In der Nachbarschaft weicher asymmetrischer gg-Kerne, z.B. bei den Isotonen mit $N = 77$, ^{137}Nd und ^{139}Sm , kann man Abweichungen von diesem einfachen Bild erwarten. Eine kürzlich erschienene Arbeit von Gizon et al. [GIZ 74] zeigt bei $^{133,135}\text{Ce}$ und $^{135,137}\text{Nd}$ Banden mit $\Delta I = 1$, die gestörten Rotationsbanden gleichen.

In der vorliegenden Arbeit sollen die kollektiven Banden über dem $11/2^-$ -Zustand nicht nur an Hand ihrer Hochspinzustände sondern auch an Hand der zu ihnen gehörenden Niveaus mit Spin $< 11/2$ untersucht werden. Hierzu muß neben der prompten γ -Strahlung der durch (α, xn) - bzw. (HI, xn) -Reaktionen produzierten Nuklide, die vorzugsweise die Hochspinzustände liefert, auch die dem β -Zerfall folgende γ -Strahlung gemessen werden. Die experimentellen Methoden dieser Arbeit, die hauptsächlich am Karlsruher Isochronzyklotron durchgeführt wurde, beschränken sich daher nicht auf die Standardverfahren der "Inbeam"- γ -Spektroskopie, nämlich γ -Einzelspektren, γ -Winkelverteilungen und $\gamma\gamma$ -Koinzidenzen zu messen. Vielmehr wurden zusätzlich γ -Einzelspektren, $\gamma\gamma$ -Koinzidenzen sowie Konversionselektronenspektren massengetrennter Präparate der kurzlebigen Nuklide aufgenommen.

2. Experimente

2.1. Meßmethoden

Die Erzeugung neutronenarmer Kerne in angeregten Zuständen erfolgte in den vorliegenden Experimenten über $(\alpha, xn+yp)$ -Reaktionen. Der Produktionsweg ist in Abb. 1 schematisch dargestellt. Durch Beschuß der stabilen Targetkerne mit hochenergetischen α -Teilchen werden hochangeregte Compoundkerne erzeugt. Diese dampfen entsprechend der Einschußenergie eine Anzahl von Neutronen ab. Mit zunehmender Entfernung vom Stabilitätstal wächst die Wahrscheinlichkeit für das Abdampfen von Protonen. Wenn die Anregungsenergie des Compoundkerns für die Emission eines Nukleons

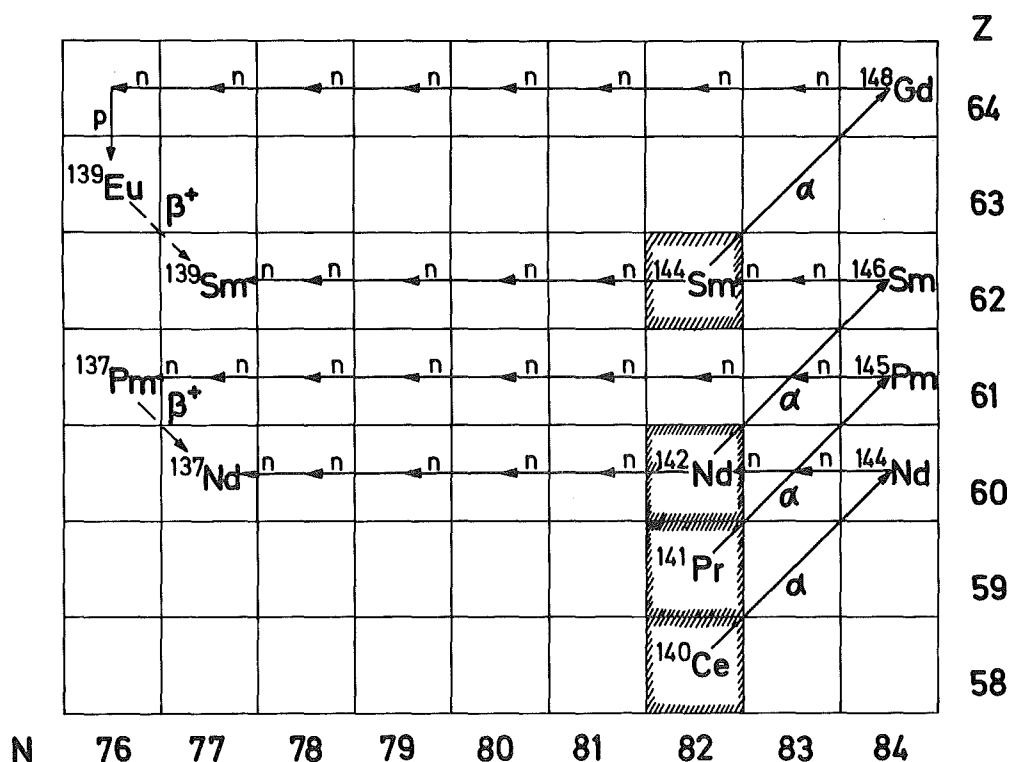


Abb. 1: Produktionsweg der untersuchten Nuklide

nicht mehr ausreicht, zerfällt er unter Aussendung von γ -Strahlung in den Grundzustand oder ein isomeres Niveau. Während kurzlebige Isomere wiederum durch γ -Übergänge zerfallen, gehen langlebige Isomere und Grundzustände β^+ -Zerfall ein. Dieser kann in angeregte Zustände des Tochterkerns führen, so daß wiederum γ -Kaskaden beobachtet werden. Der β^+ -Zerfall führt schließlich

zu stabilen Isotopen, in denen durch γ -Zerfall der Grundzustand erreicht wird.

In Abb. 2 sind die Wirkungsquerschnitte für (α, xn) - und $(\alpha, (x-1)n+p)$ -Reaktionen an ^{142}Nd in Abhängigkeit von der Einschußenergie, wie sie Rechnungen nach dem Preequilibrium-Modell [CLI 71] liefern, dargestellt. Man sieht, daß der Wirkungs-

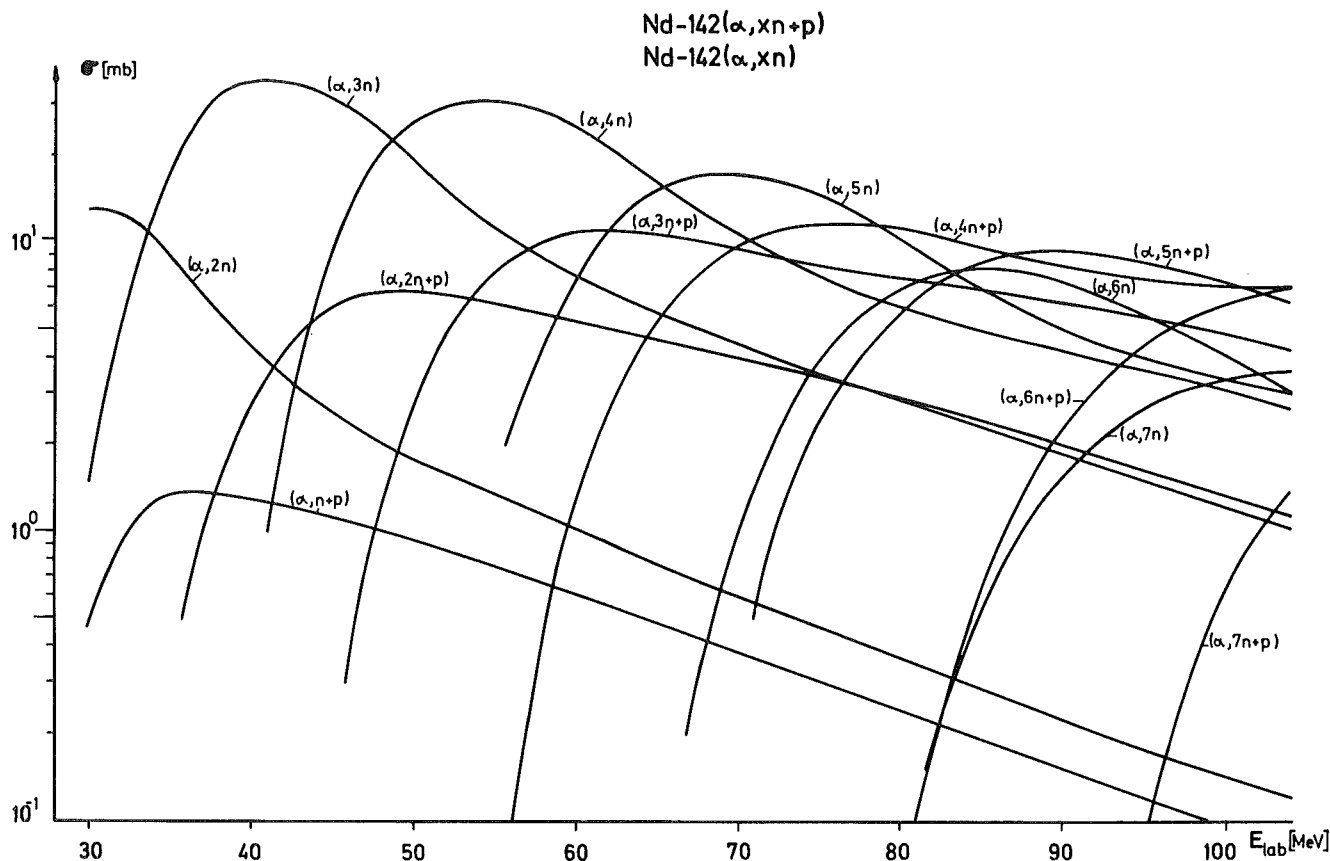


Abb. 2: Nach dem Preequilibrium-Modell berechnete Anregungsfunktionen für die Bestrahlung von ^{142}Nd mit α -Teilchen [KLE 73]

querschnitt der $(\alpha, 7n)$ -Reaktion bereits sehr viel kleiner als derjenige der $(\alpha, 6n+p)$ -Reaktionen ist, daß also besonders neutronenarme Kerne wie ^{139}Sm oder ^{137}Nd vom Targetkern ^{140}Ce ausgehend, nur relativ schwach produziert werden. Dem Bild ist ferner zu entnehmen, daß an Hand dieser Anregungsfunktionen die beobachtete γ -Strahlung einem Isobar zugeordnet werden kann. Für die Zuordnung zu einem Nuklid genügt es jedoch nicht ein Targetnuklid mit α -Teilchen verschiedener Energie zu be-

strahlen, vielmehr müssen wegen dem ähnlichen Verlauf der Anregungsfunktionen der (α, xn) - und $(\alpha, (x-1)n+p)$ -Reaktionen Targets verschiedener Kernladungszahl bestrahlt werden ("Crossbombardement").

Da die α -Teilchen den Compoundkernen einen hohen Drehimpuls übertragen - im Massenbereich um $A = 150$ beträgt er bei α -Teilchen-Energien von 100 MeV im Mittel $25 \hbar$ - die Neutronen aber auf Grund der Drehimpulsbarriere hauptsächlich mit dem Bahndrehimpuls $l = 0$ abdampfen, entstehen die neutronenarmen Restkerne in angeregten Zuständen mit hohem Drehimpuls. Die Übergangswahrscheinlichkeit für γ -Übergänge ist um so größer, je niedriger die Multipolarität und je größer die Übergangsenergie ist. Daher werden Zustände gleichen Drehimpulses mit niedrigster Anregungsenergie am stärksten bevölkert. Man nennt sie Yrast-Zustände [GRO 67] und die Kurve, welche die tiefstliegenden Zustände vorgegebenen Drehimpulses miteinander verbindet, die Yrast-Linie (Abb. 3). Im vorliegenden Experiment wird man in der prompten γ -Strahlung die Kaskaden mit aufsteigender Spin-

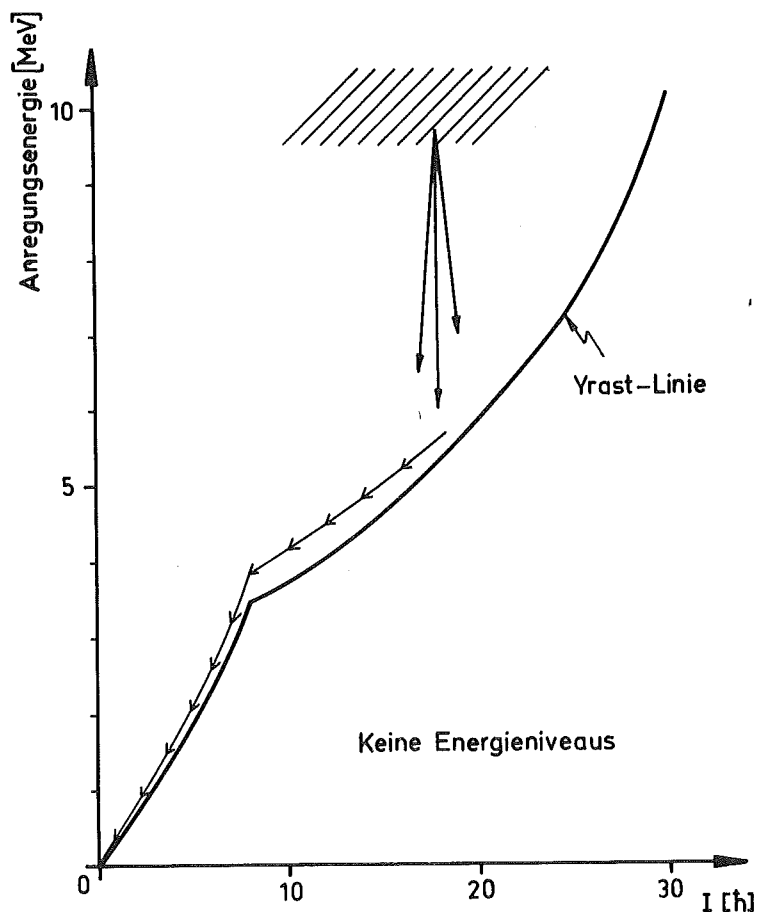


Abb. 3: Schematische Darstellung des γ -Zerfalls angeregter Zustände mit hohem Drehimpuls (schraffiertes Gebiet)

folge über den tiefliegenden $11/2^-$ -Zuständen mit besonders hoher Intensität sehen, wenn sie Yrast-Zustände entvölkern. Der den Compoundkernen übertragene Drehimpuls steht senkrecht zur Strahlachse, d.h. sie haben eine Ausrichtung. Diese bleibt auch für die durch Neutronenabdampfen entstandenen Restkerne bestehen, bis die Spinorientierung der einzelnen Kerne durch Wechselwirkung mit der Umgebung verloren geht. Die prompten γ -Strahlung wird daher eine der jeweiligen Multipolarität entsprechende Winkelverteilung haben. Aus der Messung der Winkelverteilung prompter γ -Linien kann man daher auf die Multipolarität der entsprechenden Übergänge schließen.

γ -Strahlung, die auf β -Zerfall folgt, wird keine Anisotropie aufweisen, da die Zustände, die unter Aussendung von Positronen zerfallen, so lange leben, daß die Ausrichtung der Kerne verloren gegangen ist. Das Verhältnis der Wahrscheinlichkeiten für innere Konversion und γ -Emission hängt von der Multipolarität des jeweiligen Übergangs ab. Mißt man neben der γ -Strahlung auch Konversionselektronenspektren, so daß man für einzelne Übergänge den Konversionskoeffizienten bestimmen kann, erhält man eine Aussage über die Multipolarität dieser Übergänge.

Um über die relative Lage von γ -Übergängen in einem Kern eine Aussage zu machen, um also ein Niveauschema aufzustellen, benötigt man Information über die Zusammengehörigkeit und Reihenfolge der Übergänge. Diese Information kann man aus der Messung von $\gamma\gamma$ -Koinzidenzen erhalten. Dabei erscheinen zwei γ -Übergänge gleichzeitig, wenn sie innerhalb der Zeitauflösung der Nachweisapparatur aufeinanderfolgen. Die Zeitauflösung von Halbleiterdetektorsystemen liegt in der Größenordnung von 10^{-8} sec.

Im vorliegenden Experiment kamen demnach folgende Verfahren zur Anwendung: Bei der Messung prompter γ -Strahlung ("Inbeam-Experimente") Anregungsfunktionen, γ -Winkelverteilungen und $\gamma\gamma$ -Koinzidenzen. Bei der Messung von Übergängen, die auf β -Zerfall folgen ("Offbeam-Experimente") γ -Einzelspektren, $\gamma\gamma$ -Koinzidenzen und Konversionselektronenspektren.

2.2. Produktion und Identifizierung der Nuklide

Zur Untersuchung der Kerne ^{137}Nd und ^{139}Sm wurden ^{139}La , ^{140}Ce , ^{141}Pr und ^{142}Nd mit α -Teilchen von Energien zwischen 75 und 104 MeV des externen Strahls des Karlsruher Isochronzyklotrons beschossen. Ein Teil des Strahlführungssystems mit dem Meßplatz für γ -Experimente ist in Abb. 4 dargestellt. Die Energie

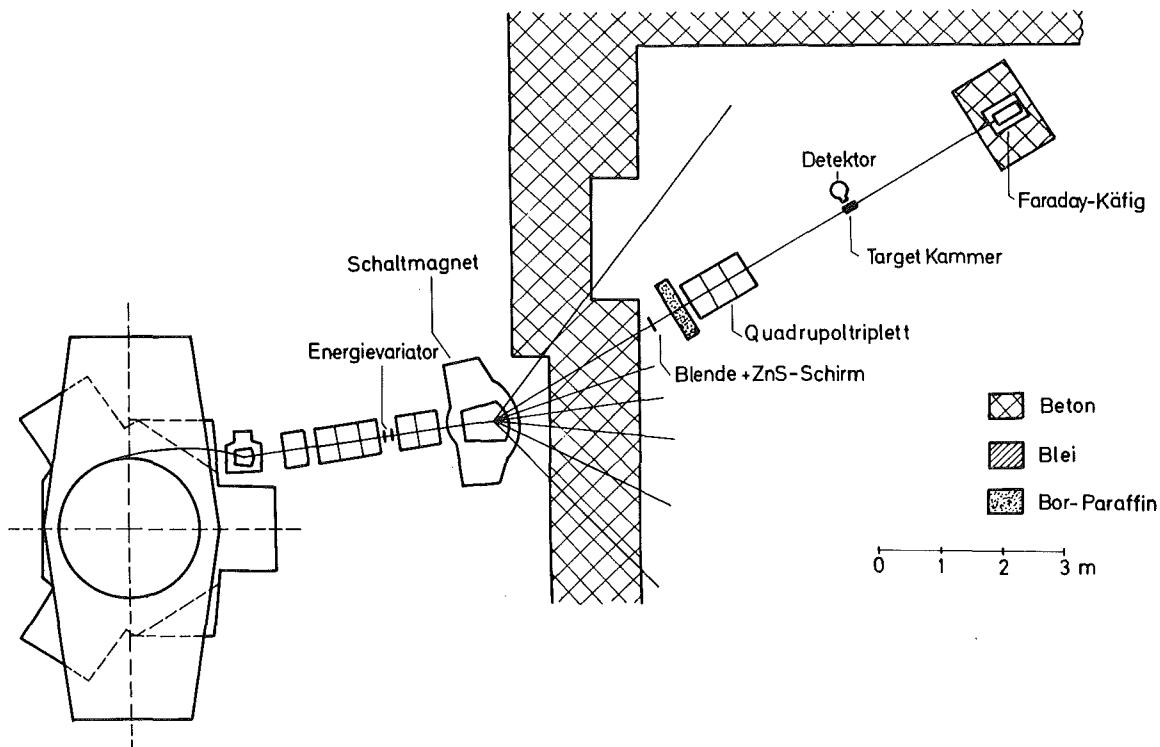


Abb. 4: Teilansicht des Experimentierfeldes am Karlsruher Isochronzyklotron

des α -Teilchenstrahls von 104 MeV wurde vor dem Schaltmagnet mit Berylliumabsorbern in Stufen von 10 MeV verringert. Das Quadrupoltriplett hinter dem Schaltmagnet fokussierte den Strahl auf das Target. Die Größe des Strahlflecks wuchs mit abnehmender Teilchenenergie, und zwar betrug dessen Durchmesser zwischen 3 und 5 mm. Die Strommessung am Faradaykäfig diente dazu, den Strahlstrom innerhalb vorgegebener Grenzen (10^{-10} bis 10^{-9} A) zu halten.

Die Targets bestanden aus Oxiden der seltenen Erden, wobei La und Pr von Natur isotopenrein vorliegen und Nd auf 93 % ^{142}Nd angereichert war. Das Cer-Target bestand aus natürlichem Isotopengemisch, das 88 % ^{140}Ce enthält. Die pulverförmigen

Oxide waren in Polyäthylentüten von ca. 1 cm^2 Fläche gefüllt und hatten eine Dicke von ca. 20 mg/cm^2 .

Die γ -Strahlung wurde mit Ge(Li)-Detektoren von aktiven Volumina zwischen 30 und 76 cm^3 und Standard-NIM-Elektronik registriert. Die relativen Photolinien-Ansprechwahrscheinlichkeiten (Abb. 5) und die Eichung der Energieskala wurde mit Eichpräparaten der IAEC aufgenommen. Die Energieauflösung der Detektorsysteme betrug bei der 1332 keV -Linie von ^{60}Co zwischen $2,0$ und $2,5 \text{ keV}$.

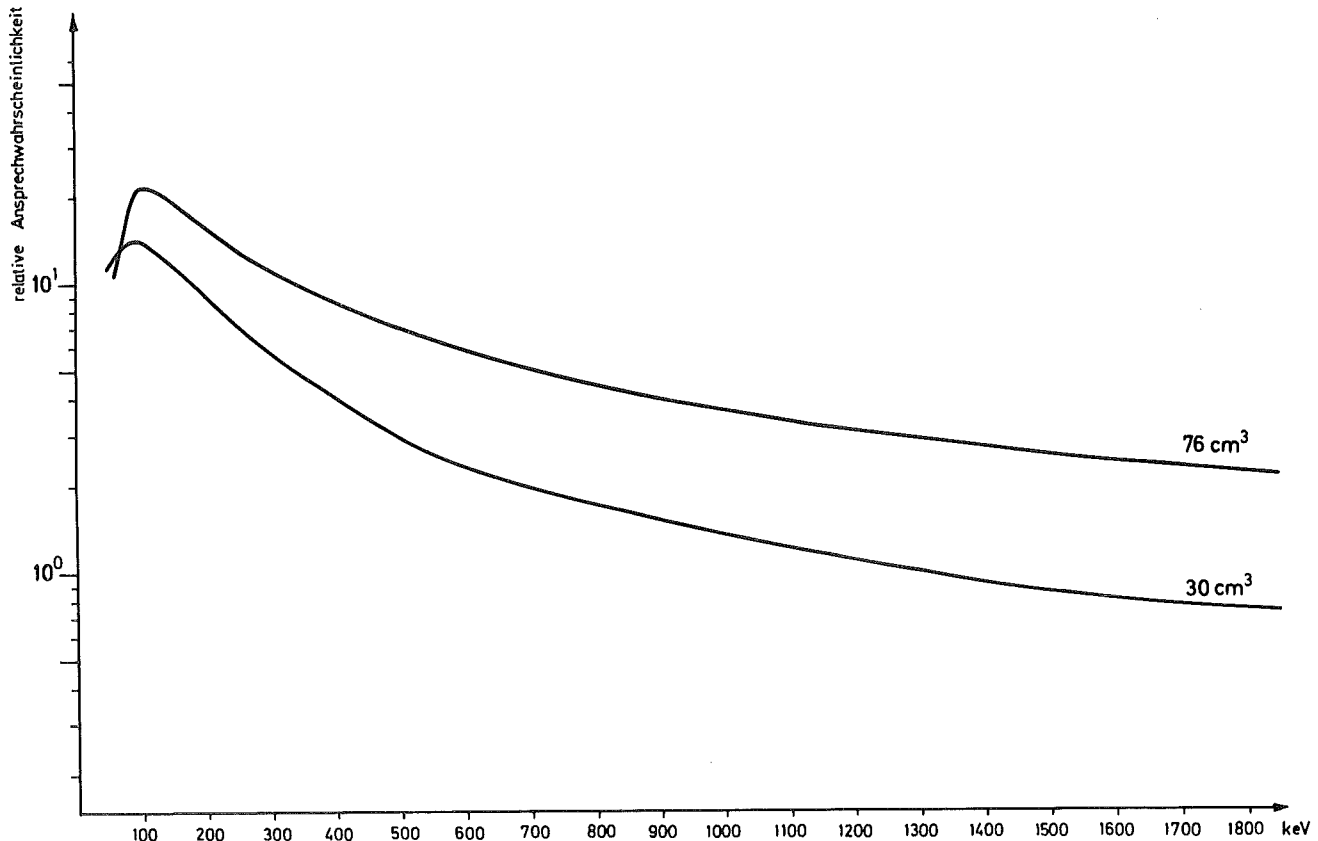


Abb. 5: Relative Photolinien-Ansprechwahrscheinlichkeit der verwendeten Ge(Li)-Detektoren

Die Detektoren waren mit 5 cm dicken Bleikalotten gegen die Untergrundstrahlung aus der Experimentierhalle abgeschirmt. Eine Abschirmung der Halbleiterdetektoren gegen Neutronen aus Bor-Paraffin erwies sich als unzweckmäßig, da sie den Neutronenfluß am Detektorort erhöhte. Dies ist aus der Tatsache zu verstehen, daß ca. 98% des Neutronenuntergrundes am Ort des Detektors durch Reaktionen im Target entstehen, wie eine Messung mit einer leeren Polyäthylentüte zeigte. Eine Abschirmung, die zum Target hin offen sein muß, kann Neutronen, die sonst am

Detektor vorbeifliegen würden, zu diesem hinstreuen.

Die Detektorsignale wurden nach Verstärkung und Formung von einem Vielkanalimpulshöhenanalysator (Fa. Geoscience) digitalisiert und auf Magnetband gespeichert. Zur Auswertung der Spektren wurde ein Fortran-Programm entwickelt, daß die Photolinien des Ge(Li)-Detektors als Gausskurven darstellt und einen über den gesamten Energiebereich stetigen Untergrund abzieht.

Für die Zuordnung der γ -Übergänge zu einzelnen Nukliden wurde ihre Anregungsfunktion, das ist der Verlauf ihrer Intensitäten in Abhängigkeit von der Einschußenergie, mit Targets unterschiedlicher Kernladungszahl gemessen. Da eine Messung absoluter Wirkungsquerschnitte u.a. eine große Homogenität der Targets und eine sehr genaue Strommessung erfordert, wurde darauf verzichtet. Für die Zuordnung einer unbekanntes γ -Linie reicht es jedoch aus, ihre Anregungsfunktion relativ zu der einer bekannten γ -Linie zu ermitteln. In schwierigen Fällen, besonders bei Linien, die aus mehreren nicht aufgelösten Komponenten bestehen, war eine Entscheidung über die Zugehörigkeit zu einem Nuklid, erst aus Koinzidenzmessungen möglich.

Mit dem gleichen Aufbau, der zur Messung der prompten γ -Strahlung diente, wurde auch das Abklingen der Aktivität im Lebensdauerbereich von einigen Sekunden beobachtet. Diese Messungen dienten vor allem dem Nachweis des Zerfalls kurzlebiger Isomere, hier speziell dem der bekannten $11/2^-$ -Zustände in ^{137}Nd |DRO 70| und ^{139}Sm |KLI 71|.

2.3. $\gamma\gamma$ -Koinzidenzen

Die $\gamma\gamma$ -Koinzidenzen wurden "inbeam" und "offbeam" mit ähnlichem Aufbau und ähnlicher Geometrie gemessen. Für die Messung am Strahl wurde eine Targetkammer (Abb. 6) verwendet, bei der die beiden Ge(Li)-Detektoren das Target unter einem Winkel von 115° zur Strahlrichtung aus einem Abstand von 4 cm sahen. Zwei keilförmige Bleiabsorber in der Kammer reduzierten den Untergrund von γ -Quanten, die von einem Detektor in den anderen gestreut wurden. Diese Anordnung verringerte vor allem auch die Intensität der beiden echt koinzidenten 511 keV-Vernichtungsquanten.

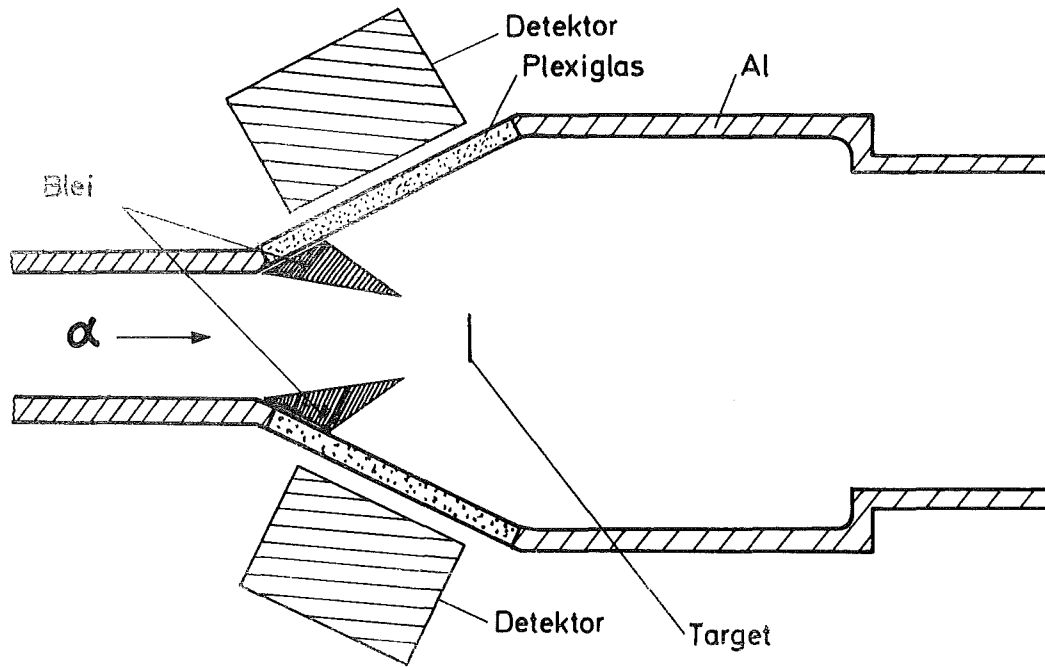
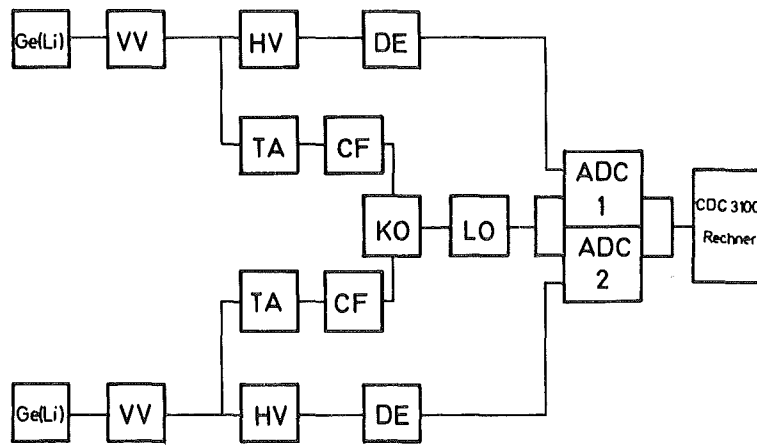


Abb. 6: Skizze der Targetkammer für "In-beam"- γ -Koinzidenz-messungen

Die in beiden Zweigen symmetrische Nachweiselektronik (Abb. 7) bestand hinter den Vorverstärkern zum einen aus je einem Hauptverstärker *) für die Energiesignale, zum anderen aus je einem Timing-Filter-Verstärker *) und Constant-Fraction-Diskriminator*), die eine schnelle Koinzidenzeinheit (Fa. Chronetics) ansteuerten. Das logische Signal der Koinzidenzeinheit öffnete zwei ADC's (Fa. Laben) mit je 4K Kanälen für die Energiesignale. Die Verwendung der Constant-Fraction-Diskriminatoren zur Ableitung der Zeitsignale erwies sich gegenüber der anfänglichen Verwendung des "extrapolated leading edge"-Verfahrens trotz schlechterer Zeitauflösung von Vorteil, da es die hohen Verluste der Nachweiswahrscheinlichkeit bei Energien unter ca. 200 keV vermeidet. Die Zeitauflösung betrug bis hinab zu Energien um 100 keV weniger als 30 nsec. Bei Messungen am Strahl ist diese Zeitauflösung ausreichend gut, denn für die Zahl der zufälligen

*) Fa. Ortec



VV = Vorverstärker
HV = Hauptverstärker
DE = Verzögerungsstufe
LO = Impulsformer
KO = Koinzidenzstufe
TA = Timing Filter Verstärker
CF = Constant Fraction Diskriminator

Abb. 7: Blockschaltbild der verwendeten Koinzidenznachweiselektronik

Koinzidenzen bei nicht kontinuierlichem Strahl gilt $N_Z = N_1 \cdot N_2 \cdot T$, wobei N_1 und N_2 die Einzelzählraten sind, und T der Pulsabstand des Strahls ist, wenn die Zeitauflösung kleiner als der Pulsabstand ist. Beim Karlsruher Zyklotron beträgt der Pulsabstand 30 nsec. Bei Einzelzählraten $N_1 < 2 \cdot 10^4$ Hz erhält man demnach ca. 12 zufällige Koinzidenzereignisse pro Sekunde, die bei einer Koinzidenzzählrate von ungefähr 150 Hz zu vernachlässigen sind.

Die koinzidenten Ereignisse wurden von den beiden ADC's in den On-line-Rechner CDC 3100 übertragen. Dieser speicherte sie paarweise auf Magnetband und berechnete je ein Spektrum der Ereignisse, die irgendein koinzidentes Ereignis im anderen Zweig aufwiesen. Dadurch war eine Kontrolle der Einstellung der Elektronik und deren Stabilität möglich. In einer "In-beam"-Messung wurden ca. 10^7 Koinzidenzereignisse akkumuliert. Diese Anzahl reichte gerade aus, um Koinzidenzen interessierender prompter γ -Übergänge hoher Intensität nachzuweisen. Die Schwierigkeit, diese Koinzidenzen nachzuweisen, beruht darauf, daß alle prompten γ -Linien mit einem Kontinuum aus hochliegenden Über-

gängen des Compoundkerns und deren Comptonelektronen koinzident sind. Dadurch gibt es zu jeder prompten γ -Linie einen Wall koinzidenter Ereignisse, die subtrahiert werden müssen, um nur interessierende Ereignisse zu erhalten.

Zur Auswertung wurde aus den paarweise auf Magnetband gespeicherten Ereignissen eine Matrix mit 2048 x 2048 Kanälen auf der Rechenanlage IBM 370-165 sortiert. Aus dieser Matrix erhält man ein Koinzidenzspektrum zu einer gewünschten Linie, indem man die koinzidenten Ereignisse zu dem entsprechenden Energiefenster auf einer Achse ausblendet. Die koinzidenten Ereignisse zu zwei Fenstern rechts und links der Linie werden, gewichtet mit dem Verhältnis der Fensterbreiten, als Untergrund abgezogen. In der Nähe starker Linien, wie z.B. der 511 keV-Linie, wird dieses Verfahren insofern problematisch, als durch die Untergrundkorrektur Linien vorgetäuscht oder echte Linien eliminiert werden können. Durch Variation der Lage und Breite der Untergrundfenster kann in den Fällen meist eine Klärung herbeigeführt werden.

Bei "Offbeam"-Koinzidenzmessungen standen die Detektoren in einem Winkel von 130° zueinander. Ähnlich dem Aufbau am Strahl verringerte ein Bleikeil zwischen den Detektoren die Rückstreuung und Intensität der Vernichtungsquanten. Der Abstand zwischen Präparat und Detektoren betrug ca. 2 cm. Das Fehlen der kontinuierlichen Wälle ergab hier bereits bei weniger als 10^6 Koinzidenzereignissen sehr viel bessere Koinzidenzspektren als die zu prompten γ -Übergängen. Die Auswertung und Untergrundkorrektur der "Offbeam"-Koinzidenzen erfolgte in gleicher Weise wie die der "Inbeam"-Messungen.

2.4. γ -Winkelverteilungen

Zur Messung der Winkelverteilung der prompten γ -Strahlung war ein Ge(Li)-Detektor um die Targetposition schwenkbar aufgestellt. Diese Anordnung mußte den folgenden Anforderungen genügen: 1. Um die Koeffizienten der Legendrepolynomentwicklung der Winkelverteilungsfunktion ausreichend genau zu bestimmen, sollte der Detektor bis zu möglichst hohen Rückwärtswinkeln schwenkbar sein. 2. Ein großer Abstand zwischen Target und

Detektor sollte eine Winkelauflösung von wenigen Grad liefern. Dabei war der mögliche Abstand durch die räumlichen Gegebenheiten und die Forderung nach gutem Effekt zu Untergrundverhältnis bei kleinen Strahlströmen, die das Target nicht zerstören, eingeschränkt. 3. Es war eine winkelabhängige Absorption der γ -Strahlung durch Material zwischen Target und Detektor zu vermeiden. Diese Forderungen wurden dadurch erfüllt, daß das Strahlführungssystem auf einer Länge von 70 cm unterbrochen wurde, und das Target in der Mitte dieser Strecke in Luft freistehend angebracht war. Die Auffächerung des Strahls durch Abbremsung in der Luft war auf dieser Strecke, wie Kontrollen mit ZnS-Schirmen vor den Messungen zeigten, unbedenklich klein. Die Erhöhung der Untergrundstrahlung durch Aktivierung der Luft war so gering, daß sie nur bei sehr schwachen γ -Linien störte. Der Abstand Target - Detektor wurde zu 40 cm gewählt, wodurch eine Winkelauflösung $|\Delta\theta| < 3^\circ$ erreicht wurde. Auf Grund der erforderlichen Bleiabschirmung des Detektors war dieser bis zu einem Winkel von 150° gegen die Strahlachse schwenkbar, ohne daß der Strahl die Bleiabschirmung traf. Die unterschiedliche Absorption der γ -Strahlung im Target war durch dessen Stellung unter 45° zur Strahlachse vernachlässigbar. Die Messungen wurden in 10° -Schritten zwischen 90° und 150° durchgeführt. Zur Normierung war unter 90° ein kleiner planarer Ge(Li)-Detektor ($0,2 \text{ cm}^3$ aktives Volumen) aufgestellt, der mit hoher Energieauflösung (ca. 300 eV bei 40 keV) die Röntgenstrahlung registrierte. Diese Normierung wurde an Hand starker Linien großer Lebensdauer, die also keine Anisotropie aufweisen, kontrolliert. Allein aus statistischen Gründen erwiesen sich die Linieninhalte der Röntgen-K-Strahlung des Targetisotops als genauestes Normierungsmaß.

Die normierten Linieninhalte der einzelnen γ -Linien wurden mit der automatischen Suchroutine LILESQ |SCH 73| an die Legendrepolynomialentwicklung |YAM 67|

$$N(\theta) = A_0(1 + \alpha_2 A_2 P_2(\cos \theta) + \alpha_4 A_4 P_4(\cos \theta))$$

angepasst. Hierbei wird durch die Größen α_2 und α_4 die Abschwächung des Alignments berücksichtigt. Die Entwicklungskoeffizienten A_2 und A_4 sind in Ref. |YAM 67| für verschiedene

Spins von Ausgangs- und Endniveau tabelliert. Um diese aus den gemessenen Winkelverteilungen zu bestimmen, müssen zunächst die Abschwächungskoeffizienten α_i bekannt sein. α_2 wurde aus den bekannten reinen E2-Übergängen der Grundzustandsbanden von ^{138}Nd bzw. ^{140}Sm in Abhängigkeit vom Spin des Ausgangsniveaus bestimmt. Es zeigte sich, daß der Wert mit zunehmendem Spin wächst und zwar in beiden Fällen vom Wert 0,45 für $I_i = 2$ ausgehend um dann für $I_i > 6$ asymptotisch gegen den Wert 0,9 zu gehen. Der Abschwächungskoeffizient α_4 ist nach |YAM 67| mit dem Wert von α_2 korreliert, und zwar ist für $\alpha_2 = 0,9$ $\alpha_4 = 0,7$. Die Genauigkeit der Winkelverteilungen reicht nicht aus um die Entwicklungskoeffizienten mit so kleinen Fehlern zu erhalten, daß die Spins von Ausgangs- und Endzustand bestimmt werden können. Vor allem der Wert von A_4 , dessen Einfluß auf die Winkelverteilung erst bei großen Winkeln deutlich merkbar wird, kann nur mit großen Fehlern von nahe 100 % bestimmt werden. Die Genauigkeit der A_2 -Werte von besser als ± 30 % reicht jedoch aus, um zwischen den Multipolaritäten E2 und M1 u.U, auch M1 + E2 zu unterscheiden. Die Festlegung von Spins kann sich daher nicht allein auf die Winkelverteilungsmessung stützen. Vielmehr muß hierzu das Yrast-Argument hinzugezogen werden. Da nämlich Yrast-Zustände, also energetisch am tiefsten gelegenen Zustände vorgegebenen Spins, besonders stark bevölkert werden, kann man annehmen, daß besonders intensive γ -Übergänge zu gestreckten Kaskaden gehören, also mit maximaler Spinänderung von Zuständen höheren Spins zu Zuständen niedrigeren Spins führen. Aus der Kenntnis des Spins eines Niveaus, z.B. des $11/2^-$ -Isomers, können Spin und Parität von Zuständen, die durch prompte starke γ -Übergänge mit dem bekannten Niveau verbunden sind, mit einiger Sicherheit festgelegt werden. Für gemischte Übergänge wie (M1 + E2) ist die Kenntnis des Mischungskoeffizienten

$$\delta = \frac{\langle I_f | L_2 | I_i \rangle}{\langle I_f | L_1 | I_i \rangle} ,$$

also hier des Verhältnis von Quadrupolübergangsmatrixelement zu Dipolübergangsmatrixelement, von Interesse, da daraus Schlüsse auf das Quadrupolmoment und damit die Deformation des Kerns gezogen werden können. Der Entwicklungskoeffizient A_2 hängt

nach |YAM 67| in folgender Weise von δ ab:

$$A_2 = \frac{1}{1+\delta^2} \left[f_2(I_f L_1 L_1 I_i) + 2\delta \cdot f_2(I_f L_1 L_2 I_i) + \delta^2 \cdot f_2(I_f L_2 L_2 I_i) \right]$$

Die Funktionen f_2 sind in |YAM 67| tabelliert.

Abb. 8 zeigt den Wert von A_2 für δ zwischen -1 und +1 bei einem $17/2 \rightarrow 15/2$ -Übergang. Für andere Übergänge mit $\Delta I = 1$ und anderen Spinwerten ergeben sich nur geringfügige Unterschiede. Man sieht aus dem Verlauf von A_2 in Abhängigkeit von δ , daß aus der Beobachtung großer negativer Werte von A_2 ($A_2 < -0,5$), was gleichbedeutend damit ist, daß der entsprechende Übergang bei großen Winkeln nahezu verschwindet, zumindest ein negatives Vorzeichen von δ festgelegt werden kann.

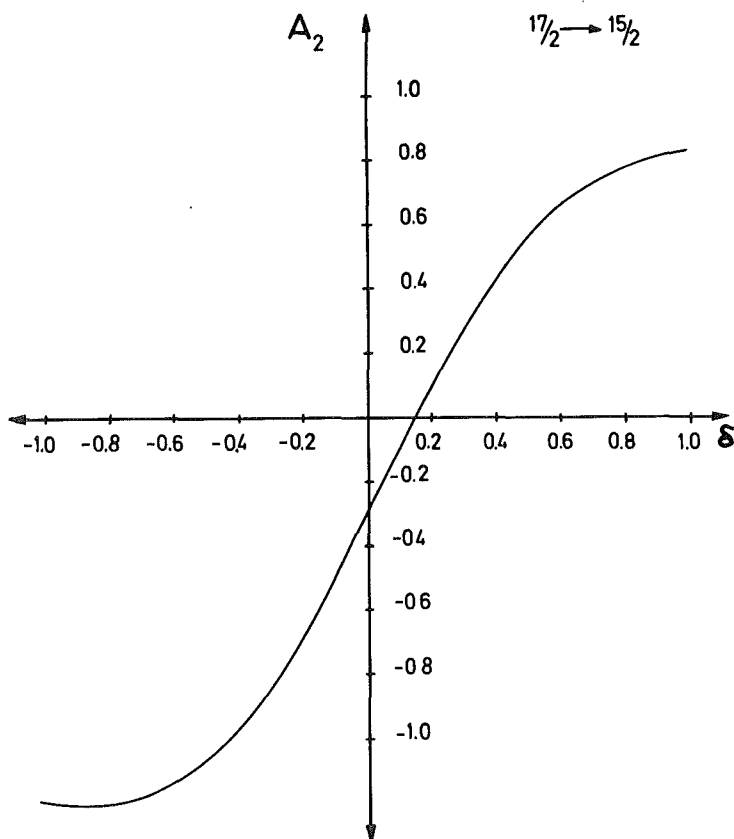


Abb. 8: Abhängigkeit des Winkelverteilungskoeffizienten A_2 vom Mischungsparameter δ für einen gemischten Dipol-plus Quadrupolübergang

Da die Messung der Winkelverteilung für ^{139}Sm am Karlsruher Zyklotron mangelnde Statistik der zu ^{139}Sm gehörenden Linien aufwies, was aus dem Wirkungsquerschnitt der Reaktion $^{142}\text{Nd}(\alpha, 7n)^{139}\text{Sm}$ (Abb. 2) bei 104 MeV zu verstehen ist, wurden zusätzliche Messungen am energievariablen Zyklotron des KVI Groningen durchgeführt. Dort wurden bei einer α -Teilchenenergie von 120 MeV γ -Spektren unter 90° , 120° und 140° aufgenommen.

2.5. Konversionselektronen

Die Konversionselektronen wurden mit einem Spektrometer nachgewiesen, das ausführlich in Ref. [KLI 72] und [WIS 74] beschrieben ist, und das daher hier nur kurz mit seinen wesentlichen Eigenschaften dargestellt werden soll. In diesem Spektrometer werden die Elektronen von einem 5 mm dicken Si(Li)-Detektor (Fa. Keve) registriert. Für Elektronenenergien über 100 keV hat dieser Detektor eine Energieauflösung, die besser als 3 keV Halbwertsbreite ist. Um den Untergrund aus Positronen, γ - und Röntgenquanten im Halbleiterzähler zu unterdrücken, ist diesem ein Filter vorgesetzt. Es besteht aus ringförmig angeordneten Dauermagnetplatten aus Bariumferrit, die ein toroidales Magnetfeld erzeugen, das Positronen nach außen ablenkt und Elektronen auf den Halbleiterdetektor fokussiert. Ein Schwermetallabsorber im Zentrum des Filters reduziert die γ - und Röntgenstrahlung am Detektorort. Die Abmessungen dieses Filters (Durchmesser $d = 12,5$ cm, Länge $l = 5,5$) und der Abstand Target - Detektor von 10-14 cm ergeben ein ausgesprochenes kleines und handliches Elektronenspektrometer. Ein weiterer Vorteil der Anordnung besteht in der relativ hohen und über einen großen Energiebereich nahezu gleichbleibenden Transmission. Die Transmissionskurve hängt dabei von der Anzahl und Anordnung sowie der Form der Dauermagnete ab. In Abb. 9 ist die Transmissionskurve für eine Anordnung aus 4 Bariumferritplatten, die jeweils unter 90° zueinander angeordnet sind, dargestellt. Mit dieser Anordnung wurden die Messungen des vorliegenden Experiments durchgeführt. Die Transmissionskurve wurde mit Eichpräparaten aus ^{207}Bi , ^{137}Cs und Th-C aufgenommen. Die Eichung der Absoluthöhe der Transmission erfolgte entweder durch gleichzeitige Messung

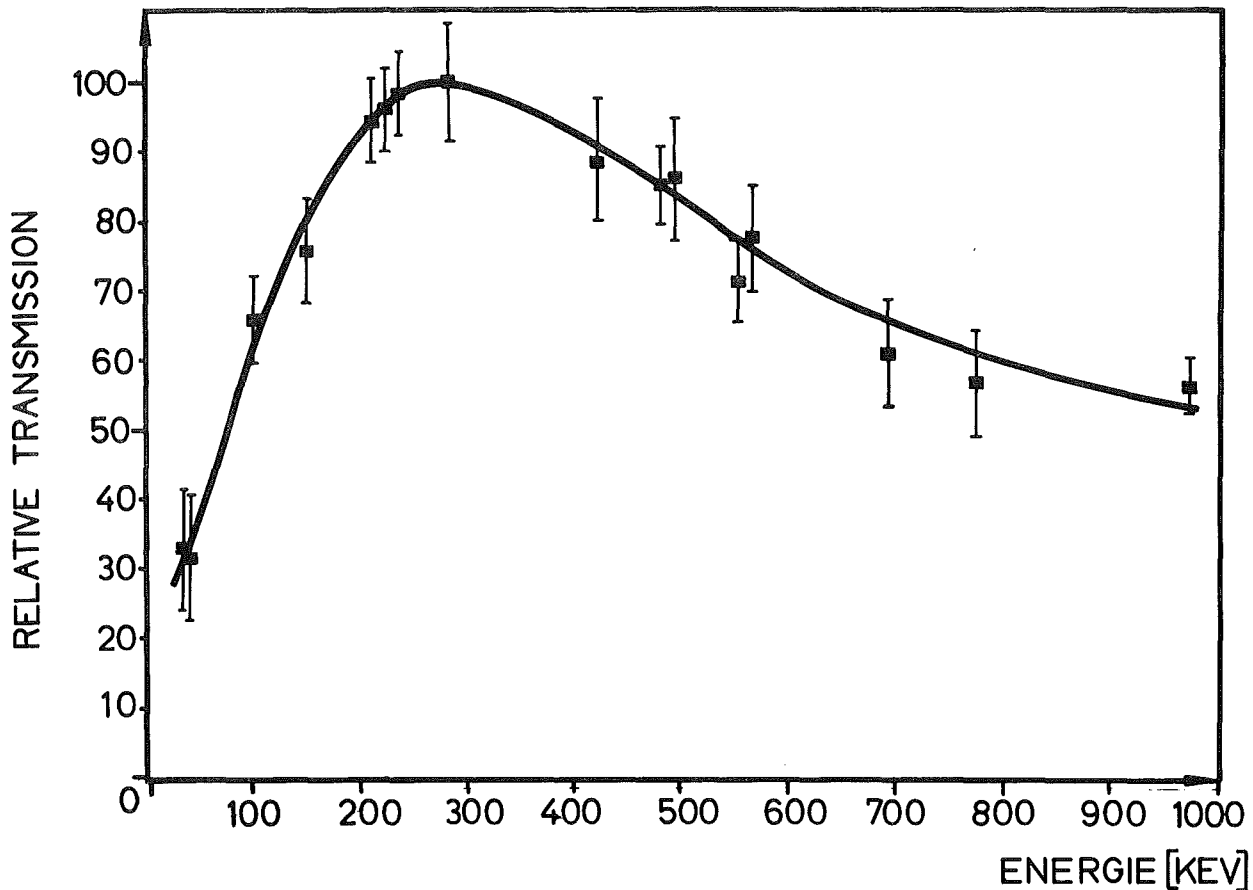


Abb. 9: Relative Transmission des "Mini-Orange"-Elektronenspektrometers, aufgenommen mit Hilfe der Konversionslinien von Th-C, ^{207}Bi und ^{137}Cs

von γ -Quanten mit einem Ge(Li)-Detektor und Elektronen in fester Geometrie. Dabei bezog man sich auf γ -Übergänge mit bekannten Konversionskoeffizienten. Die andere Eichmethode verzichtet auf gleichzeitiges Messen der γ -Quanten. Hier werden Übergänge benachbarter Nuklide mit bekannten Konversionskoeffizienten, die über den gesamten interessierenden Energiebereich verteilt sind, als Bezugspunkte gewählt. So dienten beispielsweise bei der Messung zum ^{137}Pm -Zerfall die bekannten Linien des Tochterzerfalls in ^{137}Pr [KLE 73] als Eichpunkte.

2.6. Schnelle Massentrennung

Für den Zerfall von ^{137}Pm konnte aus Messungen an der "Inbeam"-Meßposition nach Abschalten des Zyklotronstrahls eine Halbwertszeit von $T_{1/2} \approx 2,5$ min bestimmt werden. Dieser Wert liegt nahe bei der Halbwertszeit des Zerfalls von ^{138}Pm von 3,5 min. Da bei einer α -Teilchenenergie von 10,4 MeV der Wirkungsquerschnitt für die Reaktion $^{141}\text{Pr}(\alpha,7n)^{138}\text{Pm}$ größer als für $^{141}\text{Pr}(\alpha,8n)^{137}\text{Pm}$ ist - aus Rechnungen nach dem Preequilibrium-Modell [CLI 71] erwartet man ein Verhältnis von 3,5:1 - ist für eine zuverlässige Unterscheidung von γ -Übergängen dieser beiden Zerfälle eine Messung von massengetrennten Präparaten erforderlich. Wegen der langen Halbwertszeit des Zerfalls von ^{137}Nd von 38 min [KLE 73] ist für eine sinnvolle Messung massengetrennter Präparate erforderlich, daß diese Präparate nach kurzer Bestrahlungszeit von ca. 5 min und etwa ebenso kurzer Zeit für Präparation und Trennung für die Messung zur Verfügung stehen. So konnten die Bestrahlungen nicht am internen Strahl des Zyklotrons stattfinden, da die Transportzeit für Präparate aus dieser Bestrahlungsposition bis zum Massentrenner einige Minuten beträgt. Es wurde daher am externen Strahl eine Apparatur verwendet, in der pulverförmige Targetmaterialien mit Stromstärken von einigen μA bestrahlt werden können, und von der sofort nach Beendigung der Bestrahlung mit einer pneumatischen Schlauchpostanlage die Targets in wenigen Sekunden in den Massentrennerraum befördert werden können [FEU 68], [WIL 71]. Der Läufer der Schlauchpostanlage (Abb. 10) hatte eine Tasche aus Kupferfolie, die das Targetpulver enthielt. Diese Tasche war durch Lösen einer einzigen Schraube zu öffnen, so daß die bestrahlte Targetsubstanz innerhalb einiger Sekunden in den Ionenquellenofen des Massentrenners umgefüllt werden konnte. Am Bestrahlungsort sorgte eine Gebläsekühlung für die bei hohen Stromstärken um 5 μA notwendige Kühlung von Target, Läufer und Läuferführung. Ein ZnS-Schirm unmittelbar hinter der Läuferführung diente der ständigen Kontrolle der Strahllage über eine Fernsehkamera.

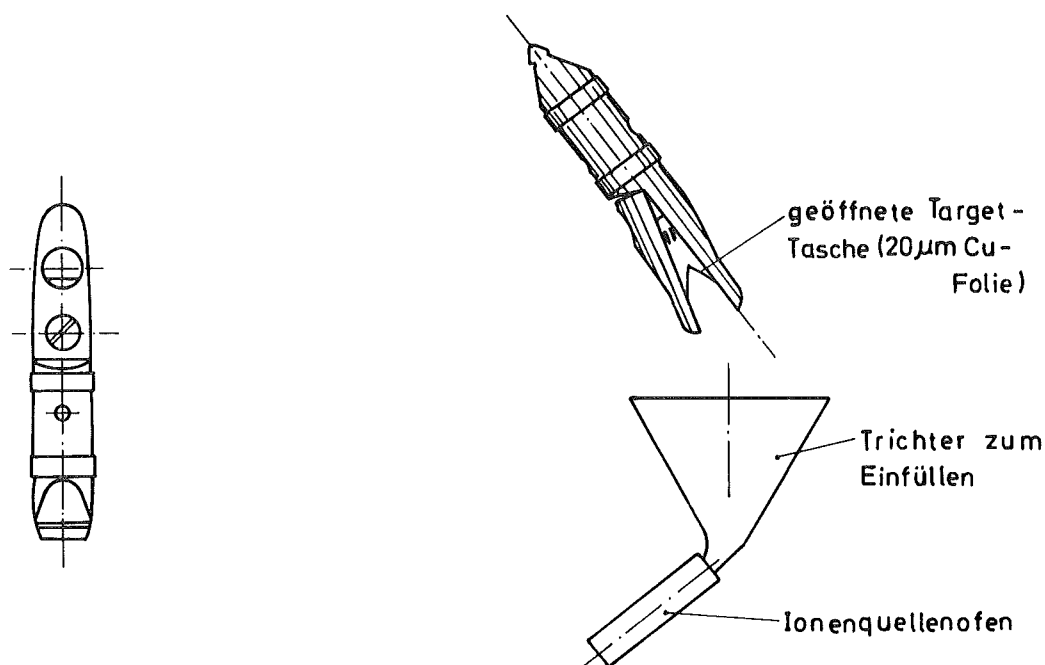
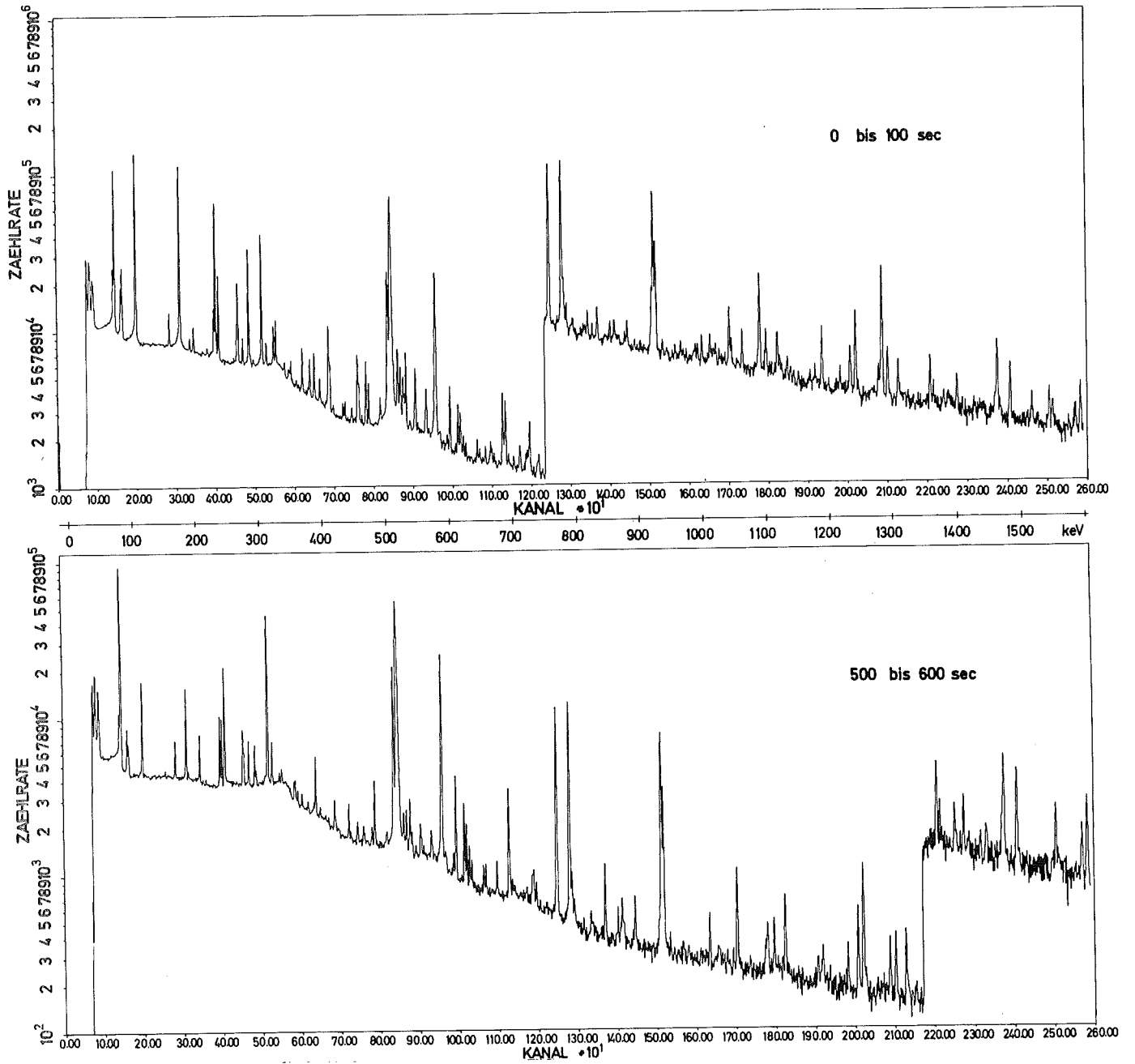


Abb. 10: Der Läufer für den pneumatischen Targettransport in Strahlrichtung gesehen und mit geöffneter Targettasche zum Umfüllen des Targetmaterials in den Ionenquellenofen des Massentrenners

Der elektromagnetische Massentrenner des Karlsruher Zyklotronlaboratoriums war bisher für die Trennung radioaktiver Präparate mit Halbwertszeiten von ungefähr 10 Minuten an aufwärts ausgelegt [FAB 65]. Um bei kurzen Trennungen von ca. 3 min genügend starke Präparate zu erhalten, mußte vor allem der Materialdurchsatz erhöht werden. Dabei konnten Verluste in der relativen Ausbeute in Kauf genommen werden, da sie durch Vergrößerung der Targetpulvermenge ausgeglichen werden konnten. Ein höherer Durchsatz von Targetmaterial, Praseodymoxid, das mit Tetrachlorkohlenstoff chloriert wurde, konnte durch erweiterte Bohrungen in der Entladungskammer erreicht werden [FEU 74]. Neben größeren Ionenstromstärken im Massentrenner bewirkte dies ein kurzes Ausheizen der unverbrauchten Targetsubstanz aus der Ionenquelle nach Beendigung des Trennvorgangs. Die massenseparierten Kerne wurden in Aluminiumfolien implantiert, wobei gleichzeitig zwei benachbarte Massen, im vorliegenden Fall $A=137$ und $A=138$, aufgefangen werden konnten. Nach Beendigung des Trennvorgangs wurden diese Folien ausgeschleust und von Hand vor die Detektoren gebracht.



Zerfall von ¹³⁷Pm- γ -Einzelspektrum

Abb. 11: γ -Spektren des Zerfalls von ¹³⁷Pm und des Tochterzerfalls von ¹³⁷Nd. Der Beginn der jeweils 100 sec langen Meßperioden lag 5,5 bzw. 15,5 min nach Bestrahlungsende

Es wurden 22 Präparate innerhalb von 15 Stunden in folgendem Zeitablauf erzeugt und gemessen: 5 Minuten Bestrahlung, nach ca. 140 Sekunden Beginn des Trennvorgangs, 3 Minuten Massentrennung, nach ca. 10 Sekunden Beginn von 6 Meßperioden von je 100 Sekunden. Von diesen Präparaten wurden γ -Einzelspektren und $\gamma\gamma$ -Koinzidenzen sowie in einem separaten Lauf Konversions-elektronenspektren aufgenommen. Die von 22 Präparaten aufsummierten γ -Spektren der ersten und sechsten Meßperiode sind in Abb. 11 gezeigt. Die bekannten γ -Linien des Tochterzerfalls von ^{137}Nd mit einer Halbwertszeit von 38 Minuten [KLE 73] konnten durch Subtraktion der beiden Spektren bei entsprechender Normierung eliminiert werden. Die übrigbleibenden γ -Linien, die mit übereinstimmender Halbwertszeit von ca. 2,4 Minuten abklingen, sind dem Zerfall von ^{137}Pm zuzuordnen.

Für den Zerfall von ^{139}Eu konnte keine Messung massengetrennter Präparate durchgeführt werden, da die Halbwertszeit dieses Zerfalls weniger als eine Minute beträgt [WES 73]. Zudem konnte die Produktion von ^{139}Eu bei der Bestrahlung von ^{144}Sm mit 104 MeV α -Teilchen nicht beobachtet werden, da diese Energie für eine $(\alpha, 8n+p)$ -Reaktion nicht ausreicht. In einer Messung am Groninger Zyklotron konnte der Zerfall von ^{139}Eu identifiziert werden (siehe 3.1.).

3. Meßergebnisse

3.1. Der Zerfall von ^{137m}Nd und ^{139m}Sm

Der Zerfall von ^{137m}Nd mit 1,6 sec Halbwertszeit wurde von Droste et al. |DRO 70| beobachtet. Danach zerfällt ein Zustand bei 519 keV mit $I^\pi = 11/2^-$ über einen E3-Übergang von 233 keV in einem $5/2^+$ -Zustand, der seinerseits direkt und über einen $3/2^+$ -Zustand bei 177 keV in den Grundzustand mit $I^\pi = 1/2^+$ zerfällt. Der Spin des Grundzustandes wurde mit der Atomstrahlresonanzmethode von Ekström et al. |EKS 72| zu $1/2$ bestimmt.

Unsere Messungen im Sekundenbereich nach Abschalten des Zyklotronstrahls bestätigen die Daten von Droste et al. im wesentlichen. Die Gesamtintensität der Übergänge, also Gammaintensität und Konversionselektronenintensität sowie vor allem die Koinzidenzdaten vom Zerfall von ^{137}Pm (siehe 3.2. und Anhang) legen jedoch eine andere Reihenfolge der γ -Kaskade fest, nämlich $11/2^- \xrightarrow{233,6} 5/2^+ \xrightarrow{177,5} 3/2^+ \xrightarrow{108,6} 1/2^+$ (Abb. 16). Zusätzlich zu diesen vier Übergängen beobachteten wir eine weitere γ -Linie bei 268,7 keV mit gleicher Halbwertszeit. Beim Zerfall von ^{137}Pm zeigt dieser Übergang Koinzidenzen mit der 233 keV-Linie, und eine γ -Linie der Differenzenergie $268,7 \text{ keV} - 108,6 \text{ keV} = 160,1 \text{ keV}$ wird in Koinzidenz mit dem $3/2^+ \rightarrow 1/2^+$ -Übergang beobachtet. Daraus folgt ein Niveau bei 268,7 keV. Der Konversionskoeffizient des 268,7 keV-Übergangs $\alpha_K = 0,12$ legt dessen Multipolarität auf M1, E2 oder eine Mischung von beiden fest. Aus der Niveausystematik der tiefliegenden angeregten Zustände der benachbarten Isotone mit $N=77$ erwartet man in ^{137}Nd einen zweiten $3/2^+$ -Zustand in der Nähe des $5/2^+$ -Zustandes (Abb. 12), dem möglicherweise das Niveau bei 268,7 keV entspricht. Der Übergang $5/2^+ \rightarrow 3/2^+_{(2)}$ von 17,3 keV kann auf Grund der niedrigen Energie nicht direkt beobachtet werden. Die Lebensdauer für einen M1-Übergang dieser Energie beträgt nach der Weisskopfabschätzung |LED 67| ungefähr 10^{-10} Sekunden, so daß die Koinzidenz zwischen der 268,7 keV- und der 233,4 keV-Linie zu erklären ist.

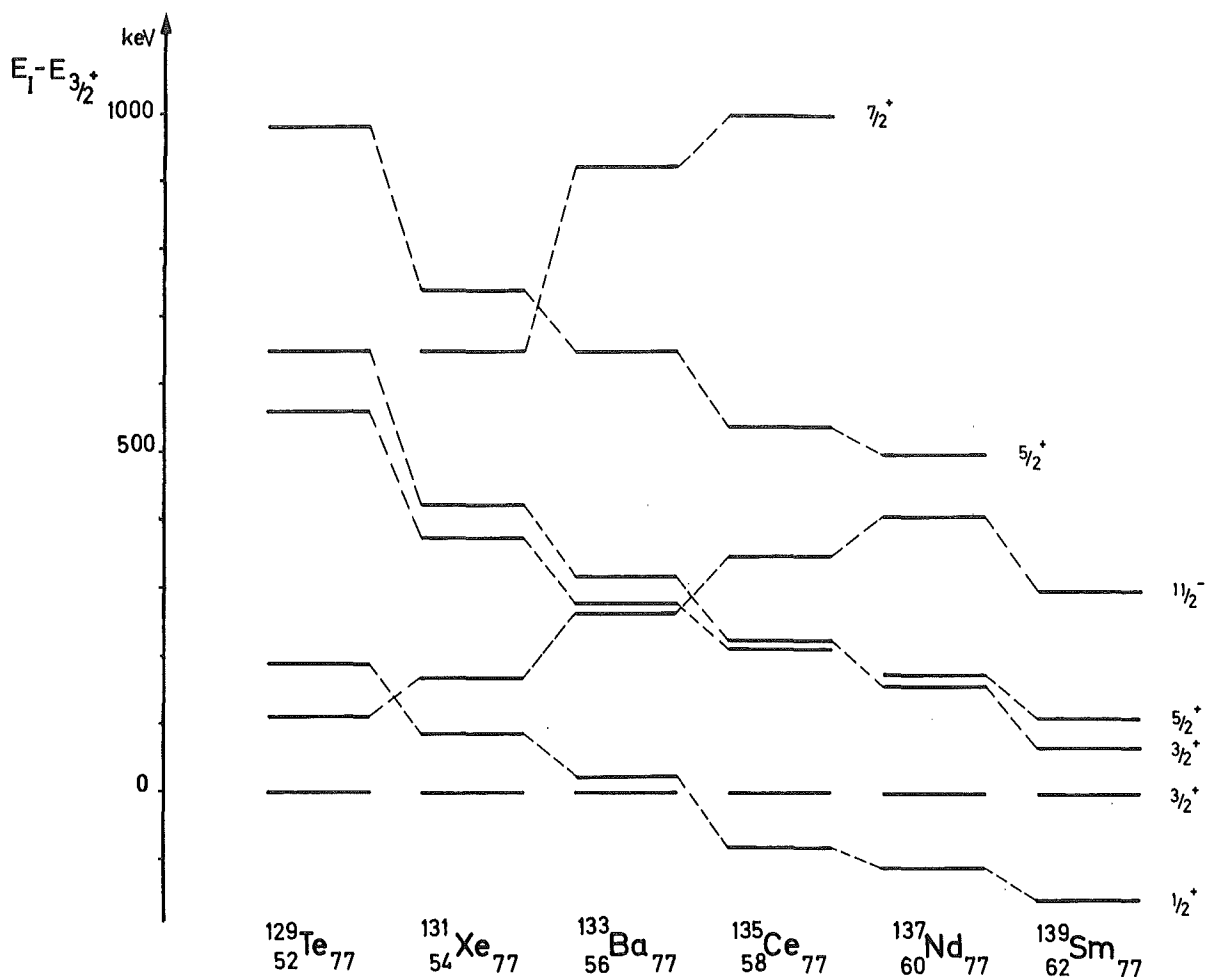


Abb. 12: Systematik der tiefliegenden Zustände von Kernen mit 77 Neutronen

Vom Schalenmodell werden tiefliegende $1/2^+$ -, $3/2^+$ - und $11/2^+$ -Zustände vorhergesagt. Über die Natur des zweiten $3/2^+$ - und des $5/2^+$ -Zustandes kann nichts ausgesagt werden, da weitergehende Daten, beispielsweise aus Kernreaktionsmessungen, fehlen. Es kann jedoch angenommen werden, daß es sich um Einteilchen- bzw. Einquasiteilchen-Zustände mit starker kollektiver Beimischung, die die Abnahme der jeweiligen Anregungsenergie mit zunehmendem Neutronendefizit erklären kann, handelt.

Der Zerfall von $^{139\text{m}}\text{Sm}$ mit einer Halbwertszeit von 9,5 sec wurde am Karlsruher Zyklotron von van Klinken et al. [KLI 71] gemessen. Es wurde dabei die $^{137\text{m}}\text{Nd}$ entsprechende Kaskade $11/2^- \rightarrow 5/2^+ \rightarrow 3/2^+ \rightarrow 1/2^+$ gefunden. In den betreffenden Spektren konnte zusätzlich eine γ -Linie von 224 keV mit gleicher Halbwertszeit gefunden werden. Sie entspricht möglicherweise

dem Übergang vom zweiten $3/2^+$ -Zustand in den Grundzustand. Die Linien dieses Isomerzerfalls einschließlich der 224 keV-Linie wurden bei der Bestrahlung von ^{144}Sm mit 140 MeV α -Teilchen am Groninger Zyklotron mit einer Halbwertszeit von $T_{1/2} = (21 \pm 3)$ sec beobachtet. Da diese Halbwertszeit nicht bei der Bestrahlung von ^{142}Nd mit 140 MeV α -Teilchen auftritt, kann sie dem Zerfall von ^{139}Eu zugeordnet werden. Die beobachtete Halbwertszeit stimmt mit Ergebnissen von Westgaard et al. [WES 73] überein.

3.2. Der Zerfall von ^{137}Pm

Bei der Bestrahlung von ^{141}Pr mit 104 MeV α -Teilchen werden alle γ -Übergänge des Zerfalls von $^{137\text{m}}\text{Nd}$ mit einer Halbwertszeit von ca. 2,4 Minuten und mit anderen Intensitätsverhältnissen beobachtet. Bei der Bestrahlung von ^{140}Ce tritt diese Halbwertszeit nicht auf, weshalb sie dem Zerfall von ^{137}Pm zugeordnet wird. Die Intensität der Übergänge in den $1/2^+$ -Grundzustand ist um 75 % höher als die des E β -Übergangs, der den isomeren $11/2^-$ -Zustand entvölkert. Zur Erklärung dieser Intensitätsdifferenz gibt es zwei Möglichkeiten: 1. Ein Niveau niederen Spins in ^{137}Pm zerfällt mit nahezu der gleichen Halbwertszeit wie die des Zerfalls in den isomeren Zustand von 2,4 min in die Zustände mit $I \leq 5/2$ unterhalb des $11/2^-$ -Niveaus. 2. Im β -Zerfall des Niveaus, von dem der $11/2^-$ -Zustand bei 519,6 keV bevölkert wird, werden angeregte Zustände oberhalb 519,6 keV bevölkert, die sich ihrerseits unter Umgebung des Isomers durch γ -Zerfall in die Kaskade unterhalb 519,6 keV abregen.

In den γ -Spektren der massengetrennten Präparate findet man viele γ -Linien mit gleicher Halbwertszeit von 2,4 Minuten, die zum großen Teil durch Koinzidenzbeziehungen mit den γ -Übergängen unterhalb des E β -Übergangs verknüpft sind. Dieser experimentelle Befund entscheidet zu Gunsten der zweiten Erklärung der Intensitätsdifferenz.

Aus den in 100 Sekunden-Takt aufgenommenen γ -Spektren der massengetrennten Präparate (Abb. 11) wurde nach Totzeitkorrektur die Intensitätsabnahme und damit die Halbwertszeit des Zerfalls zu $2,4 \pm 0,1$ min bestimmt. Abb. 13 zeigt diesen zeitlichen Intensi-

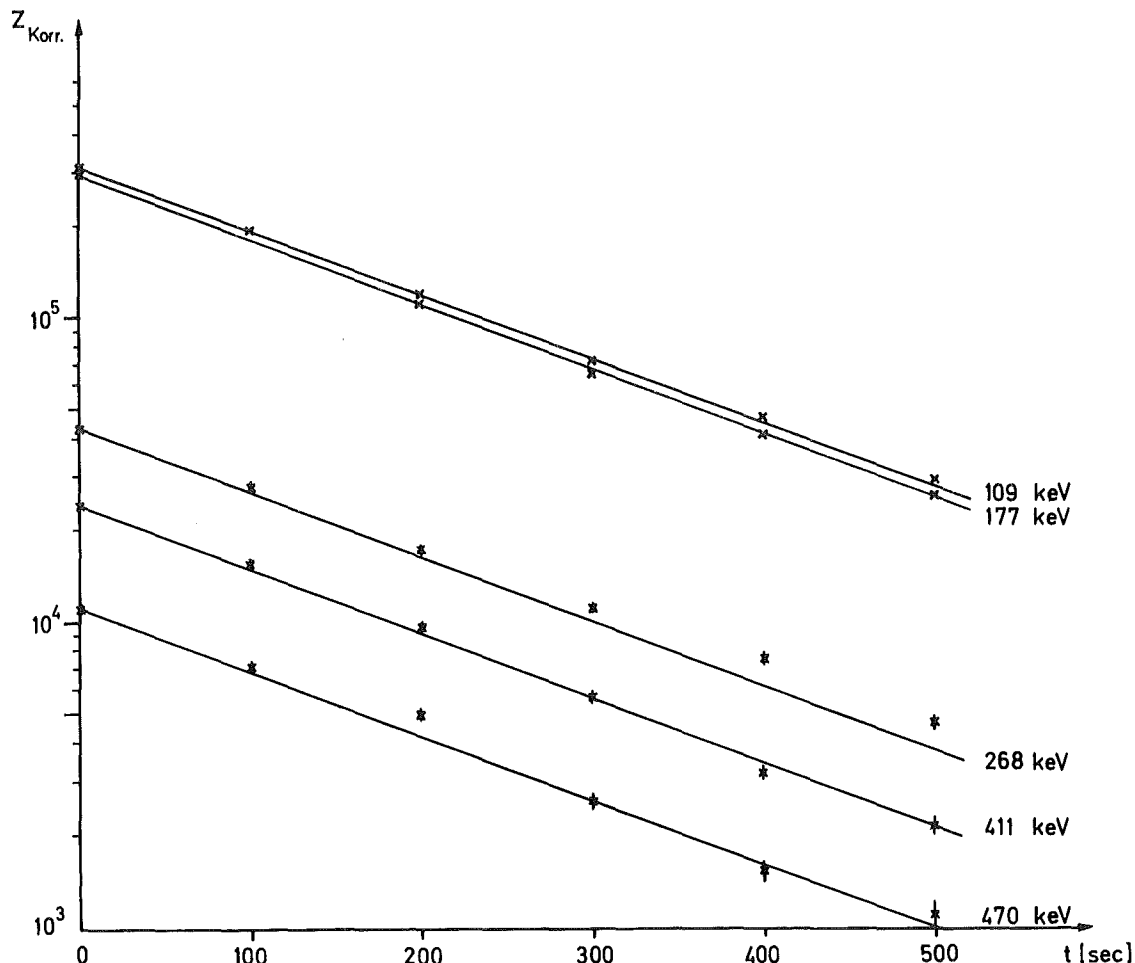


Abb. 13: Zeitliche Intensitätsabnahme einiger γ -Übergänge des Zerfalls von ^{137}Pm . Die durchgezogenen Linien entsprechen einer Halbwertszeit von 2,4 min

tätsverlauf für einige starke Übergänge in ^{137}Nd . Die durchgezogenen Kurven entsprechen einer Halbwertszeit von 2,4 Minuten. Die Abweichungen zu einer höheren Halbwertszeit bei der γ -Linie von 268,7 keV können durch die energetisch eng benachbarte γ -Linie von ^{137}Pr bei 267 keV erklärt werden.

Aus den Konversionselektronenspektren (Abb. 14) wurden K-Konversionskoeffizienten für γ -Energien unter 700 keV entnommen. Die Normierung erfolgte an Hand der bekannten Konversionskoeffizienten einiger starker Übergänge in ^{137}Pr |KLE 73|. Sie zeigen, daß die meisten Übergänge die Multipolarität M1, E2 oder eine Mischung von beiden haben (Abb. 15). Eine Entscheidung zwischen diesen drei Möglichkeiten ist auf Grund der großen Fehler der

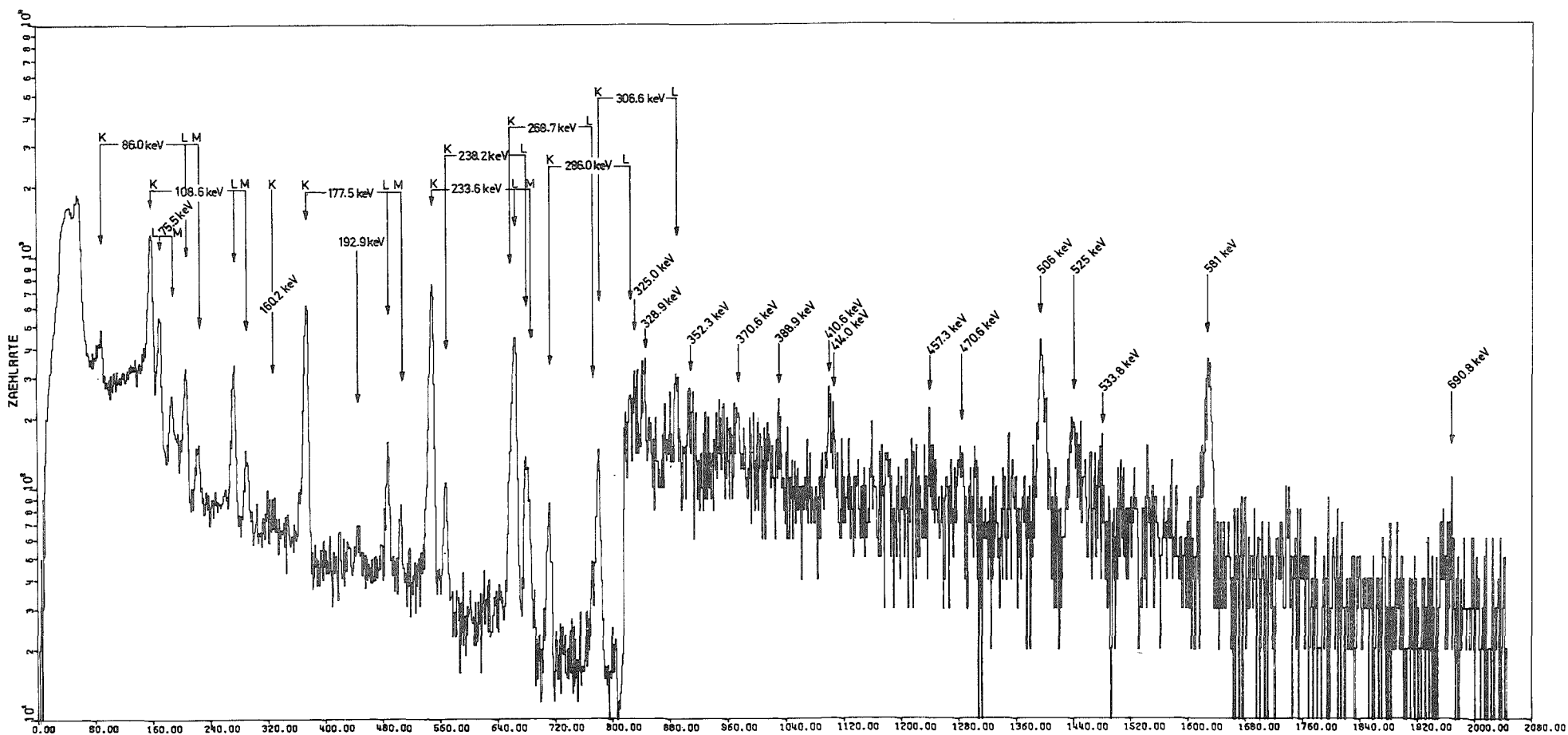


Abb. 14: Konversionselektronenspektrum des Zerfalls von ^{137}Pm und des Tochterzerfalls von ^{137}Nd

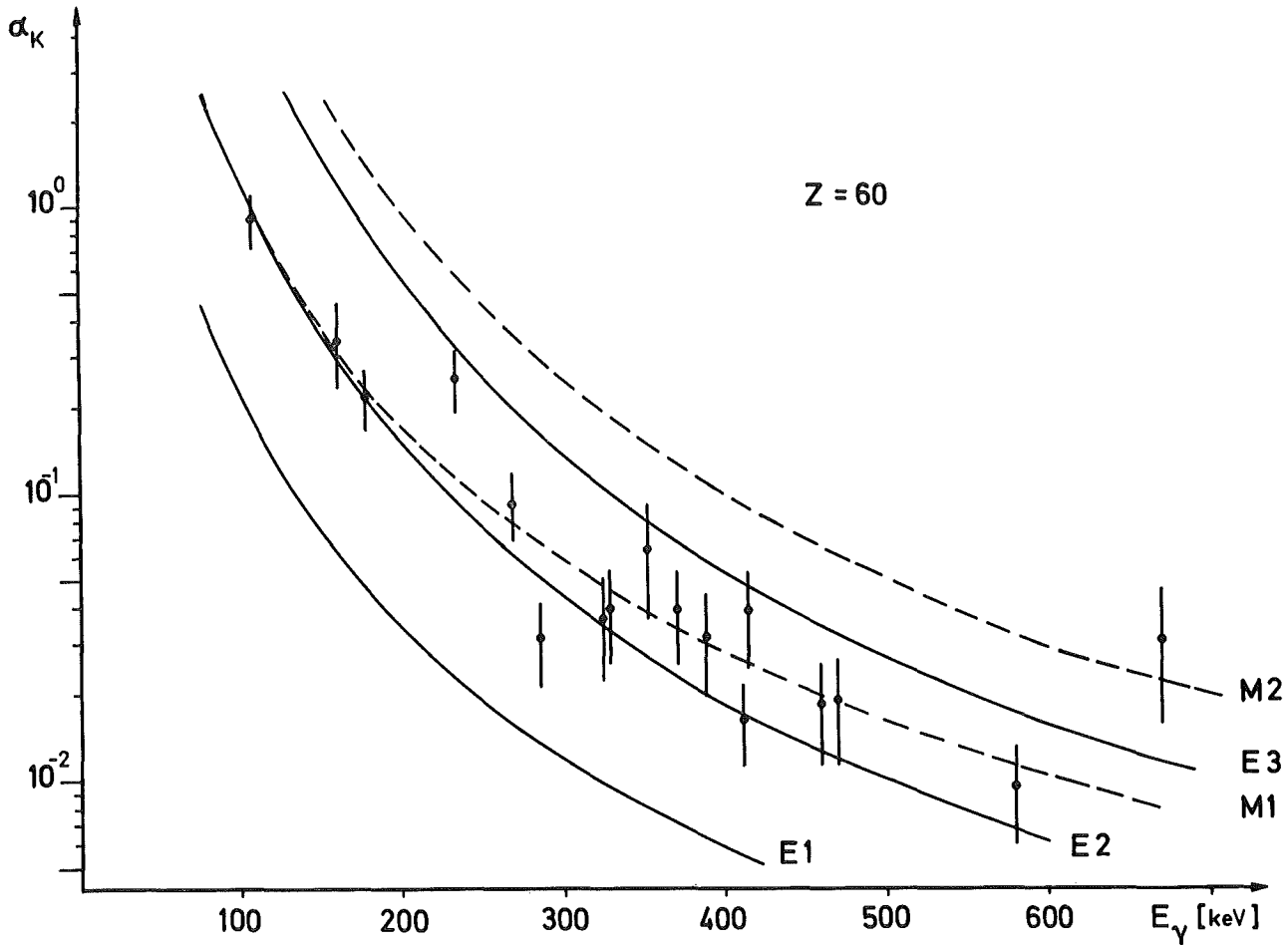
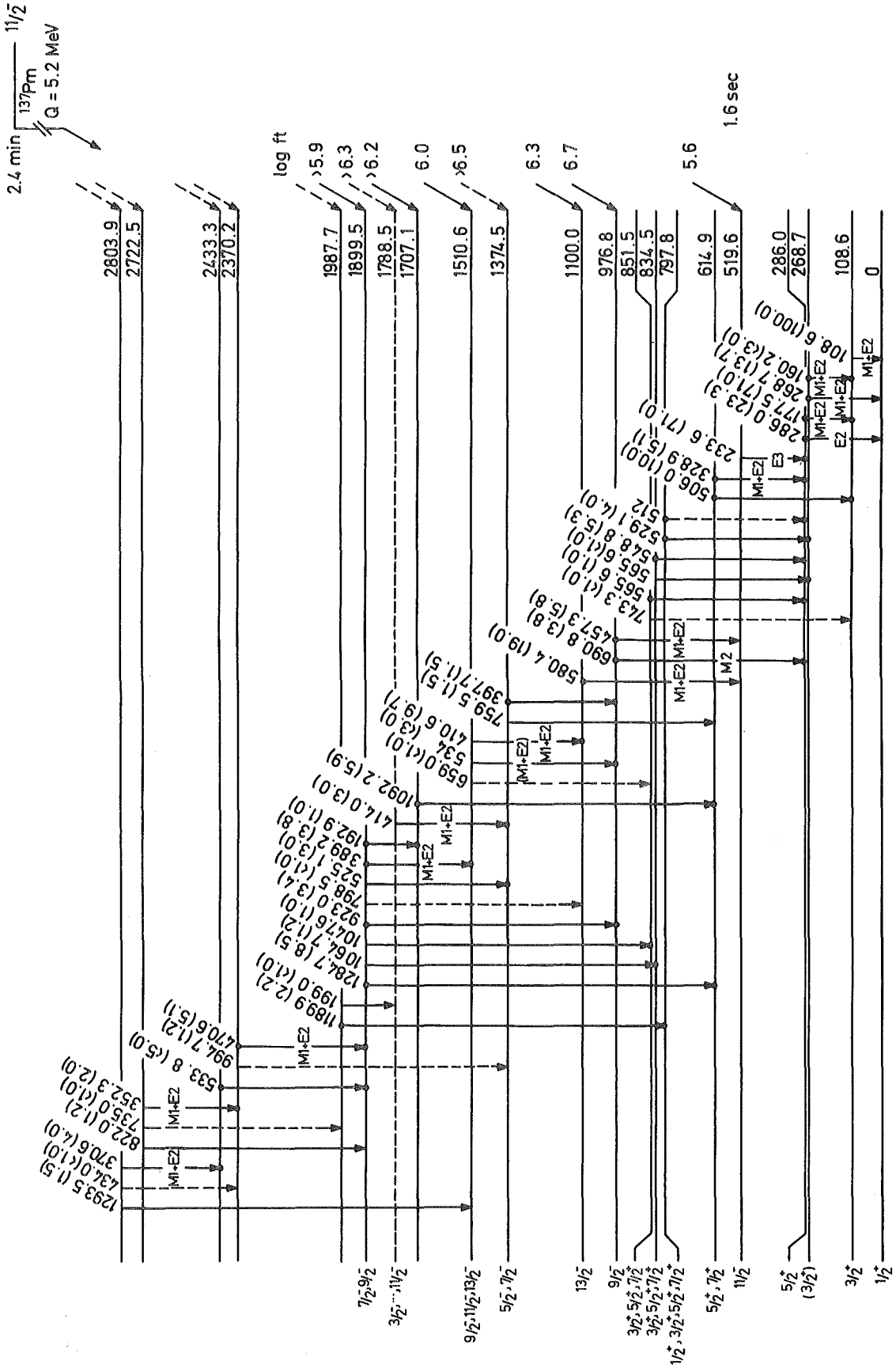


Abb. 15: Experimentelle Konversionskoeffizienten α_K und deren theoretischer Verlauf (durchgezogene Linien) für niedrige Multipolaritäten

experimentellen Werte, die bei niedrigen Energien hauptsächlich aus der Ungenauigkeit der Transmissionskurve des Spektrometers, bei hohen Energien aus der schlechteren Statistik resultieren, nicht möglich. Die Angabe M1 + E2 ist daher so zu verstehen, daß alle drei Möglichkeiten in Frage kommen. Für den $11/2^- \rightarrow 5/2^+$ -Übergang von 233,6 keV wird die Multipolarität E3 bestätigt. Der relativ hohe Konversionskoeffizient der 691 keV γ -Linie weist diesem Übergang die Multipolarität M2 zu. Für den γ -Übergang bei 87 keV konnte nur der totale α_L -Wert bestimmt werden. Der Wert von $0,93 \pm 0,3$ läßt nur eine Mischung M1 + E2 zu.

Eine Liste aller ^{137}Nd zugeordneten γ -Übergänge und die Matrix der beobachteten $\gamma\gamma$ -Koinzidenzen findet sich im Anhang. Fast alle stärkeren Linien konnten in ein Niveauschema (Abb. 16)



^{137}Nd (38 min)

Abb. 16: Niveauschema des Zerfalls von ^{137}Pm

eingordnet werden (Begründungen der einzelnen Niveaus stehen im Anhang). Die Konstruktion dieses Niveauschemas stützt sich hauptsächlich auf Koinzidenzbeziehungen. Niveaus, die sich nur durch Energie-Summenrelationen ergäben, sind nicht berücksichtigt. Die Koinzidenzspektren in Abb. 17 sollen zeigen, daß die Zustände unterhalb des $11/2^-$ -Isomers auch von Niveaus oberhalb

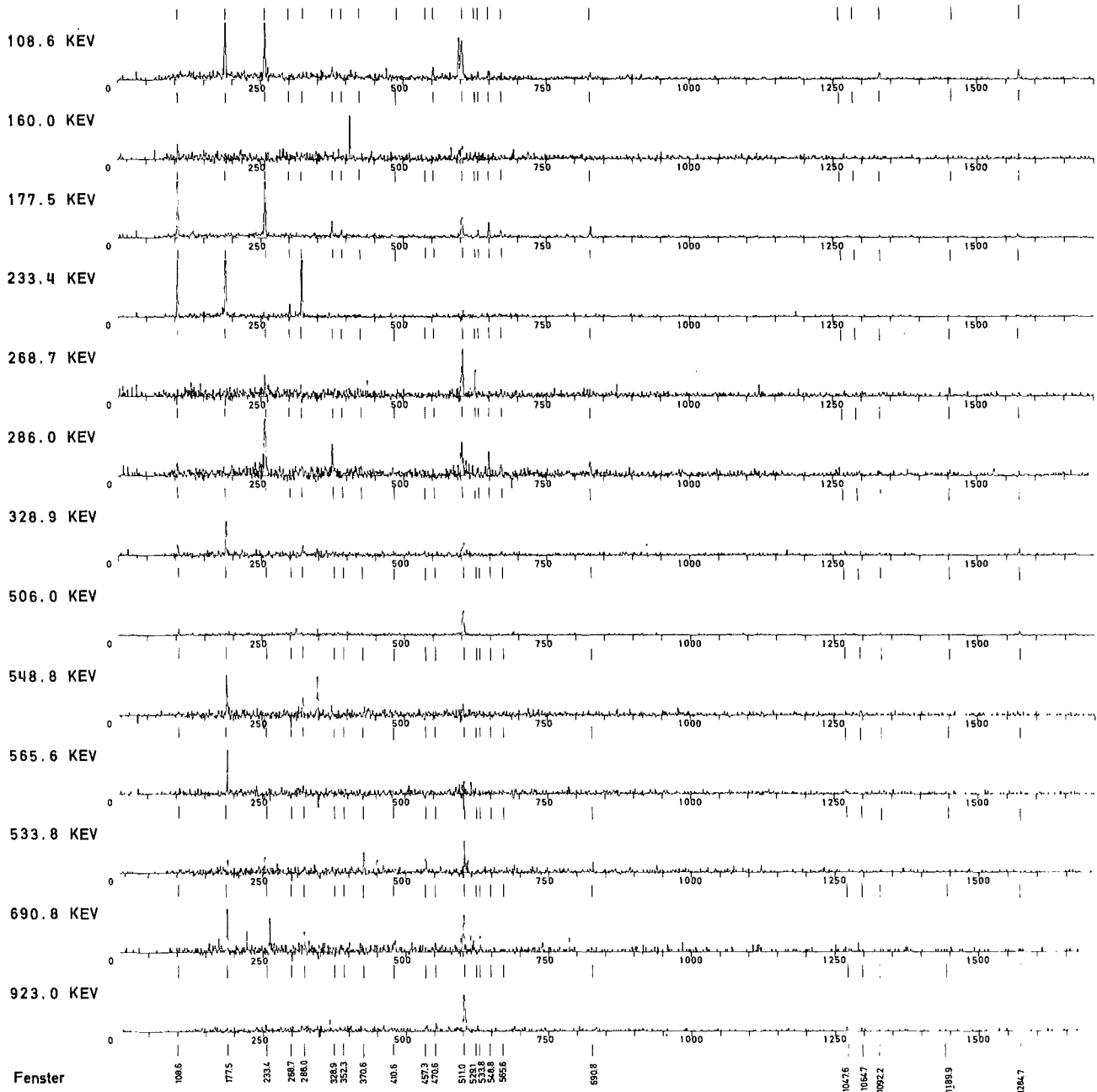


Abb. 17: Koinzidenzspektren zum Zerfall von ^{137}Pm

desselben bevölkert werden. Im Niveauschema gestrichelt eingezeichnete Übergänge sind schwach, entsprechen aber einer Summenrelation, oder sie können nicht direkt beobachtet werden, müssen aber wegen Koinzidenzen zwischen darüber und darunter liegender Übergänge vorhanden sein. So ist beispielsweise der Übergang mit 1190 keV unter anderem koinzident mit 286 keV und 177 keV, woraus eine γ -Linie mit 512 keV gefordert wird, die jedoch wegen der 511 keV-Vernichtungsquanten nicht beobachtet werden kann. Die relativ starke γ -Linie bei 87 keV läßt sich nur schwer in das Niveauschema einordnen, da die geringe Koinzidenznachweiswahrscheinlichkeit bei niederen Energien zu wenig Statistik für eine Koinzidenzaussage liefert.

Bei etwa 580 keV beobachtet man in den γ -Spektren der massengetrenten Präparate, wie auch in den "Inbeam"-Spektren, eine starke Linie, die aus mehreren Komponenten besteht. Zieht man die Intensität der 580,6 keV-Linie des Tochterzerfalls in ^{137}Pr von der Gesamtintensität ab, so bleibt eine Linie mit 37 % der γ -Intensität des 108,6 keV-Übergangs übrig. Diese Linie ist mit mehreren eindeutig zum ^{137}Pm -Zerfall gehörenden Linien koinzident, jedoch nicht mit γ -Übergängen unterhalb des $11/2^-$ -Isomers. Von allen Übergängen, die oberhalb des Isomers liegen müssen, ist es der stärkste. Nach den Konversionsdaten hat dieser Übergang die Multipolarität $M1 + E2$. Es kann daher angenommen werden, daß er der einen Komponente der 580 keV-"Inbeam"-Linie, die dort dem Übergang $13/2^- \rightarrow 11/2^-$ in das Isomer zugeordnet wurde, entspricht. Damit würde man beim Zerfall von ^{137}Pm einen Zustand in ^{137}Nd bei 1100,0 keV mit $I^\pi = 13/2^-$ beobachten.

Alle weiteren Spinzuordnungen oder Spineinschränkungen in Abb.15 resultieren aus den gemessenen Konversionskoeffizienten und abgeschätzten $\log ft$ -Werten. Das Nichtbeobachten eines Übergangs wurde nicht als Argument für die Spinzuordnung herangezogen. Die $\log ft$ -Werte wurden an Hand der Intensitätsbalance der jeweiligen Niveaus und deren Q-Werte, die aus den Massentabellen von Garvey et al. [GAR 69] berechnet wurden, abgeschätzt [LED 67]. Dabei wurden theoretische β^+/EC -Verhältnisse nach Ref. [ZWE 57] berücksichtigt.

Die log ft-Werte der Niveaus oberhalb des Isomers liegen zwischen 6 und 7, so daß sie nur durch erlaubten ($\Delta I = 0,1$; $\Delta\pi = \text{nein}$) oder einfach verbotenen ($\Delta I = 0,1$; $\Delta\pi = \text{ja}$) β -Zerfall bevölkert werden [HOR 70]. Der log ft-Wert des Übergangs zum $11/2^-$ -Isomer bei 519,6 keV von 5,6 läßt hier nur erlaubten β -Zerfall zu. Das $13/2^-$ -Niveau bei 1100,0 keV wird auch durch β -Zerfall stark bevölkert ($\log ft \approx 6,3$). Daraus kann mit großer Sicherheit geschlossen werden, daß der Zustand in ^{137}Pm der mit 2,4 Minuten Halbwertszeit zerfällt, Spin und Parität $I^\pi = 11/2^-$ hat. Aus der Niveausystematik (Abb. 18) der Kerne ungerader Protonenzahl [HAB 73] erwartet man in ^{137}Pm einen tiefliegenden $11/2^-$ -Zustand, der möglicherweise der Grundzustand ist.

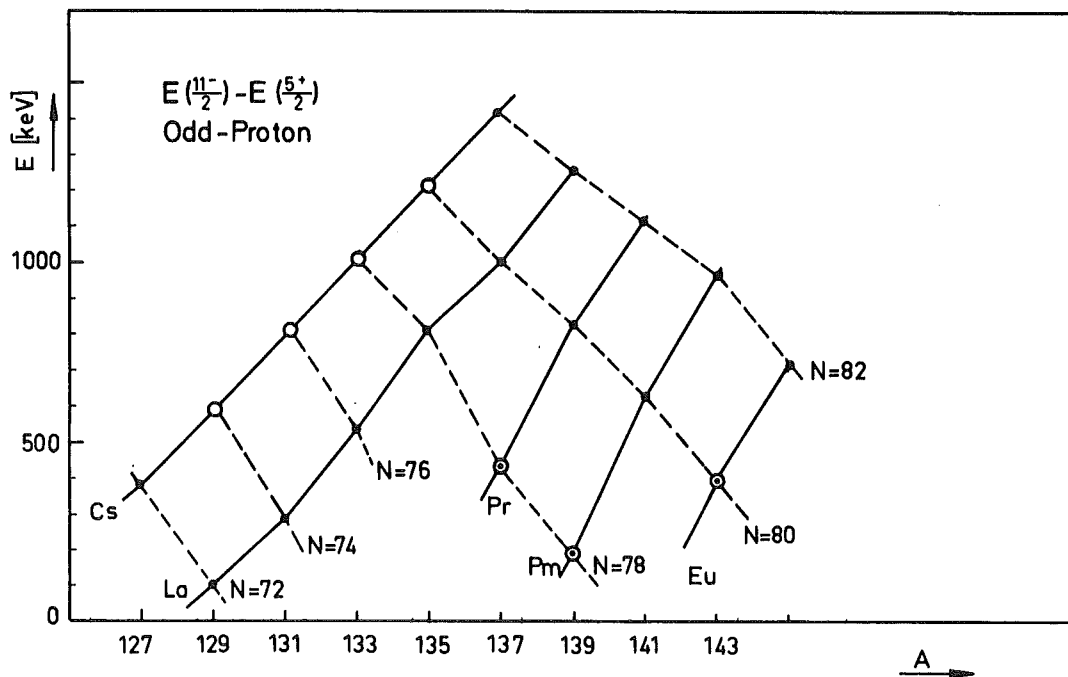


Abb. 18: Systematik der Energieabstände der tiefsten $11/2^-$ - und $5/2^+$ -Zustände von Kernen ungerader Protonenzahl (Punkte bezeichnen experimentelle, Kreise theoretische bzw. extrapolierte Werte)

3.3. Prompte γ -Übergänge in ^{137}Nd

Vor kurzem haben Gizon et al. [GIZ 74] eine Reihe prompter γ -Übergänge veröffentlicht, die sie in der Reaktion $^{124}\text{Te}(^{16}\text{O}, 3n\gamma)^{137}\text{Nd}$ bei 66,5 MeV beobachteten. Das von ihnen daraus abgeleitete partielle Niveauschema von ^{137}Nd ist in Abb. 22 den Ergebnissen des vorliegenden Experimentes aus der Reaktion $^{140}\text{Ce}(\alpha, 7n)^{137}\text{Nd}$ bei 104 MeV gegenübergestellt. Einige Zuordnungen von Gizon et al. scheinen fragwürdig zu sein, zumal in [GIZ 74] keine Koinzidenzdaten angeführt werden *). So ist beispielsweise die als $19/2^- \rightarrow 15/2^-$ -Übergang eingeordnete Linie von 883 keV als $6^+ \rightarrow 4^+$ -Übergang im Nachbarkern ^{138}Nd bekannt [DEH 70] und gehört unseren Koinzidenzmessungen nach nicht zu ^{137}Nd . Die Einordnung der auch in diesem Experiment beobachteten γ -Linien als Übergänge vom $23/2^-$ - bzw. $21/2^-$ -Zustand scheint unsicher, da auf Grund ihrer kleinen Intensität keine eindeutigen Koinzidenzrelationen dieser Linien beobachtet wurden.

In der vorliegenden Arbeit erfolgt die Zuordnung von Übergängen zu ^{137}Nd auf Grund der jeweiligen Anregungsfunktionen und beobachteter Koinzidenzbeziehungen. Fast alle ^{137}Nd zugeordneten prompten γ -Übergänge zeigen im Vergleich zu den Übergängen des Isomerzerfalls mit zunehmender Einschußenergie ansteigende Anregungsfunktionen (Abb. 19). Dies kann ein Hinweis darauf sein, daß sie Zustände mit Spin $> 11/2$ entvölkern. Im Anhang ist eine Liste der "inbeam" beobachteten prompten γ -Übergänge in ^{137}Nd sowie die Matrix der beobachteten Koinzidenzrelationen zusammengestellt. Da nur zu starken Übergängen Koinzidenzspektren ausreichender Statistik gemessen werden konnten (Abb. 20), wurden nur solche Übergänge in das Niveauschema (Abb. 22) eingeordnet. Die Winkelverteilungen der dazugehörigen γ -Linien sind in Abb. 21 gezeigt. Die in Abb. 22 angegebene Spinfolge stützt sich darüber hinaus auf die Annahme, daß starke Übergänge von

*) Einer privaten Mitteilung des Koautors M.R. Maier zufolge, sind Koinzidenzen nur mit unzulänglicher Statistik gemessen worden.

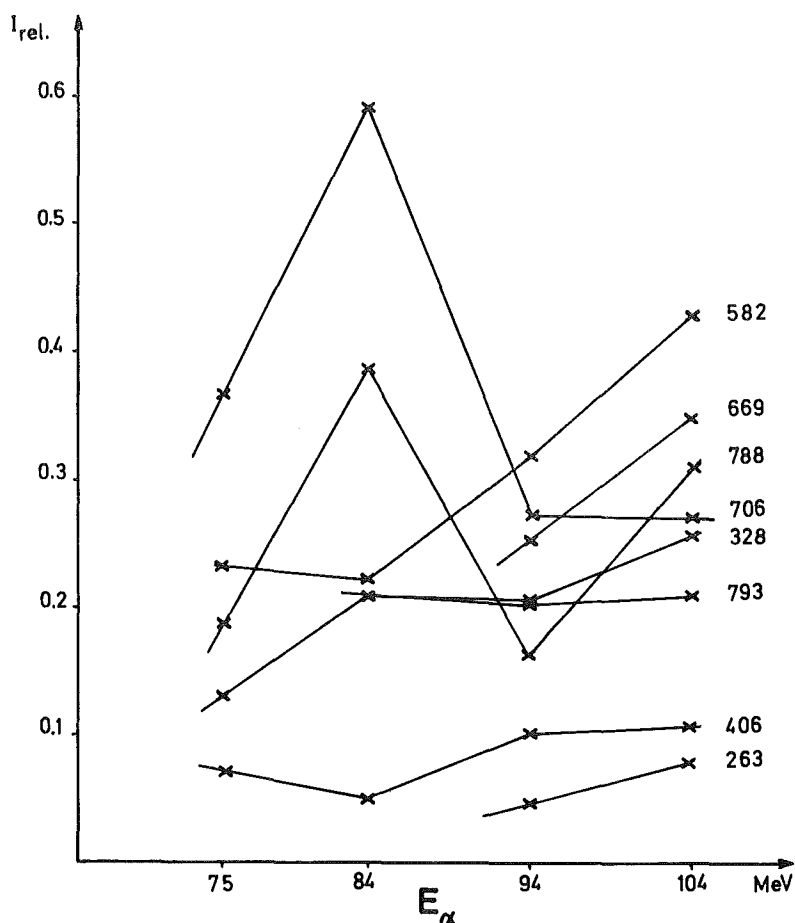
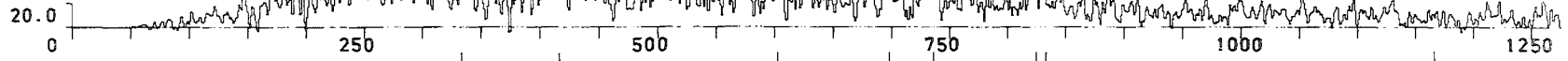


Abb. 19: Experimentelle Anregungsfunktionen einiger prompter γ -Linien von ^{137}Nd relativ zur Anregungsfunktion der Übergänge des Isomerzerfalls. Die Maxima bei 84 MeV der 788 keV- und 706 keV-Linie sind auf Komponenten aus anderen Nukliden zurückzuführen

höherem zu niedrigerem Spin führen. Die Zuordnung von $I^\pi = 19/2^+$ für das Niveau bei 2222,3 keV ist weniger sicher, da die Intensitäten des 328,1 keV-Übergangs durch mehrere benachbarte Linien in der Gegend von 330 keV verhältnismäßig ungenau sind und dadurch der Wert von A_2 , nämlich $A_2 = -0,13 \pm 0,05$, weniger zuverlässig ist. Dieser Wert deckt sich jedoch mit dem von Gizon et al. und kann einem E1-Übergang entsprechen. Für den $17/2^- \rightarrow 15/2^-$ -Übergang von 705,6 keV findet man einen erstaunlich hohen negativen Wert für A_2 , nämlich $A_2 = -0,76 \pm 0,33$. Nach Abb. 8 kann man in diesem Fall einen positiven Mischungsparameter δ für M1- und E2-Übergänge ausschließen. Daß dies nicht für den $13/2^- \rightarrow 11/2^-$ -Übergang von 580,4 keV gefunden wird, liegt daran, daß die γ -Linie von 581 keV aus mehreren nicht aufgelösten

328.1 KEV



406.7 KEV



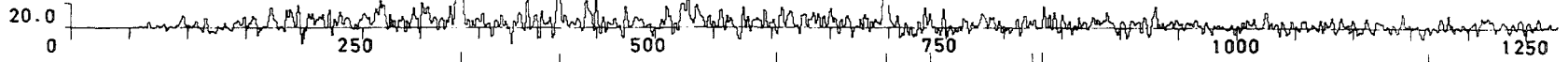
581.0 KEV



669.0 KEV



705.6 KEV



Fenster (keV)

328.1 406.7 581.0 669.0 705.6 788.0 794.0 1112.0

Abb. 20: "In-beam"-Koinzidenzspektren zu einigen prompten γ -Übergängen in ^{137}Nd

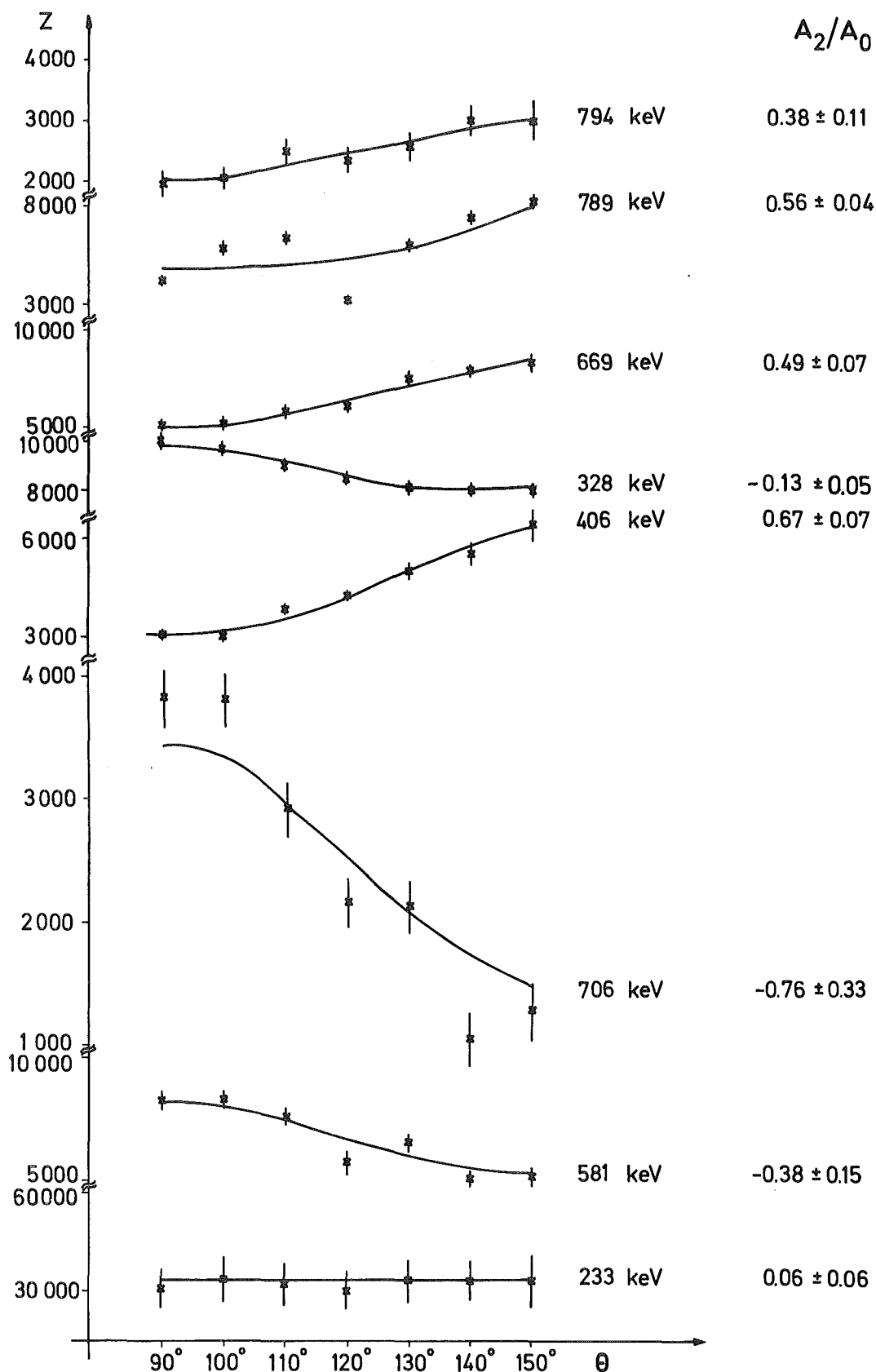


Abb. 21: γ -Winkelverteilungen einiger prompter Übergänge in ^{137}Nd

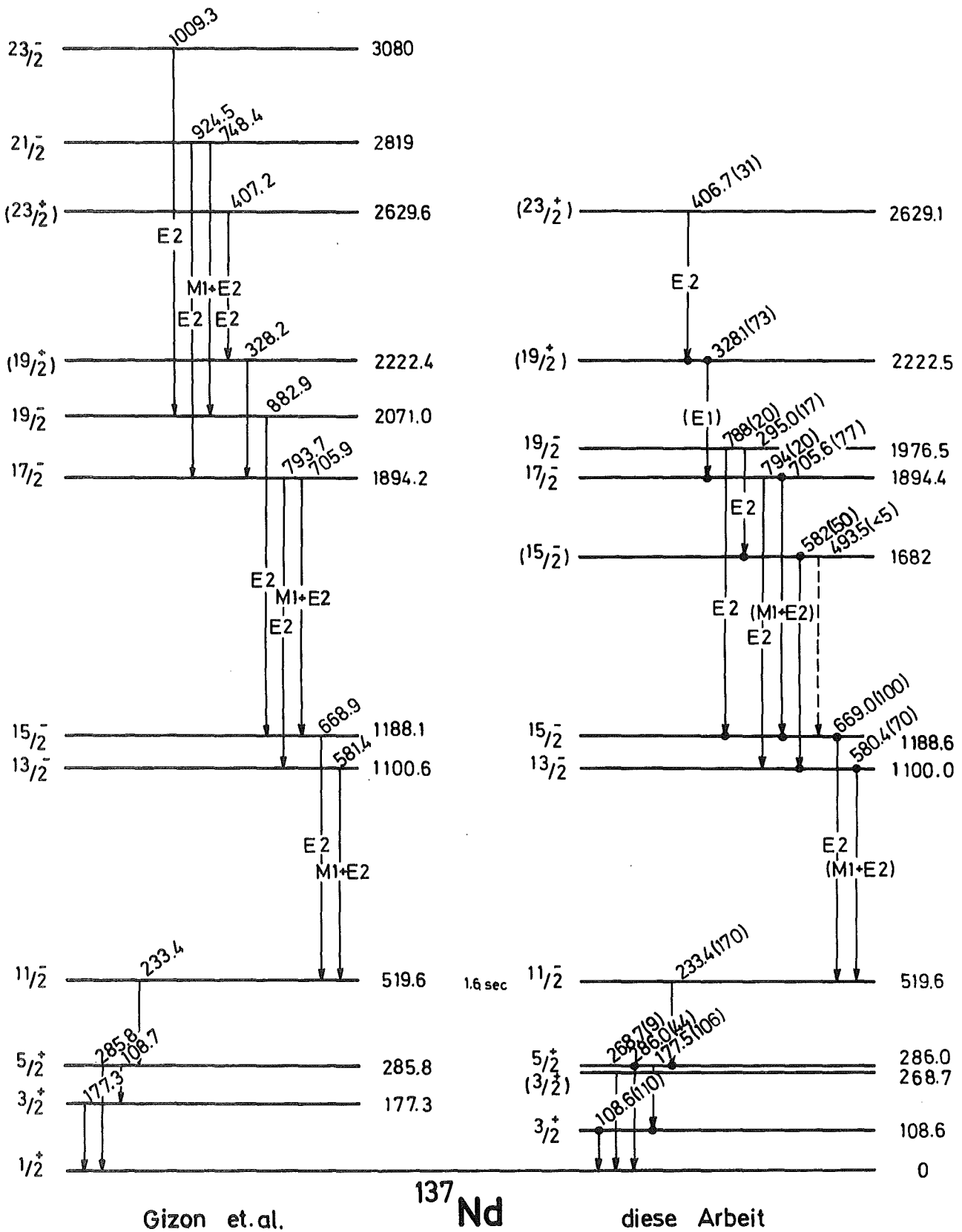


Abb. 22: Niveauschema aus "In-beam" beobachteten Übergängen von ^{137}Nd . Den Ergebnissen dieser Arbeit ist das Niveauschema aus Ref. [GIZ 74] gegenübergestellt

Komponenten besteht. Wie Abb. 20 zeigt, hat diese Linie eindeutig koinzidente Ereignisse mit einer Linie von etwa der gleichen Energie. Der Energieabstand dieser beiden Komponenten sollte wegen der Energieauflösung des Detektorsystems kleiner als 1,5 keV sein. Die Winkelverteilung der 581 keV-Linie spricht zwar für einen M1 + E2-Übergang, doch kann keine Angabe für die einzelnen Komponenten gemacht werden.

Im Rahmen der Statistik kann man Koinzidenzen der 581 keV-Linie mit den $17/2^- \rightarrow 15/2^-$ und $15/2^- \rightarrow 11/2^-$ -Übergängen ausschließen. Daher müssen beide Komponenten der 581 keV-Linie parallel zu diesen Übergängen verlaufen, d.h. sie führen direkt in den Zustand bei 519,6 keV. Dies ergibt ein Niveau bei 1682 keV. Die mit 581 keV koinzidente Linie bei 295 keV, deren Winkelverteilung für die Multipolarität E2 spricht, kommt als Übergang vom $19/2^-$ -Zustand in das 1682 keV-Niveau in Frage. Dies hätte damit wahrscheinlich Spin und Parität $I^\pi = 15/2^-$. Im Gegensatz zu der Messung von Gizon et al. kann dieser Messung ein $19/2^-$ -Zustand bei 1977,5 keV entnommen werden. Eine γ -Linie bei 788 keV mit der Winkelverteilung eines E2-Übergangs ist mit dem $15/2^- \rightarrow 11/2^-$ -Übergang koinzident. Die Intensität des $2^+ \rightarrow 0^+$ -Übergangs in ^{138}Ce wurde dabei an Hand anderer bekannter Übergänge in ^{138}Ce normiert abgezogen. Die Folge der Zustände negativer Parität zeigt abgesehen vom zweiten $15/2^-$ -Zustand den Charakter einer gestörten Rotationsbande. Weitere Mitglieder dieser Bande, wie ein $21/2^-$ - und $23/2^-$ -Zustand, werden bei einer Anregungsenergie von ungefähr 3 MeV erwartet. Da der $23/2^-$ -Zustand mit positiver Parität wegen der niedrigeren Anregungsenergie Yrast-Zustand ist, geht der größte Teil der Intensität über die Zustände positiver Parität. Die weiteren Übergänge der Bande negativer Parität sind daher zu schwach um sichere Koinzidenzaussagen zu liefern. So können ein $21/2^-$ - und $23/2^-$ -Zustand nicht eindeutig zugeordnet werden.

Der negative M1 + E2-Mischungsparameter des $17/2^- \rightarrow 15/2^-$ -Übergangs erlaubt eine Aussage über das Vorzeichen der Deformation des $11/2^-$ -Isomers von ^{137}Nd . Nach Nakai [NAK 71] ist nämlich $\text{sign } \delta = \text{sign} \left(\frac{g - g_R}{Q_0} \right)$ falls die 3-er Komponente des Gesamtdrehimpulses im körperfesten System K ungleich 1/2 ist. Für Kerne mit ungerader Neutronenzahl und für Spins $> 7/2$ ist die Differenz

der g-Faktoren negativ. Somit folgt für das Quadrupolmoment Q_0 des $11/2^-$ -Isomers positives Vorzeichen und damit eine prolate Deformation von ^{137m}Nd . Dieses Ergebnis beinhaltet noch die Annahme, daß die Zustände negativer Parität nicht zu einer $K=1/2$ -Bande gehören und entspricht völlig dem vom Nilsson-Modell unter dieser Annahme gelieferten Resultat. Aus Abb. 24 sieht man nämlich, daß aus der Aufspaltung des $h_{11/2}$ -Zustandes im Nilsson-Modell bei Lage der Fermikante in der Nähe der abgeschlossenen Neutronenschale mit $N = 82$ für das Auftreten einer $K=1/2$ -Bande oblate, für das Auftreten einer $K=11/2$ -Bande jedoch prolate Deformation folgt. Für eine eindeutige Entscheidung über die Deformation muß daher der Charakter der Bande geklärt werden, wie dies in 4.2. geschieht, oder es muß das magnetische Moment gemessen werden, um die Annahme über die Differenz der g-Faktoren zu umgehen.

Eine Messung am Groninger Zyklotron erlaubte die Abschätzung von Lebensdauern im Nanosekundenbereich für "inbeam" beobachtete Niveaus. Die Strahlstruktur des α -Strahls dieses Zyklotrons sieht bei 120 MeV so aus, daß Strahlpulse von etwa 10^{-9} Sekunden Dauer jeweils $1,1 \cdot 10^{-7}$ Sekunden zeitlichen Abstand voneinander haben. Dieser Zeitabstand, der etwa 3,5 mal so lang wie der des α -Strahls vom Karlsruher Zyklotron ist, erlaubt es, das Abklingen von γ -Übergängen im Lebensdauerbereich von einigen Nanosekunden zu messen. Dies geschah derart, daß die γ -Strahlung innerhalb von vier Zeitfenstern mit Breiten zwischen 15 und 30 nsec und den mittleren Abständen 0, 10 nsec, 30 nsec und 54 nsec zum Strahlpuls registriert wurde.

Bei Beschuß von ^{140}Ce mit 120 MeV α -Teilchen beobachtet man, daß die 328,1 keV-Linie langsamer als die 406,7 keV-Linie abklingt. Und zwar kann aus den Abklingkurven eine untere Grenze für die Halbwertszeit des Niveaus bei 2222,3 keV von 1 nsec abgeschätzt werden. Eine Halbwertszeit von 1 nsec würde für den E1-Übergang zwischen der Bande positiver Parität und der Bande negativer Parität gegenüber der Weisskopf-Abschätzung eine Behinderung um einen Faktor $2 \cdot 10^5$ bedeuten.

3.4. Prompte γ -Übergänge in ^{139}Sm

Mit Hilfe von Anregungsfunktionen und "Inbeam"- $\gamma\gamma$ -Koinzidenzmessungen konnten mehrere prompte γ -Übergänge dem Nuklid ^{139}Sm zugeordnet werden. Die Liste dieser Übergänge und die Matrix der beobachteten Koinzidenzrelationen ist im Anhang zu finden. Da beide Winkelverteilungsmessungen, sowohl die am Karlsruher Zyklotron wegen mangelnder Statistik, als auch die am Groninger Zyklotron mit 120 MeV α -Teilchen bei lediglich drei Winkeln gemessen, keine genaue Bestimmung der Entwicklungskoeffizienten A_2 und A_4 erlauben, können die Multipolaritäten der Übergänge nur mit einiger Unsicherheit angegeben werden. In Abb. 23 ist der Vorschlag eines partiellen Niveauschemas von ^{139}Sm aus den vorliegenden Messungen gezeigt. Die angegebenen Spinwerte und

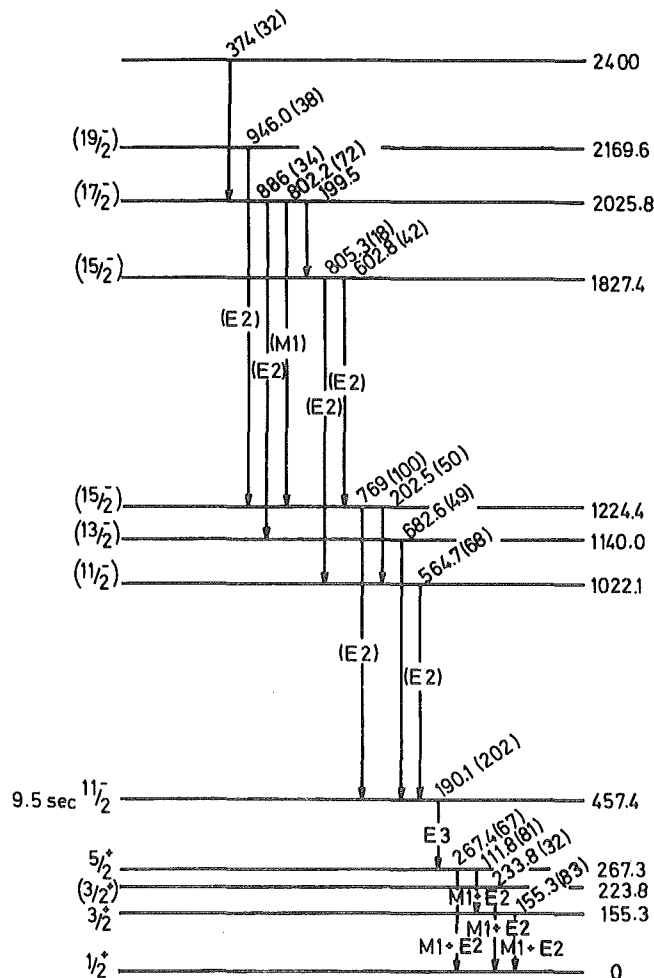


Abb. 23: Niveauschema aus "In-beam" beobachteten Übergängen von ^{139}Sm

Paritäten der Zustände sind in Analogie zu dem Niveauschema von ^{137}Nd gewählt und mit den gemessenen Winkelverteilungen verträglich.

Um sicherere Aussagen über prompt γ -Übergänge in ^{139}Sm zu erhalten, müssten sowohl $\gamma\gamma$ -Koinzidenzen als auch ausreichend genaue γ -Winkelverteilungen aus (α, xn) -Reaktionen bei ungefähr 120 MeV Einschußenergie gemessen werden. Für α -Teilchen von 104 MeV ist der Wirkungsquerschnitt der Reaktion $^{142}\text{Nd}(\alpha, 7n)^{139}\text{Sm}$ gegenüber denen von Konkurrenzreaktionen, vor allem der $(\alpha, 6n+p)$ und $(\alpha, \alpha+3n)$ zu klein (vgl. Abb. 2).

4. Diskussion

4.1. Zusammenstellung experimenteller Ergebnisse

Die Kerne ungerader Neutronenzahlen im Massenbereich mit $50 < (N,Z) < 82$ weisen sämtlich tiefliegende $11/2^-$ -Isomere auf. Diese Zustände können als $h_{11/2^-}$ -Schalenmodellzustände gedeutet werden. Im vorliegenden Massenbereich ist der $h_{11/2^-}$ -Zustand der einzige Einteilchenzustand negativer Parität. Oberhalb des $11/2^-$ -Zustandes findet man Banden von Zuständen mit Spin $> 11/2$, die je nach Neutronenzahl verschiedene Charakteristik aufweisen (Abb. 24). Während für ^{139}Sm und ^{137}Nd die Ergebnisse dieser Arbeit herangezogen sind, sind die in der Abbildung gezeigten Zustände der anderen Nuklide den folgenden Arbeiten entnommen. ^{143}Gd , ^{141}Sm |HAB 73|, ^{145}Gd |KOW 70|, ^{139}Nd , ^{141}Nd , ^{137}Ce , ^{139}Ce |IKO 71|, ^{135}Ce |GIZ 74|. Die $N=81$ Isotone zeigen Multipletts mit Spinwerten $11/2$, $13/2$, $15/2$ in einem Energieabstand von $11/2^-$ -Isomer, der etwa der 2^+ -Energie des jeweiligen $N=82$ Kerns entspricht. Solche Multipletts werden vom "Weak-Coupling"-Modell für nahezu sphärische Rumpfform vorhergesagt. Die Isotone mit 79 Neutronen weisen eine Folge von Zuständen mit Spin und Parität $11/2^-$, $15/2^-$ $19/2^-$ auf. Dabei entsprechen die Energieabstände der $15/2^-$ - bzw. $19/2^-$ -Zustände vom $11/2^-$ -Zustand ungefähr dem Mittelwert der 2^+ - bzw. 4^+ -Energien der benachbarten gg-Kerne mit 80 bzw. 78 Neutronen. In Ref. |HAB 73| sind diese Zustände als Mitglieder von "decoupled bands", also durch Entkopplung von Einteilchenbewegung und kollektiver Rumpfbewegung auf Grund der Corioliskraft entstanden, erklärt. Die Isotone mit 77 Neutronen besitzen Banden von Zuständen mit jeweils um 1 \hbar ansteigenden Spinwerten, also $11/2$, $13/2$, $15/2$ usw., wobei jeweils die Zustände mit $13/2$, $15/2$ und $17/2$, $19/2$ energetisch eng benachbart sind. Diese Banden gleichen somit am ehesten gestörten Rotationsbanden.

Im folgenden soll nun ein Modell beschrieben werden, das erlaubt, aus diesen experimentellen Fakten auf die jeweilige Kerngestalt zu schließen. Dieses Modell wurde von Stephens et al. entwickelt und in |STE 72|, |STD 72| und |STE 73| beschrieben. Auf diese Referenzen stützt sich die Diskussion von 4.2. wesentlich.

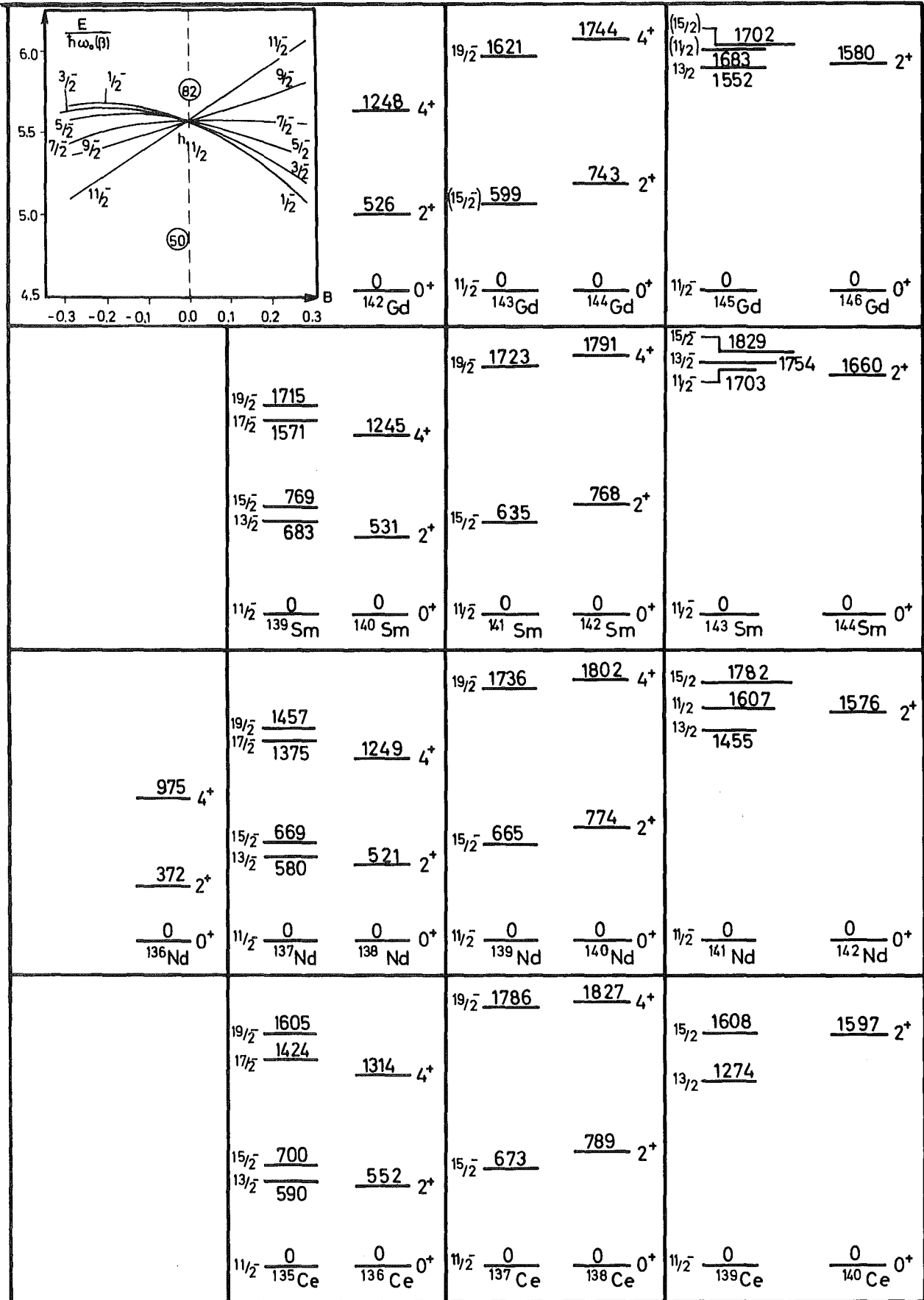


Abb. 24: Überblick über experimentell gefundene Banden von Zuständen negativer Parität in ug-Kernen und Grundzustandsbanden der benachbarten gg-Kerne. Eingebildet ist die Aufspaltung des $h_{11/2}$ -Zustandes im Nilsson-Modell

4.2. Das "Alignment-Coupling"-Modell

Dieses Modell beschreibt den ungeraden Kern durch die Kopplung eines Teilchens an die kollektive Bewegung eines starren achsial-symmetrisch deformierten Kernrumpfs. Für die Bewegung des Teilchens um den Rumpf kann man sich zwei Grenzfälle vorstellen. Zum einen den, daß die Teilchenbewegung um die Deformationsachse des Rumpfes verläuft, und der dem einfachen "Strong-Coupling"-Modell entspricht. Zum anderen kann die im "Strong-Coupling"-Modell normalerweise nicht berücksichtigte Corioliskraft u.U. bewirken, daß Teilchenbewegung und Rotation des Kernrumpfes um die gleiche Achse stattfinden, wodurch beide Bewegungen voneinander entkoppelt werden. Der Hamiltonoperator des hier beschriebenen Modells beinhaltet auch den Coriolis-term, und an seiner Form kann man sehen unter welchen Umständen Teilchen- und Kollektivbewegung voneinander entkoppelt sind. Trotz der einschränkenden Annahme eines starren symmetrischen Rotators kann das Modell viele Kerne des betrachteten Massenbereichs auch quantitativ gut beschreiben [NAK 72], [HAB 73], weshalb es auch zur Beschreibung der vorliegenden experimentellen Ergebnisse herangezogen wird. Dabei ist es von besonderem Interesse, die von dem Modell vorhergesagten Zustände mit Spin $I < 11/2$ erstmals mit experimentellen Daten zu vergleichen.

Der Hamiltonoperator eines Systems aus achsialsymmetrisch deformiertem Rumpf und angekoppelten Teilchen lautet:

$$(4.1) \quad H = H_T + \frac{\hbar^2}{2\theta} \cdot \vec{R}^2$$

wobei H_T der Hamiltonoperator der Einteilchenbewegung ohne Rotation des Rumpfes ist, θ das Trägheitsmoment des Kernrumpfes und \vec{R} den Drehimpuls der Rumpfbewegung darstellt. Führt man den Gesamtdrehimpuls des Systems \vec{I} und den Drehimpuls des Teilchens \vec{j} ein, $\vec{I} = \vec{R} + \vec{j}$, und berücksichtigt, daß wegen der Achsial-symmetrie $R_3 = 0$ und demnach $I_3 = K = j_3 = \Omega$ ist, so erhält man

$$(4.2) \quad H = H_T + \frac{\hbar^2}{2\theta} \left[I(I+1) + j(j+1) - 2\Omega^2 - 2(I_1 j_1 + I_2 j_2) \right]$$

Der letzte Term, der unter der üblichen Verwendung von Auf- und Absteigeoperatoren auch als $-\frac{\hbar^2}{2\theta} (I_+ j_- + I_- j_+)$ geschrieben werden kann, beschreibt dabei die Kopplung zwischen der inneren Bewegung und der Rotation, d.h. es handelt sich hierbei um den Coriolis-Term, weshalb diese Kopplung auch Coriolis-Kopplung genannt wird:

$$H_c = \frac{\hbar^2}{2\theta} (I_+ j_- + I_- j_+)$$

Für den $h_{11/2}$ -Zustand als einzigen Zustand negativer Parität der betreffenden Schale kann j als nahezu gute Quantenzahl angesehen werden, auch wenn streng genommen für einen deformierten Kern weder R noch j Erhaltungsgrößen sind. Damit und unter der Annahme reiner Quadrupoldeformation des Rumpfes, kann der Hamiltonoperator der Einteilchenbewegung nach [BOH 69] geschrieben werden als:

$$(4.3) \quad H_T = E_0(n l j) + \kappa \cdot \beta \frac{3\Omega^2 - j(j+1)}{4j(j+1)} = E_j + \kappa \cdot \beta \cdot \Omega^2$$

mit β als Deformationsparameter.

(4.2) und (4.3) zusammen ergeben:

$$(4.4) \quad H = E_j + \frac{\hbar^2}{2\theta} [I(I+1) + j(j+1)] + (\kappa \cdot \beta - 2 \frac{\hbar^2}{2\theta}) \Omega^2 + H_c$$

Für einen Zustand mit vorgegebenen Werten I , j und β sind die ersten beiden Terme von (4.4) diagonal, so daß zur Lösung des Problems noch die beiden Terme $(\kappa \cdot \beta - 2 \frac{\hbar^2}{2\theta}) \Omega^2 + H_c$ zu diagonalisieren sind. Je nach Situation, d.h. je nach Größe von β , und damit auch θ , und I , kann einer der beiden Terme gegenüber dem anderen vernachlässigt werden. Für großes β , d.h. große Deformation und damit großes Trägheitsmoment θ , ist $\kappa \cdot \beta$ groß dagegen $\frac{\hbar^2}{2\theta}$ und damit auch H_c klein, so daß die Lösungen Eigenfunktionen von Ω^2 werden. Somit ist in diesem Fall Ω annähernd eine gute Quantenzahl. Dies entspricht dem in Abb. 25a dargestellten Schema des "strong-coupling"-Modells.

Für sehr große Werte des Gesamtdrehimpulses I wird der Coriolis-Term H_c groß und überwiegt den Ω^2 -Term, so daß die Lösungen näherungsweise Eigenfunktionen von H_c werden. Dies tritt auch

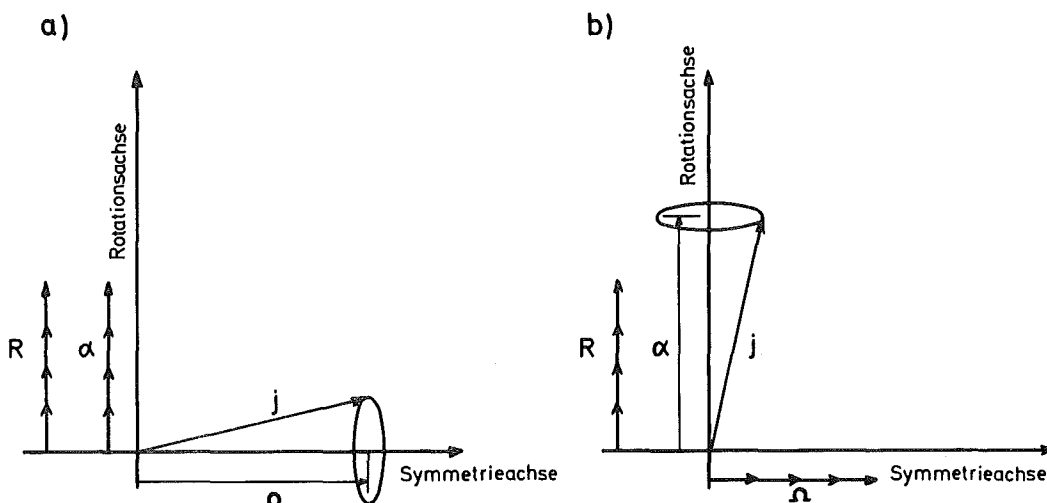


Abb 25: a) Deformations- und b) Rotationsausrichtung der Einteilchenbewegung. R ist der Drehimpuls des Rumpfes, j der des Teilchens und Ω und α sind die Projektionen von j auf die Symmetrie- bzw. Rotationsachse. Mehrfachpfeile bezeichnen Größen, die keine gute Quantenzahl sind

dann auf, wenn bei kleineren Werten von I der Ω^2 -Term dadurch verschwindet, daß ein positiver Wert von $\kappa \cdot \beta$ sich nahezu gegen $2 \frac{\hbar^2}{2\theta}$ aufhebt. Für einen $h_{11/2}$ -Loch-Zustand ist $\kappa \cdot \beta$ bei oblater Deformation positiv. Dabei ist $\kappa \cdot \beta - 2 \frac{\hbar^2}{2\theta}$ bei einer Massenzahl von ungefähr 140 für β zwischen $-0,1$ und $-0,2$ klein. Den Fall, daß die Lösungen Eigenfunktionen von H_c sind, bezeichnen Stephens et al. als "Rotation-Alignment"-Kopplung (Abb. 25b).

Die exakten Eigenwerte von (4.4) unter zusätzlicher Berücksichtigung der Paarwechselwirkung ist für verschiedene Werte des Gesamtspins I in Abhängigkeit von β in Abb. 26 dargestellt.*)

Dem Bild kann bereits eine qualitative Aussage über die Deformation der Isotonenreihen mit $N = 81, 79$ und 77 entnommen werden. Die Multipletts der $N = 81$ Isotone werden von dem Modell für $\beta \approx 0$, also nahezu sphärische Rumpfform vorhergesagt. Aus der Spinfolge $11/2, 15/2, 19/2$ usw., also dem Auftreten von $\Omega=1/2$ -Banden,

*) Das Rechenprogramm wurde uns freundlicherweise von Prof. R.M. Diamond zur Verfügung gestellt.

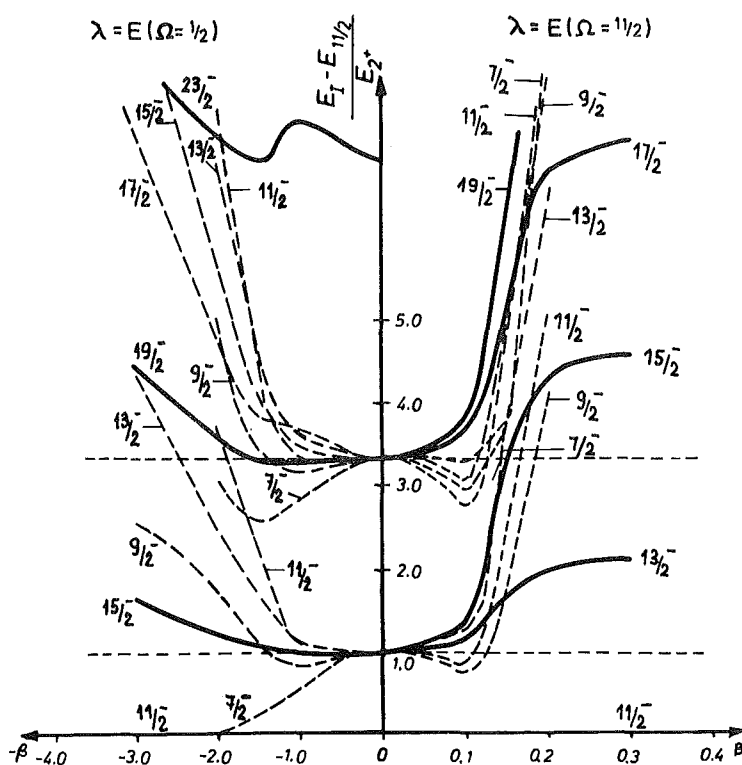


Abb. 26: Verlauf der Zustände der $\Omega = 1/2$ - bzw. $\Omega = 11/2$ -Bande in Abhängigkeit des Deformationsparameters β . Die Lage der Fermikante ist in der Nähe der abgeschlossenen Neutronenschale mit $N = 82$ angenommen

folgt für die Isotone mit 79 Neutronen eine oblate Kerndeformation. Dagegen können die $\Omega = 11/2$ -Banden der $N = 77$ Isotone an Hand dieses Modells nur durch eine kleine prolate Deformation erklärt werden. In Abb. 27 sind die experimentell gefundenen Zustände negativer Parität, auch die aus den Messungen des ^{137}Pm -Zerfalls erhaltenen mit $I < 11/2$, den entsprechenden Lösungen von (4.4) bei $\beta = 0,1$ gegenübergestellt. Demnach werden die Niveauabstände innerhalb eines Multipletts von der Theorie gut wiedergegeben, doch liefert die Theorie für die Abstände der Multipletts untereinander zu große Werte.

Es liegt nahe, die Abweichungen zwischen theoretischen Rechnungen und experimentellen Ergebnissen auf die Vereinfachungen des Modells zurückzuführen, in diesem Fall also auf die Voraussetzung eines starren achsialsymmetrisch deformierten Rumpfes. Nachdem die benachbarten gg-Kerne sich in Modellrechnungen als weiche asymmetrische Rotatoren gezeigt haben [HAB 72], wurde versucht,

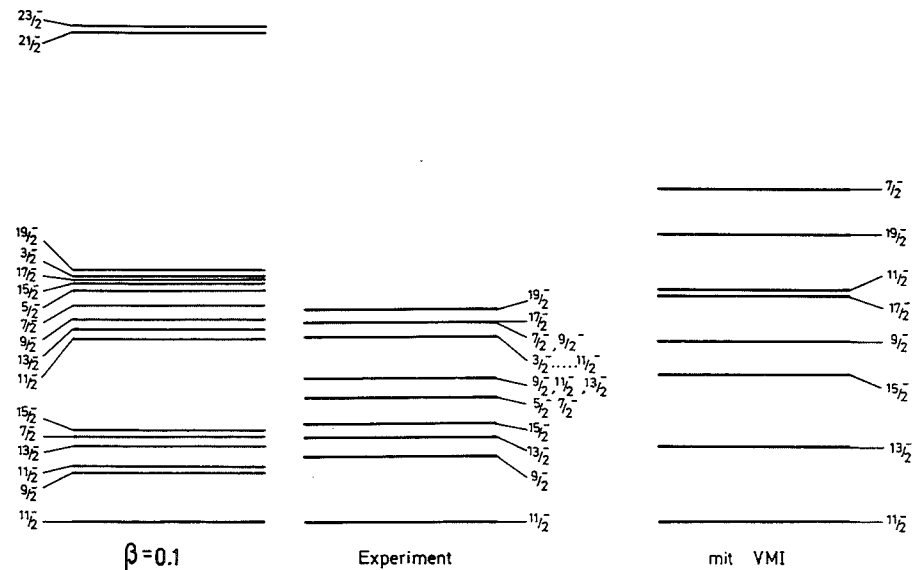
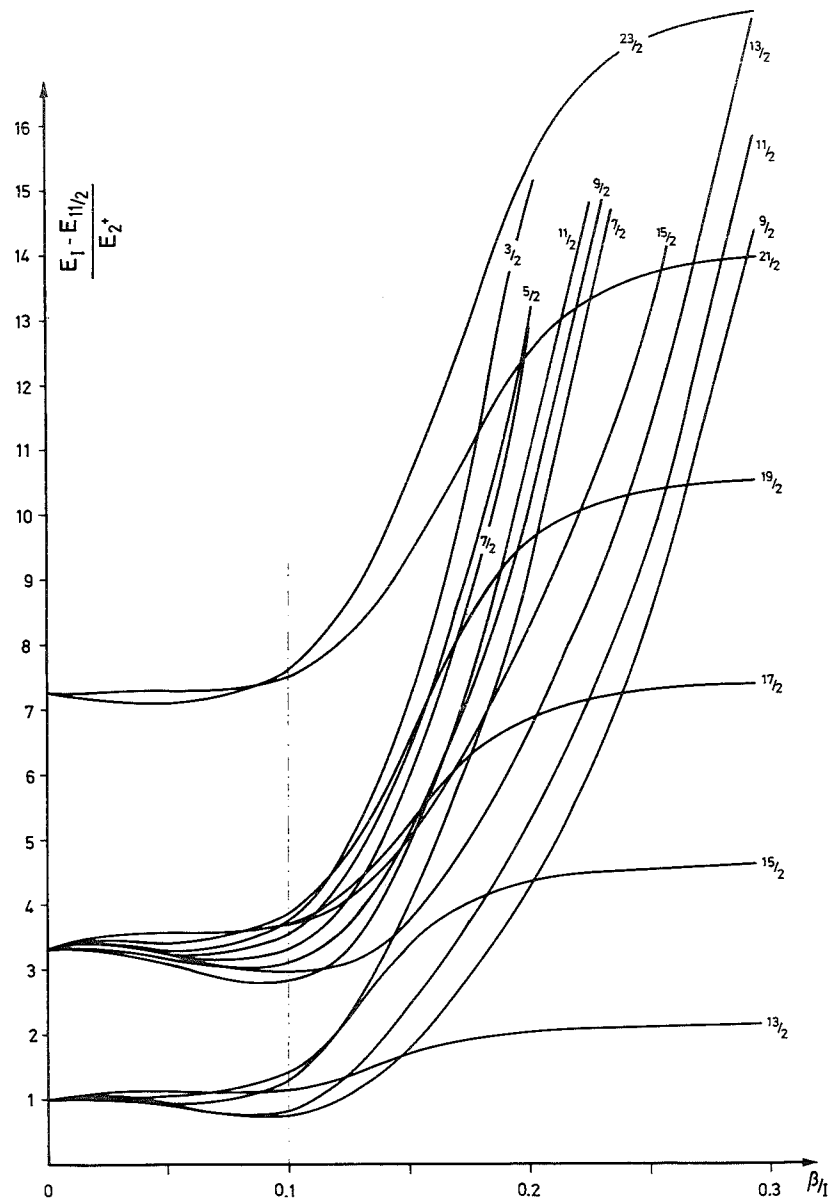


Abb. 27: Vergleich der experimentell gefundenen Zustände negativer Parität in ^{137}Nd mit Rechnungen nach dem "Alignment-Coupling"-Modell mit und ohne Berücksichtigung eines veränderlichen Trägheitsmoments

der Weichheit des Rumpfes durch eine phänomenologische Berücksichtigung eines veränderlichen Trägheitsmoments Rechnung zu tragen. Dies geschah in gleicher Weise wie bei dem in der Beschreibung der Grundzustandsbanden von gg-Kernen erfolgreichen VMI-Modell [MAR 69]. Dies geht von der Annahme aus, daß mit zunehmendem Spin die Deformation, und mit ihr proportional das Trägheitsmoment wächst, also $\theta = \theta(I) = \text{const} \cdot \beta_I$. Dem Hamiltonoperator (4.1) wird ein Term hinzugefügt, der die potentielle Energie der "Rückstellkraft" berücksichtigt:

$$(4.5) \quad H_T + \frac{\hbar^2}{2\theta_I} \cdot R^2 + \frac{C}{2} (\theta_I - \theta_0)^2$$

Darin bedeutet C die Rückstellkonstante, die umgekehrt proportional der Weichheit des Kernrumpfes ist, und θ_0 das Grundzustandsträgheitsmoment. Für jeden Spinwert I ist nun der Eigenwert von H eine Funktion des Trägheitsmoments θ_I , das durch die Gleichgewichtsbedingung

$$(4.6) \quad \left. \frac{\partial E_I(\theta)}{\partial \theta} \right|_{\theta=\theta_I}$$

festgelegt ist.

Ein Gefühl für die Größen C und θ_0 kann man erhalten, wenn man diese nach [MAR 69] für die benachbarten gg-Kerne, also z.B. ^{136}Nd und ^{138}Nd aus deren E_{4+}/E_{2+} -Verhältnis bestimmt. Und zwar erhält man für ^{136}Nd : $C = 1,8 \cdot 10^{-2} \text{ MeV}^3/\hbar^6$ $\theta_0 = 3,8 \cdot \hbar^2/\text{MeV}$ und für ^{138}Nd : $C = 0,8 \cdot 10^{-2} \text{ MeV}^3/\hbar^6$ $\theta_0 = 2,3 \cdot \hbar^2/\text{MeV}$. In Abb. 27 ist das Ergebnis einer solchen Rechnung für ^{137}Nd mit den Parametern $C = 8 \cdot 10^{-3} \text{ MeV}^3/\hbar^6$ $\theta_0 = 2,3 \cdot \hbar^2/\text{MeV}$ eingezeichnet. Man sieht, daß die Berücksichtigung der Weichheit mit diesem phänomenologischen Ansatz bei Verwendung sinnvoll erscheinender Parameterwerte nicht ausreicht, das experimentelle Niveauschema quantitativ gut zu reproduzieren.

Berücksichtigt man die Asymmetrie, also Dreiachsigkeit des Kernrumpfes, so ist Ω keine gute Quantenzahl mehr, so daß die Diagonalisierung des Hamiltonoperators nicht mehr so einfach und übersichtlich wie im beschriebenen Modell erreicht werden kann. Leider existiert zur Zeit noch keine Formulierung für ein solcher-

art erweiteres Modell, weshalb der quantitative Einfluß der Asymmetrie auf die Eigenlösungen des entsprechenden Hamiltonoperators nicht geprüft werden konnte.

Die experimentellen Grundlagen der vorliegenden Arbeit ergaben sich im Rahmen der Gemeinschaftsexperimente des II. Physikalischen Instituts der Universität Heidelberg mit dem Zyklotronlaboratorium des Kernforschungszentrums Karlsruhe. Die Arbeit ist daher undenkbar ohne die stete Hilfe der Herren

Dr. J. Buschmann, H. Faust, Dr. D. Habs, Dr. A. Hanser, Dr. H. Klewe-Nebenius, Dr. H. Rebel, Dr. G. Schatz und K. Wisshak.

Den Herren Dr. H. Rebel und Dr. G. Schatz danke ich besonders für die Anregung zu dieser Arbeit und wertvolle Diskussionen bei der Durchsicht des vorliegenden Textes. Vielen Mitarbeitern des Zyklotronlaboratoriums gilt mein Dank für ihre Hilfsbereitschaft bei der Lösung kleiner und großer Probleme.

Mitarbeitern des KVI Groningen und des Naturkundig Laboratorium der Rijksuniversiteit Groningen, insbesondere Herrn Dr. J. van Klinken, danke ich für die Möglichkeit zu ergänzenden Experimenten und die gute Zusammenarbeit. Schließlich gilt mein Dank Frau E. Kirste für ihre Mühe bei der äußeren Gestaltung des Manuskriptes.

5. Literaturverzeichnis

- BAZ 73 Baznat, M.I., Pyatov, N.I. und Chernei, M.I.:
JINR-P4-7224, Dubna (1973)
- BOH 73 Bohr, A. und Mottelson, B.R.: Nuclear Structure Vol. 1,
New York (1969)
- BUS 73 Buschmann, J.: private Mitteilung
- CLI 71 Cline, C.K. und Blann, M.: Nucl. Phys. A172 (1971) 225
- DEH 70 Dehnhardt, W.: Dissertation, Heidelberg (1970)
- DRO 70 Droste, Ch., Neubert, W., Lewitowicz, J., Chojnacki, S.,
Morek, T., Wilhelmi, Z. und Alexander, K.F.:
Nucl. Phys. A152 (1970) 579
- EKS 72 Ekström, C., Ingelman, S., Olsmats, M., Wannberg, B.,
Anderson, G. und Rosén, A.: Nucl. Phys. A196 (1972) 178
- FAB 65 Fabricius, H., Freitag, K. und Göring, S.:
Nucl. Instr. Meth. 38 (1965) 64
Fabricius, H., Freitag, K., Göring, S., Hanser, A.
und Langmann, H.-J.: KFK-Bericht 511 (1966)
- FEU 68 Feurer, B.: Interner Arbeitsbericht des Zyklotron-
Laboratoriums Nr. 18 (1968), unveröffentlicht
- FEU 74 Feurer, B. und Hanser, A.: Interner Arbeitsbericht des
Zyklotron-Laboratoriums Nr. 54 (1974), unveröffentlicht
- GAR 69 Garvey, G.T., Gerace, W.J., Jaffe, R.L., Talmi, J. und
Kelson, J.: Rev. Mod. Phys. 41 (1969) 1
- GIZ 74 Gizon, J., Gizon, A., Maier, M.R., Diamond, R.M. und
Stephens, F.S.: Nucl. Phys. im Druck und LBL-Report
Nr. 1948
- GNE 71 Gneuß, G. und Greiner, W.: Nucl. Phys. A171 (1971) 449
- GRO 67 Grover, J.R. und Gilat, J.: Phys. Rev. 157 (1967) 814
- HAB 72 Habs, D., Klewe-Nebenius, H., Löhken, R., Nowicki, G.,
Rebel, H. und Wisshak, K.: KFK-Bericht 1715 (1972)
und Z. Physik 267 (1974) 149
- HAB 73 Habs, D.: Dissertation, Heidelberg (1973)
- HOR 70 Horen, D.J.: (Herausg.) Nuclear Data sheets (1970)
- IKO 71 Studies at IKO: Colloquium on Intermediate Nuclei,
Orsay (1971) S. 228
- KLE 73 Klewe-Nebenius, H.: Dissertation, Heidelberg (1973)

- KLI 71 Klinken, J. van, Göring, S., Habs, D., Hartrott, H. von, Klewe-Nebenius, H., Löhken, R., Rebel, H. und Schatz, G.: Z. Physik 246 (1971) 369
- KLI 72 Klinken, J. van und Wisshak, K.: Nucl. Instr. Meth. 98 (1972) 1
- KLI 74 Klinken, J. van, Habs, D., Klewe-Nebenius, H., Wisshak, K., Nowicki, G., Buschmann, J., Göring, S., Löhken, R., Rebel, H. und Schatz, G.: KFK-Bericht 1768 (1974)
- KOW 70 Kownacki, J., Sergejew, V., Suljkowski, Z. und Ryde, H.: AFI-Report (1970), 3.1.12.
- LED 67 Lederer, C.M., Hollander, J.M. und Perlman, I.: Table of Isotopes, 6. ed., New York (1967)
- NAK 71 Nakai, K.: Phys. Lett. 34B (1971) 269
- NAK 73 Nakai, K., Leigh, J.R., Maier, K.H., Stephens, F.S., Diamond, R.M., Kleinheinz, P. und Lovehoiden, G.: Nucl. Phys. A213 (1973) 1
- SCH 73 Schweimer, G.W.: private Mitteilung
- SHE 61 Sheline, R.K., Sikkeland, T. und Chanda, R.N.: Phys. Rev. Lett. 7 (1961) 446
- STD 72 Stephens, F.S., Diamond, R.M., Leigh, J.R., Kammuri, T. und Nakai, K.: LBL-Report 652 (1972)
- STE 72 Stephens, F.S. und Simon, R.S.: Nucl. Phys. A183 (1972) 257
- STE 73 Stephens, F.S.: Proc. Int. Conf. on Nucl. Phys. München (1973), Vol. II, 372
- WES 73 Westgaard, L., Hansen, P.G., Jonson, B., Ravn, H.L. und Sundell, S.: Proc. Int. Conf. on Nucl. Phys. München (1973) Vol. I, 696
- WIL 71 Wilhelm, A.: Interner Arbeitsbericht des Zyklotron-Laboratoriums Nr. 42 (1971), unveröffentlicht
- WIS 74 Wisshak, K.: Dissertation, Heidelberg 1974
- YAM 67 Yamazaki, T.: Nucl. Data A3 (1967) 1
- ZWE 57 Zweifel, P.F.: Phys. Rev. 107 (1957) 329

Anhang

a) Daten zum Zerfall von ^{137}Pm

Begründung des Niveauschemas:

Das Niveau bei 614,9 keV: Die γ -Übergänge von 286,0 keV, 177,5 keV und 108,6 keV sind in Koinzidenz mit einer Linie bei 328,9 keV. Der $3/2^+ \rightarrow 1/2^+$ -Übergang von 108,6 keV ist zudem mit einer Linie von 506 keV koinzident. Diese beiden γ -Energien führen auf ein Niveau bei 614,9 keV. Die Intensitätsbalance dieses Niveaus schließt eine Population durch β -Zerfall mit einiger Sicherheit aus. Der Konversionskoeffizient des γ -Übergangs von 328,9 keV weist diesem die Multipolarität $M1 + E2$ zu. Dadurch sind Spin und Parität des Niveaus bei 614,9 keV auf $1/2^+ \dots 7/2^+$ eingeschränkt. Auf Grund der Übergänge von höher liegenden Zuständen in dies Niveau sind $I^\pi = 5/2^+$ oder $7/2^+$ am wahrscheinlichsten.

Die Niveaus bei 797,8 keV und 1987,7 keV: Der γ -Übergang von 268,7 keV ist mit Linien von 529,1 keV und 1189,9 keV koinzident. Die 1189,9 keV-Linie weist darüber hinaus Koinzidenzen mit dem 286,0 keV-Übergang auf. Auf Grund der Intensitäten der Übergänge wird die Niveaufolge 797,8 keV - 1987,7 keV nahegelegt. Der Übergang vom Niveau bei 797,8 keV in das $5/2^+$ -Niveau bei 286,0 keV mit einer Energie von 511,8 keV kann wegen der starken Linie der 511 keV-Vernichtungsstrahlung nicht beobachtet werden. Konversionskoeffizienten der Übergänge von 529,1 keV und 1189,9 keV können wegen der zu geringen Elektronenintensität nicht angegeben werden, was andererseits höhere Multipolaritäten als $M1$ und $E2$ ausschließt. Somit können Spin und Parität des 797,8 keV-Zustandes auf $1/2^+ \dots 7/2^+$ eingeschränkt werden.

Die Niveaus bei 834,5 keV und 851,5 keV: Die energetische Lage dieser Niveaus ist durch je zwei Summenrelationen und Koinzidenzen der Übergänge zu den Niveaus bei 268,7 keV, 286,0 keV und 1899,5 keV festgelegt. Mangelnde Intensität der entsprechenden Konversionselektronenlinien läßt keine Angabe von Konversionskoeffizienten zu. Wegen der beobachteten Übergänge von

diesen Niveaus in $3/2^+$ - und $5/2^+$ -Zustände und in diese Niveaus vom Zustand bei 1899,5 keV haben beide wahrscheinlich Spin und Parität $3/2^+$, $5/2^+$ oder $7/2^+$.

Das Niveau bei 976,8 keV: Mit den γ -Übergängen, die das $5/2^+$ -Niveau bei 286,0 keV entvölkern, ist eine Linie von 690,8 keV koinzident, deren Konversionskoeffizient die Multipolarität M2 liefert. Zusammen mit einem Übergang von 457,3 keV der Multipolarität M1 + E2, der nicht in Koinzidenz mit den Übergängen des Isomerzerfalls ist und gerade die Differenzenergie von 690,8 keV und den 233,6 keV des E3-Übergangs aufweist, ergibt dies ein Niveau bei 976,8 keV, dessen Spin und Parität $9/2^-$ beträgt. Die Intensitätsbalance dieses Niveaus führt auf einen log ft-Wert von 6,7. Somit sollte es durch erlaubten oder einfach verbotenen β -Zerfall bevölkert werden.

Das Niveau bei 1100,0 keV: Sowohl "inbeam" wie "offbeam" wird ein starker γ -Übergang von ca. 580,4 keV ohne Koinzidenzen mit Übergängen des Isomerzerfalls beobachtet. Zusammen mit Summenrelationen zu Niveaus bei 1510,6 keV und 1899,5 keV folgt ein Niveau bei 1100,0 keV. Konversionsdaten und Winkelverteilungsmessung legen Spin und Parität dieses Zustands auf $13/2^-$ fest. Die Intensitätsbalance führt zu einem log ft-Wert von 6,3. Somit wird dieses Niveau durch erlaubten oder einfach verbotenen β -Zerfall bevölkert.

Das Niveau bei 1374,5 keV: Drei Summenrelationen und drei Koinzidenzen legen ein Niveau bei 1374,5 keV fest. Die beobachteten Übergänge und der Konversionskoeffizient des 414,0 keV-Übergangs vom Niveau bei 1788,5 keV schränken Spin und Parität dieses Zustands auf $5/2^-$ oder $7/2^-$ ein.

Das Niveau bei 1510,6 keV: Drei Summenrelationen und zwei Koinzidenzbeziehungen ergeben einen Zustand bei 1510,6 keV. Die beiden Übergänge von 410,6 keV und 534 keV in das $13/2^-$ - bzw. $9/2^-$ -Niveau haben auf Grund der gemessenen Konversionskoeffizienten die Multipolarität M1 + E2. Dadurch sind Spin und Parität des 1510,6 keV-Niveaus auf $9/2^-$, $11/2^-$ oder $13/2^-$

eingeschränkt. Der aus der Intensitätsbalance folgende log ft-Wert von 6,0 weist auf einen erlaubten oder einfach verbotenen β -Zerfall in dies Niveau hin.

Die Niveaus bei 1707,1 keV und 1899,5 keV: Starke γ -Übergänge von 1092,2 keV bzw. 1284,7 keV in den 614,9 keV-Zustand sowie das Auftreten der Differenzenergie von 192,9 keV in Koinzidenz mit der 1092,2 keV-Linie ergeben die Niveaus bei 1707,1 keV und 1899,5 keV. Das 1899,5 keV-Niveau ist durch mehrere andere Übergänge zusätzlich gesichert. Diese beobachteten Übergänge und die Multipolarität M1 + E2 des 389,2 keV-Übergangs in den Zustand bei 1510,6 keV schränken Spin und Parität des 1899,5 keV-Niveaus auf $7/2^-$ oder $9/2^-$ ein. Die aus der Intensitätsbalance abgeschätzte untere Grenze des log ft-Wertes von 5,9 läßt erlaubten oder einfach verbotenen β -Zerfall in den Zustand bei 1899,5 keV zu.

Das Niveau bei 1788,5 keV: Eine Summenrelation und eine Koinzidenz lassen einen Zustand bei 1788,5 keV als wahrscheinlich erscheinen, dessen Spin und Parität wegen der Multipolarität M1 + E2 des 414,0 keV-Übergangs in das Niveau bei 1374,5 keV auf $3/2^-$ bis $11/2^-$ eingeschränkt sind.

Die Niveaus bei 2370,2 keV, 2433,3 keV, 2722,5 keV und 2803,9 keV: Diese vier Zustände ergeben sich aus mehreren Summenrelationen und Koinzidenzbeziehungen. Da jeweils nur zu einem Übergang ein Konversionskoeffizient bestimmt werden konnte, sind die Spins dieser Niveaus nur wenig eingeschränkt. Da es sich um die energetisch höchsten eingeordneten Niveaus handelt, kann über ihre Intensitätsbalance und damit ihre log ft-Werte keine Aussage gemacht werden.

Tabelle der "Off-beam" γ -Übergänge in ^{137}Nd

E_γ (keV)	I_γ (rel.)	$10^2 \cdot \alpha_K$ (exp.)
87,0 \pm 0,2	16,4 \pm 0,1	$\sum \alpha_L: 93 \pm 30$
108,6 \pm 0,2	100 Norm	90 \pm 19
160,5 \pm 0,4	4,7 \pm 0,1	34 \pm 11
177,5 \pm 0,2	115,1 \pm 0,3	22 \pm 5,5
192,9 \pm 0,4	1,6 \pm 0,1	
213,0 \pm 0,5	< 1	
220,2 \pm 0,5	< 1	
233,6 \pm 0,3	84,5 \pm 0,3	25 \pm 6
268,7 \pm 0,3	24,2 \pm 0,2	9,1 \pm 2,3
286,0 \pm 0,2	45,9 \pm 0,2	3,0 \pm 0,8
293,1 \pm 0,5	< 1	
325,1 \pm 0,5	8,3 \pm 0,2	3,6 \pm 1,4
328,8 \pm 0,5	9,4 \pm 0,2	3,9 \pm 1,4
340,3 \pm 0,4	1,3 \pm 0,1	
352,3 \pm 0,3	3,7 \pm 0,1	6,3 \pm 2,7
370,6 \pm 0,3	8,3 \pm 0,1	3,8 \pm 1,3
379,5 \pm 0,4	1,3 \pm 0,1	
389,2 \pm 0,3	8,4 \pm 0,1	3,3 \pm 1,4
397,7 \pm 0,3	3,4 \pm 0,1	
410,6 \pm 0,5	20,0 \pm 0,3	1,6 \pm 0,5
414,0 \pm 0,5	6,2 \pm 0,2	3,7 \pm 1,3
419,1 \pm 0,5	< 1	
434,1 \pm 0,3	1,9 \pm 0,1	
457,3 \pm 0,5	12,1 \pm 0,3	
459,2 \pm 0,5	5,4 \pm 0,3	1,8 \pm 0,7
463,7 \pm 0,5	< 1	
470,7 \pm 0,3	10,4 \pm 0,1	1,9 \pm 0,8
506 \pm 1	20 \pm 5	
525,1 \pm 0,4	4 \pm 1	
529,2 \pm 0,4	7,1 \pm 0,1	
533,8 \pm 0,4	14,8 \pm 0,2	
548,8 \pm 0,3	11,3 \pm 0,2	

E_{γ} (keV)	I_{γ} (rel.)	$10^2 \cdot \alpha_K$ (exp.)
565,6 \pm 0,3	7,4 \pm 0,1	0,93 \pm 0,35
581, \pm 1	38 \pm 5	
586,9 \pm 0,4	1,8 \pm 0,1	
591,5 \pm 0,4	< 1	
611,6 \pm 0,5	< 1	
645,7 \pm 0,3	1,9 \pm 0,1	
658,6 \pm 0,3	1,5 \pm 0,1	
669,2 \pm 0,5	< 1	
672,7 \pm 0,4	1,1 \pm 0,1	
690,8 \pm 0,3	8,3 \pm 0,2	
695,4 \pm 0,5	< 1	
703,5 \pm 0,5	< 1	
712,8 \pm 0,4	2,0 \pm 0,1	
714,3 \pm 0,4	1,1 \pm 0,1	
722,9 \pm 0,4	1,5 \pm 0,1	
735,0 \pm 0,5	< 1	
743,3 \pm 0,4	1,9 \pm 0,1	
749,1 \pm 0,5	< 1	
759,5 \pm 0,5	3,1 \pm 0,1	
788,8 \pm 0,5	2,4 \pm 0,1	
798,6 \pm 0,5	1,4 \pm 0,1	
818 \pm 1	< 1	
821,7 \pm 0,5	2,2 \pm 0,1	
829 \pm 1	< 1	
836,8 \pm 0,6	2,8 \pm 0,1	
854 \pm 1	< 1	
871 \pm 1	< 1	
880 \pm 1	< 1	
895 \pm 1	< 1	
921,2 \pm 0,6	1,9 \pm 0,1	
923,0 \pm 0,5	6,8 \pm 0,2	
939 \pm 1	< 1	
946 \pm 1	< 1	
968 \pm 1	< 1	

E_{γ} (keV)	I_{γ} (rel.)	$10^2 \cdot \alpha_K$ (exp.)
977 ± 1	< 1	
991 ± 1	< 1	
995 ± 1	1,2 $\pm 0,1$	
1013,7 $\pm 0,5$	2,0 $\pm 0,1$	
1028 ± 1	< 1	
1038 ± 1	< 1	
1047,6 $\pm 0,5$	2,0 $\pm 0,1$	
1064,7 $\pm 0,5$	2,8 $\pm 0,1$	
1090 ± 1	1,2 $\pm 0,1$	
1092,2 $\pm 0,5$	12,7 $\pm 0,2$	
1123,6 $\pm 0,5$	1,1 $\pm 0,1$	
1136 ± 1	1,2 $\pm 0,1$	
1141 ± 1	< 1	
1145 ± 1	< 1	
1153 ± 1	< 1	
1171 ± 1	< 1	
1189,9 $\pm 0,5$	3,3 $\pm 0,1$	
1201 ± 1	< 1	
1278,9 $\pm 0,8$	1,6 $\pm 0,1$	
1284,7 $\pm 0,5$	19,3 $\pm 0,3$	
1381 ± 1	< 1	
1409 ± 1	< 1	
1461 ± 1	< 1	
1468 ± 1	< 1	
1518 ± 1	1,2 $\pm 0,1$	
1551 ± 1	< 1	
1605 ± 1	< 1	

"Off-beam"- $\gamma\gamma$ -Koinzidenzmatrix ^{137}Nd

keV	108	159	177	192	233	268	286	325	328	352	370	389	397	411	414	457	459	470	506	529	533	549	565	580	691	923	1048	1065	1092	1190	1285	
108	■		+	o	+				+									+	+		+	+	+		+				+	+		
159	+	■			+					+									+						+							
177	+		■		+				+												+	+	+		+					o	+	
192	o			■															+											+		
233	+	+			■	+	+																									
268					+	■														+			+			+						
286					+		■		+												+	o	+	+		+			o	o	o	o
325								■			+					+					+			+		+						
328	+	+				+			■																							+
352		+				o				■									+													+
370											■	+										+	+		+	+					+	+
389							o		+			■				+	o				+	+		+	+							
397													■					+		o	+			+	+							
411	o	o									+			■		+			o					+	+							
414															■	+			+					+	+							
457				o												■					+					+						
459			+				+	+			o						■			o		+				+						
470	+	o		+					o	+		+						■							o	+						
506	+																		■													+
529			+			+					+			o						■												
533	+	+				+					+	+									■					+	+					
549	+	+				+																■							+			
565	+	+				+	+																■						+			
580						+			+		+		o			o								■								
691			+			+						o		o							+				■	+						
923										o							+	+								■						
1048	o	+																									■					
1065		+				+																	+					■				
1092	+	o				+		o											+										■			
1190		o			+	o														+	+									■		
1285	+	+				o		+	+										+											■		

b) Tabelle der "In-beam"- γ -Übergänge in ^{137}Nd

E_{γ} (keV)	I_{γ} (rel.)	A_2/A_0
224,4 \pm 0,3	19,5 \pm 0,6	-0,41 \pm 0,2
263,6 \pm 0,3	22,8 \pm 0,6	-0,57 \pm 0,3
295,0 \pm 0,3	17,2 \pm 0,7	+0,62 \pm 0,25
318 \pm 0,5	7 \pm 2	
328,1 \pm 0,3	72,9 \pm 1,3	-0,13 \pm 0,1
402,4 \pm 0,3	47 \pm 2	-0,26 \pm 0,1
406,7 \pm 0,3	30,8 \pm 1,3	+0,67 \pm 0,08
409,4 \pm 0,3	39,0 \pm 1,4	\pm 0,44 \pm 0,07
502 \pm 1	21,7 \pm 2,0	
581 \pm 1	120 \pm 4	-0,38 \pm 0,15
669,0 \pm 0,3	100 Norm	+0,49 \pm 0,07
688 \pm 1	4 \pm 1	-0,76 \pm 0,3
705,6 \pm 0,3	77,0 \pm 2,5	
748,6 \pm 0,3	29,8 \pm 1,7	-0,57 \pm 0,5
763 \pm 1	10 \pm 3	+0,51 \pm 0,15
780,4 \pm 0,3	16,5 \pm 1,4	
788 \pm 1	20 \pm 3	+0,56 \pm 0,36
794 \pm 1	20 \pm 3	+0,38 \pm 0,11
881,4 \pm 0,5	50,0 \pm 2,5	+0,22 \pm 0,13
892,1 \pm 0,5	13,5 \pm 1,3	
904 \pm 1	12 \pm 3	+0,66 \pm 0,44
924,4 \pm 0,5	15,4 \pm 1,5	+0,23 \pm 0,3
977,8 \pm 0,5	26,8 \pm 1,7	-0,56 \pm 0,6
986,4 \pm 0,5	12,9 \pm 1,4	
1009,3 \pm 0,5	18,3 \pm 1,6	
1111,7 \pm 0,5	17,9 \pm 1,7	
1141 \pm 1	9 \pm 2	
1592,5 \pm 1	34,5 \pm 2,5	

c) Tabelle der "In-beam"- γ -Übergänge in ^{139}Sm

E_{γ} (keV)	I_{γ} (rel.)	$I_{\gamma}(140^{\circ})/I_{\gamma}(90^{\circ})$	Koinzidenzen mit E_{γ} (keV)
$199,5 \pm 1^{*})$	< 10	-	-
$202,5 \pm 0,3$	50 ± 5	1,2	-
$374 \pm 1^{*})$	32 ± 5	1,1	199,565,603,769,802
$564,7 \pm 0,3$	$67 \pm 2,5$	1,2	374,805,603
$589,4 \pm 0,3$	$58 \pm 2,5$	1,5	-
$602,8 \pm 0,5$	$42 \pm 3,5$	1,3	199,202,374,656,769
$682,6 \pm 0,3$	$49 \pm 2,5$	1,0	-
$769 \pm 1^{*})$	100 Norm	1,1	603,802,946
$802,2 \pm 0,5$	72 ± 3	0,85	565
$805,3 \pm 0,5$	$19 \pm 2,5$	1,3	-
$886 \pm 1^{*})$	34 ± 5	1,2	374,565,682
$946,0 \pm 0,5$	38 ± 3	1,2	202

*) Nicht aufgelöste Dubletts. Während I_{γ} auf bekannte Intensitäten der anderen Komponente korrigiert ist, ist das Verhältnis $I_{\gamma}(140^{\circ})/I_{\gamma}(90^{\circ})$ für die gesamte Linie angegeben.