



KERNFORSCHUNGSANLAGE JÜLICH GmbH

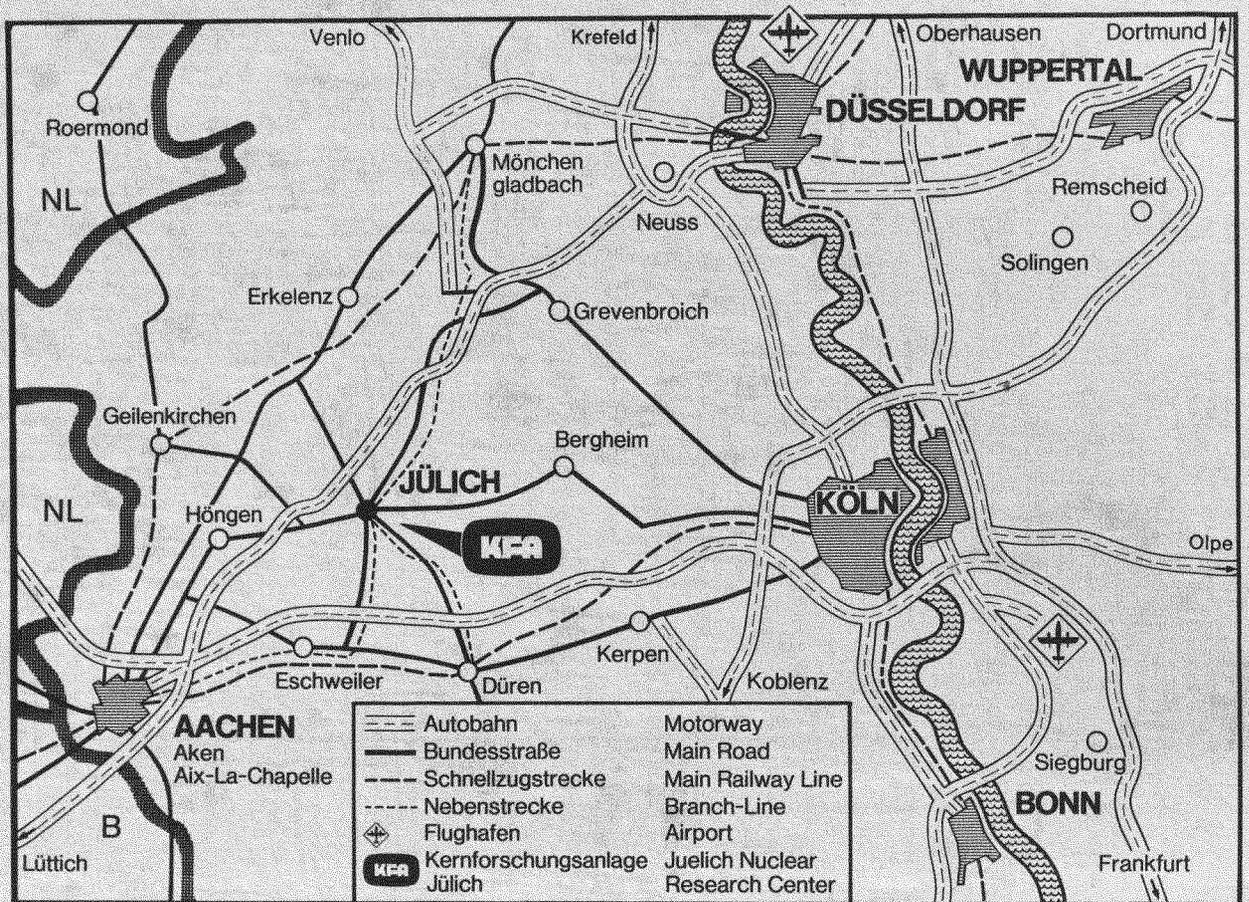
Institut für Kernphysik

**Der Backbending-Effekt in deformierten
Kernen**

von

R. M. Lieder

**Jül - 1495
März 1978
ISSN 0366-0885**



Als Manuskript gedruckt

Berichte der Kernforschungsanlage Jülich - Nr. 1495

Institut für Kernphysik Jül - 1495

Zu beziehen durch: ZENTRALBIBLIOTHEK der Kernforschungsanlage Jülich GmbH,
Jülich, Bundesrepublik Deutschland

Der Backbending-Effekt in deformierten Kernen

von

R. M. Lieder

Diese Arbeit wurde der Hohen Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät der Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität zu Bonn als Habilitationsschrift vorgelegt.

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung
2. Der Backbending-Effekt in geraden Kernen
 - 2.1. Untersuchung von Rotationsbanden mit (Teilchen, xn) Reaktionen
 - 2.2. Experimentelle Methoden zur Untersuchung der γ -Strahlung emittiert nach (Teilchen, xn) Reaktionen
 - 2.3. Systematische Darstellung des Backbending-Verhaltens von Rotationsbanden in geraden Kernen
 - 2.4. Das Kreuzen von Banden in geraden Kernen
 - 2.5. Die Lebensdauer von Hochspinzuständen
3. Theorie des Backbending-Effekts
 - 3.1. Modellrechnungen zum Backbending-Effekt
 - 3.2. Mikroskopische Theorie des Backbending-Effekts
 - 3.3. Berechnung von reduzierten Übergangswahrscheinlichkeiten
4. Der Backbending-Effekt in ungeraden Kernen
 - 4.1. Bandenstrukturen in ungeraden Kernen
 - 4.2. Vergleich des Backbending-Verhaltens von geraden und ungeraden Kernen
5. Zusammenfassung

1. Einleitung

Mit den heute bekannten experimentellen Methoden können Kernzustände von sehr großem Drehimpuls untersucht werden. Das Studium dieser Hochspinzustände hat gezeigt, daß sich die Kernstruktur bei großen Drehimpulsen ändert. Mehrere neue Eigenschaften der Kerne sind im Gebiet der Yrastzustände¹⁻⁵⁾ beobachtet worden. Unter einem Yrastzustand versteht man das Niveau niedrigster Anregungsenergie für einen gegebenen Drehimpuls⁴⁾. Bei vielen Kernen ist der Bereich der Yrastzustände bis zum Spin $I \approx 22$ detailliert experimentell untersucht worden. Es wurde das Auftreten des "Backbending"-Effekts und der entkoppelten Banden beobachtet. Unter dem Backbending-Effekt versteht man eine plötzliche Zunahme des Kernträgheitsmoments in Rotationsbanden bei einem bestimmten Drehimpuls. Entkoppelte Banden zeigen eine neuartige Bandenstruktur, die von der der bekannten stark gekoppelten Rotationsbanden abweicht. Beide Eigenschaften rühren von der Anwesenheit starker Corioliskräfte her.

Es liegen umfangreiche und systematische experimentelle Untersuchungen über den Backbending-Effekt und über die entkoppelten Banden im Gebiet der deformierten Kerne der Seltenen Erden vor. Beide Phänomene sind auch intensiv theoretisch studiert worden. Die Untersuchungen sind heute zu einem gewissen Abschluß gekommen und es ist daher möglich, sich ein nahezu vollständiges Bild dieser Effekte zu machen⁶⁾. Die beobachteten Phänomene sollen in dieser Arbeit zusammenfassend dargestellt werden. Einige Aspekte dieser Untersuchungen sind schon in früheren Übersichtsartikeln beschrieben worden⁷⁻⁹⁾.

Die Gleichgewichtsgestalt der Kerne wird in Zuständen mit niedrigem Drehimpuls durch die Schalenstruktur bestimmt. Die stark

deformierten Kerne haben in ihrem Grundzustand die Gestalt eines Rotationsellipsoids mit einer prolaten Deformation von $\beta \approx 0,3$. Das Niveauschema eines rotierenden deformierten Kerns weist die Struktur von Rotationsbanden auf und folgt in erster Näherung dem $I(I + 1)$ Gesetz (vgl. Kap. 2). Die Übergänge zwischen diesen Zuständen haben große E2 Matrixelemente. Eine wichtige Eigenschaft deformierter Kerne ist das Auftreten von Paarkorrelationen zwischen solchen Nukleonen, die zeitumgekehrte Zustände bevölkern⁶⁾. Die Paarungsenergie ist etwa 1,5 MeV. Ähnliche Paarkorrelationen treten auch zwischen Elektronenpaaren in supraleitenden Metallen auf. Es wird daher angenommen, daß die Kerne im Grundzustand sich in einer supraflüssigen Phase befinden. Das Auftreten von Paarkorrelationen führt zu einer Reduktion des Kernträgheitsmoments um einen Faktor 2-3 im Vergleich zu dem Wert für den starren Rotator.

Die Entwicklung der experimentellen Methoden ermöglichte es, in vielen Kernen Zustände mit Drehimpulsen bis zu $I \approx 22$ zu untersuchen. Bei dem Studium von Grundzustandsrotationsbanden (GRB) wurde erstmalig 1970 in verschiedenen deformierten Kernen gerader Massenzahl bei einem bestimmten Drehimpuls eine starke Zunahme des Trägheitsmoments beobachtet¹⁰⁾. Dieses Phänomen wird als Backbending-Effekt bezeichnet. Der Backbending-Effekt ist anfänglich folgendermaßen interpretiert worden: In rotierenden Kernen wirken auf die Nukleonen Zentrifugal- und Corioliskräfte. Die Corioliskräfte sind den Paarkräften entgegengerichtet, so daß die Paarkorrelationen mit zunehmender Rotationsfrequenz reduziert werden¹¹⁾. Diese Erscheinung, die als "Coriolis-Anti-Pairing"-Effekt (CAP-Effekt) bezeichnet

net wird, ist bereits 1960 von Mottelson und Valatin¹¹⁾ vorhergesagt worden. Bei einem bestimmten kritischen Drehimpuls werden die Corioliskräfte ebenso groß wie die Paarkräfte, und die Autoren¹¹⁾ nehmen an, daß alle Paare dann plötzlich aufbrechen. Die Kerne nehmen oberhalb des kritischen Drehimpulses das Trägheitsmoment des starren Rotators an. Mottelson und Valatin¹¹⁾ berechneten als Wert des kritischen Drehimpulses $I_c \approx 12$ für Kerne der Massenzahl $A \approx 80$. Neuere Rechnungen¹²⁻¹⁶⁾ zeigen, daß die Paarkorrelationen erst bei etwas größeren Drehimpulsen verschwinden sollten, und zwar zwischen $16 \hbar$ und $24 \hbar$ für Neutronen und oberhalb $30 \hbar$ für Protonen. Bei dem kritischen Drehimpuls sollte in diesem Modell ein Übergang von dem supraflüssigen in den normalen Zustand auftreten, analog zu dem Meissnereffekt, unter dem man die Zerstörung der Supraleitung in Metallen durch starke Magnetfelder versteht.

Neuere theoretische Untersuchungen haben jedoch gezeigt, daß der Backbending-Effekt nicht als Folge des CAP-Effekts auftritt, wie zunächst angenommen wurde. Der CAP-Effekt bewirkt lediglich eine gleichmäßige Zunahme des Trägheitsmoments⁶⁾ mit wachsendem Drehimpuls. Der Backbending-Effekt kann jedoch durch das Aufbrechen eines einzigen Nukleonenpaares verstanden werden, wenn die Nukleonen einen großen Eigendrehimpuls besitzen¹⁷⁾. Der Einfluß der Corioliskräfte auf ein derartiges Nukleonenpaar spielt die entscheidende Rolle in dem Backbending-Mechanismus, da sie auf Teilchen mit großem Eigendrehimpuls besonders stark wirken. Sie entkoppeln die Nukleonen des Teilchenpaares vom Rumpf und bewirken eine Ausrichtung der Eigendrehimpulse entlang der Rotationsachse. Dadurch nimmt das Trägheitsmoment des Kerns plötzlich

stark zu. Diese Interpretation des Backbending-Effekts ist von Stephens und Simon vorgeschlagen und als "Rotation-Alignment-Effekt" (RAL-Effekt) bezeichnet worden¹⁷⁾. Die experimentellen und theoretischen Untersuchungen zum Backbending-Effekt in geraden Kernen werden in den Kapiteln 2 und 3 beschrieben.

Die von Stephens und Simon vorgeschlagene Interpretation des Backbending-Effektes wird durch die Beobachtung einer neuartigen Bandenstruktur in deformierten Kernen ungerader Massenzahl gestützt. In bestimmten ungeraden Kernen existieren Banden, die nicht durch das $I(I + 1)$ Gesetz beschrieben werden können, sondern deren Niveaus eine Spinfolge $\Delta I = 2$ und dieselben Energieabstände wie die GRB in den benachbarten geraden Kernen haben^{6,8)}. Diese Banden bauen sich auf intrinsischen Zuständen mit großem Eigendrehimpuls auf und die beobachtete Bandenstruktur hat ihre Ursache in dem Rotation-Alignment-Effekt^{6,8)}. Das ungerade Teilchen wird durch starke Corioliskräfte entlang der Rotationsachse ausgerichtet, so daß sich ein neues Kopplungsschema ergibt, daß im Gegensatz zu dem starken Kopplungsschema steht, bei dem sich der Eigendrehimpuls des extra Teilchens in die Richtung der Symmetrieachse des Kerns einstellt. Die Untersuchung des Backbending-Verhaltens von Rotationsbanden in ungeraden Kernen läßt einen Schluß auf die Nukleonen zu, die den Backbending-Effekt in den benachbarten geraden Kernen hervorrufen. Diese Experimente werden in Kapitel 4 beschrieben.

2. Der Backbending-Effekt in geraden Kernen

2.1. Untersuchung von Rotationsbanden mit (Teilchen, xn)

Reaktionen

Das Studium von Hochspinzuständen in Kernen wurde durch die Beobachtung eingeleitet, daß Kerne, die durch (Teilchen, xn)-Reaktionen erzeugt worden sind, diskrete γ -Linien emittieren.

Morinaga und Gugelot¹⁸⁾ begannen 1963 solche Untersuchungen, indem sie Rotationszustände in geraden deformierten Dy Kernen mit Hilfe von (α , xn)-Reaktionen studiert haben. Die α -Energie lag in diesen Experimenten zwischen 27 und 52 MeV, so daß 2 bis 4 Neutronen abgedampft wurden. Die emittierte γ -Strahlung wurde mit NaJ(Tl)-Detektoren von 7,7 % Energieauflösung für die ^{137}Cs -Linie nachgewiesen. Auf diese Weise konnten mit Sicherheit Übergänge bis zum $10^+ \rightarrow 8^+$ Übergang identifiziert werden. Hansen et al.¹⁹⁾ und Sakai et al.²⁰⁾ nutzten das große Energieauflösungsvermögen von Konversionselektronenspektrometern aus, um Konversionselektronen zu untersuchen, die von Kernen emittiert wurden, die mit (p,n) und (p,2n) Reaktionen erzeugt worden sind. Da in solchen Reaktionen weniger Drehimpuls auf den Endkern übertragen wird, als in (α ,xn)-Reaktionen, konnte die GRB in verschiedenen deformierten Kernen nur bis zum 8^+ Zustand identifiziert werden¹⁹⁾.

Stephens et al.²¹⁾ verwendeten zum ersten Mal schwere Ionen wie ^{11}B , ^{14}N und ^{19}F zur Erzeugung der Endkerne und studierten ihren Zerfall mit Hilfe von Konversionselektronenmessungen. Da bei diesen Reaktionen ein großer Drehimpuls auf den Endkern übertragen wird, konnte die GRB von deformierten Kernen der Seltenen Erden bis zum 18^+ Zustand identifiziert werden. In einer später in

Berkeley durchgeführten Arbeit²²⁾ wurden zum ersten Mal Ge(Li)-Detektoren verwendet, um den γ -Zerfall von Hochspinzuständen zu untersuchen. Die meisten der heute verwendeten Methoden zur Untersuchung der nach (Teilchen, xn)-Reaktionen emittierten γ -Strahlung sind bis 1968 entwickelt worden. Es handelt sich um die Messung von γ -Winkelverteilungen²³⁻²⁵⁾, um Lebensdauermessungen im ns-Bereich durch den Nachweis des γ -Zerfalls zwischen den Strahlimpulsen, die Untersuchung von g-Faktoren²⁷⁾ und die Bestimmung von Lebensdauern im ps-Bereich durch Messung der Dopplerverschiebung.

In den folgenden Jahren sind die oben erwähnten Kernspektroskopischen Methoden auf die Untersuchung von Kernen der sd-Schale bis zu den Aktiniden angewendet worden. Es wurde beobachtet, daß in (Teilchen, xn)-Reaktionen die GRB von geraden Kernen am stärksten bevölkert wird. Die so erhaltenen Ergebnisse sind von mehreren Autoren²⁹⁻³¹⁾ kompiliert worden. Die jüngste und besonders vollständige Kompilation wurde von Sayer et al.²⁹⁾ im Jahr 1974 veröffentlicht.

Die Tatsache, daß die GRB in (Teilchen, xn)-Reaktionen am stärksten bevölkert wird, kann aus dem Bevölkerungsmechanismus verstanden werden. Das Projektil wird von dem Targetkern absorbiert und es entsteht ein Compoundkern, der solange durch Abdampfung von Neutronen zerfällt, bis die Anregungsenergie kleiner als die Neutronenbindungsenergie geworden ist¹⁾. Die Anregungsenergie des Compoundkerns verringert sich bei jedem abgedampften Neutron um seine Bindungsenergie und um eine kinetische Energie von ungefähr

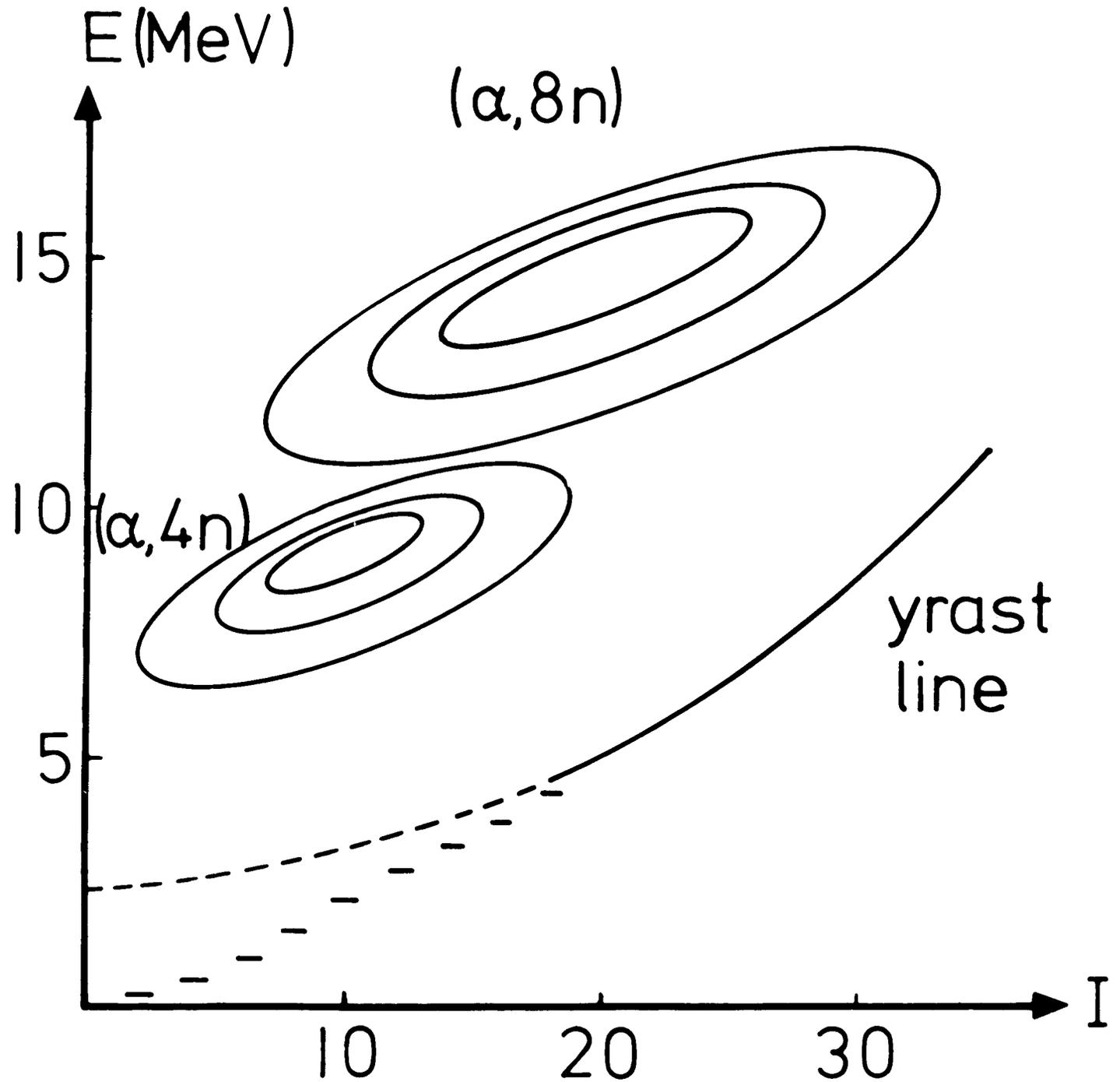


Fig. 1: Darstellung der gerechneten Bevölkerungsverteilung für die Endkerne $^{164,168}\text{Yb}$, die durch $(\alpha, 8n)$ bzw. $(\alpha, 4n)$ Reaktionen erzeugt worden sind. Die Konturlinien geben die Wahrscheinlichkeit dafür an, daß sich ein Endkern in einem Zustand bestimmter Anregungsenergie und bestimmten Drehimpulses befindet.

2 MeV (Ref. 32,33). Das Neutron nimmt jedoch nur einen kleinen Drehimpuls mit^{32,33}). Der Endkern verbleibt in einem Zustand hoher Anregungsenergie und großem Drehimpulses. Außerdem bleibt die vollständige Ausrichtung des Compoundkerns während der Evaporation der Neutronen nahezu erhalten. Die Wahrscheinlichkeit, daß sich ein Endkern in einem Zustand bestimmter Anregungsenergie und bestimmten Drehimpulses befindet, ist in Fig. 1 für die ($\alpha,4n$) und ($\alpha,8n$) Reaktionen dargestellt. Der hochangeregte Endkern zerfällt sodann durch die Emission von γ -Strahlung. Dabei muß der verbliebene große Drehimpuls abgebaut werden. Es wird angenommen, daß der Endkern zunächst einige hochenergetische Dipolübergänge emittiert, bis die Yrastlinie erreicht ist, und sodann durch eine Reihe von kollektiven E2 Übergängen entlang der Yrastlinie zerfällt³⁴). Die Zustände der GRB sind die niederenergetischen Yrastzustände. Der Zerfall in die Yrastregion wird als "Side Feeding" bezeichnet. Wegen des Side Feeding's nimmt die Intensität der Übergänge in der GRB mit abnehmendem Spin zu. Diese Tatsache ist dazu verwendet worden, die Reihenfolge der Übergänge in der GRB zu bestimmen.

Die Rotationsbanden von deformierten Kernen der Seltenen Erden sind besonders intensiv studiert worden, da diese Banden eine einfache Struktur haben. Die Energie der Rotationszustände folgt in erster Näherung dem Gesetz³⁵)

$$E_I = \frac{\hbar^2}{20} I (I + 1), \quad (1)$$

wobei I der Drehimpuls des Zustands und θ das Trägheitsmoment des deformierten Kerns ist. Da Abweichungen der Anregungsenergie von Gl.(1) leicht zu beobachten sind, ist es möglich, aus dem Stu-

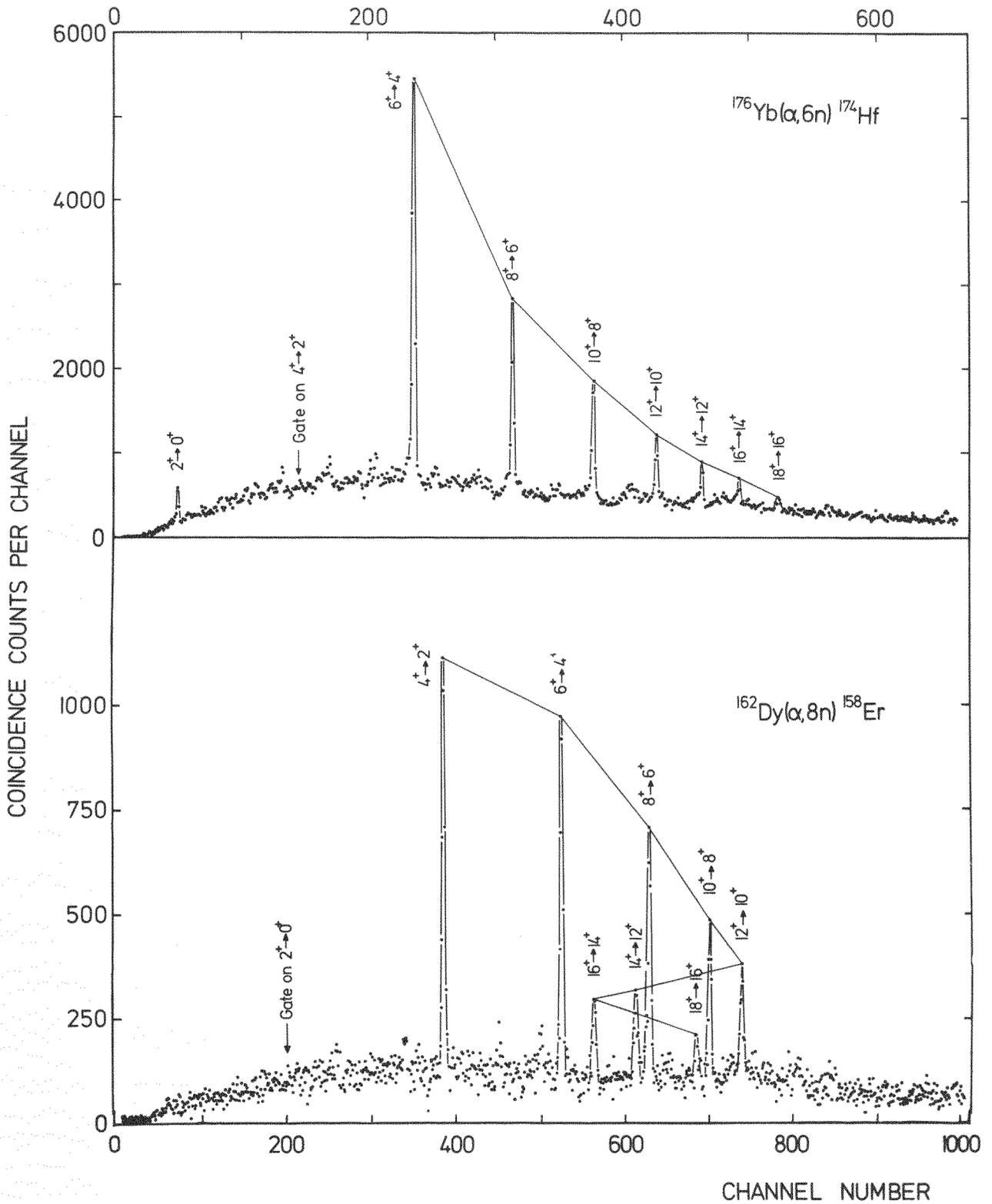


Fig. 2: Zwei γ - γ Koinzidenzspektren, in denen ein Fenster auf den $4^+ \rightarrow 2^+$ Übergang in ^{174}Hf bzw. auf den $2^+ \rightarrow 0^+$ Übergang in ^{158}Er gesetzt worden ist.

dium von Rotationsbanden neue Information über die Kernstruktur zu gewinnen. Auf Grund von Gl.(1) erwartet man, daß die Übergänge von Rotationsbanden eine Folge äquidistanter Linien in einem γ -Spektrum bilden. Als ein typisches Beispiel ist in dem oberen Teil von Fig. 2 das auf Untergrund korrigierte γ - γ Koinzidenzspektrum von ^{174}Hf gezeigt, in dem ein Fenster (Gate) auf den $4^+ \rightarrow 2^+$ Übergang gesetzt worden ist.³⁶⁾ Die Energie der γ -Übergänge nimmt bis zu dem $18^+ \rightarrow 16^+$ Übergang gleichmäßig mit dem Drehimpuls zu, jedoch ist die Zunahme kleiner als von dem $I(I + 1)$ Gesetz vorhergesagt. Die Ursache für diese Abweichung wird ausführlich in Kap. 3 diskutiert. In vielen deformierten Kernen mit gerader Massenzahl zeigt die GRB eine derartige Struktur.

Unter Verwendung der bisher diskutierten Meßmethoden konnten starke Abweichungen von dem $I(I + 1)$ Gesetz nicht beobachtet werden, da dieses Gesetz gemeinsam mit den oben erwähnten Intensitätsargumenten verwendet worden ist, um Mitglieder von Rotationsbanden zu identifizieren. Ein großer Schritt vorwärts im Studium von Rotationsbanden ergab sich durch die Anwendung der γ - γ Koinzidenzmeßmethode auf die Untersuchung der nach (Teilchen, xn)-Reaktionen emittierten γ -Strahlung. Seit ungefähr 1970 gibt es großvolumige Ge(Li)-Detektoren, so daß γ - γ Koinzidenzexperimente mit hoher statistischer Genauigkeit und guter Energieauflösung möglich wurden. Johnson et al.^{15,16)} entdeckten 1970 durch Messung von γ - γ Koinzidenzspektren starke und irreguläre Abweichungen vom $I(I + 1)$ Gesetz in den Zustandsenergien der GRB für die Rotationskerne ^{160}Dy und ^{162}Er . Sie beobachteten^{15,16)}, daß im Kern ^{160}Dy die Energie der GRB-Übergänge jenseits des 14^+ Zustands

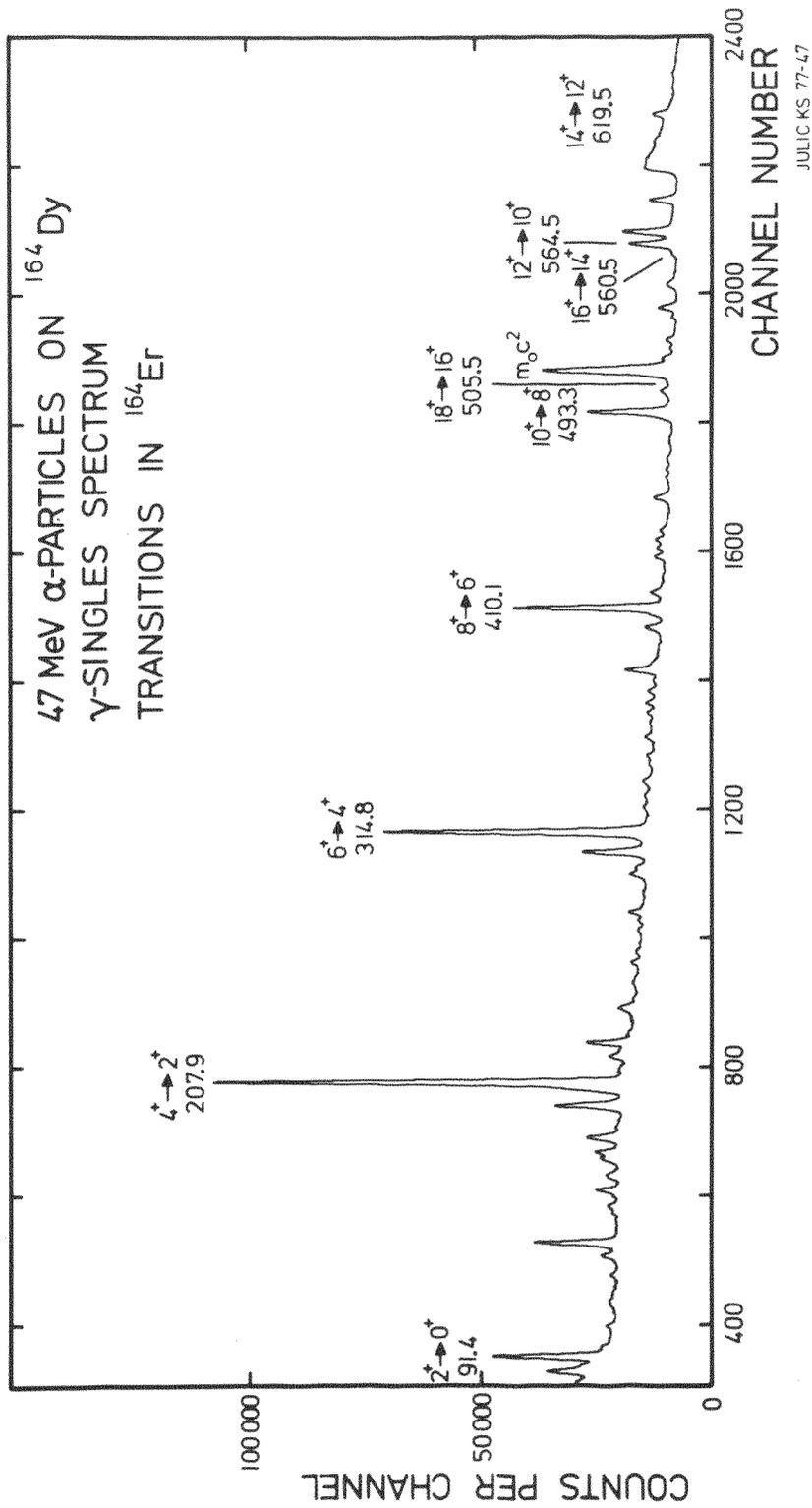


Fig. 3: Ein γ -Einzelspektrum für die $^{164}\text{Dy}(\alpha, xn)$ -Reaktion bei $E_\alpha = 47$ MeV.

ungefähr konstant bleibt und daß im Kern ^{162}Er die Übergangsenergien oberhalb von dem 14^+ Zustand sogar abnehmen. Diese Beobachtung zog die Untersuchung der GRB einer großen Anzahl deformierter Kerne bis zu Zuständen sehr hohen Drehimpulses nach sich. Ähnliche Irregularitäten wie in ^{160}Dy und ^{162}Er wurden in den letzten Jahren ebenfalls in vielen anderen deformierten Kernen gefunden. Der beobachtete Effekt ist in dem unteren Teil von Fig. 2 dargestellt, in dem ein γ - γ Koinzidenzspektrum für ^{158}Er gezeigt wird^{37,38)}. Das Fenster ist auf den $2^+ \rightarrow 0^+$ Übergang gesetzt worden. Es zeigt sich, daß die Energie der Rotationsübergänge nur bis zu dem $12^+ \rightarrow 10^+$ Übergang anwächst, danach plötzlich abnimmt und erst wieder jenseits des $16^+ \rightarrow 14^+$ Übergangs größer wird.

2.2. Experimentelle Methoden zur Untersuchung der γ -Strahlung emittiert nach (Teilchen, xn)-Reaktionen

Im Folgenden sollen die experimentellen Methoden zur Untersuchung von Rotationsbanden bis zu Zuständen hohen Drehimpulses beschrieben werden. Ein typisches γ -Einzelspektrum für einen Kern, dessen GRB einen Backbending-Effekt zeigt, ist in Fig. 3 zu sehen. Der Kern ^{164}Er wurde mit Hilfe einer $^{164}\text{Dy} (\alpha, 4n)$ Reaktion bei einer Einschußenergie von 47 MeV erzeugt³⁹⁾. Man kann sehen, daß die Intensität der Übergänge mit zunehmendem Spin kleiner wird, wie es auf Grund des Side Feeding's erwartet wird. Die $16^+ \rightarrow 14^+$ und $18^+ \rightarrow 16^+$ Übergänge liegen bei einer kleineren Energie als der $14^+ \rightarrow 12^+$ Übergang. Der $18^+ \rightarrow 16^+$ Übergang liegt auf der Flanke der starken Vernichtungsstrahlungslinie. Die Reihenfolge dieser Übergänge innerhalb der GRB ergibt sich aus γ - γ Koinzidenzmes-

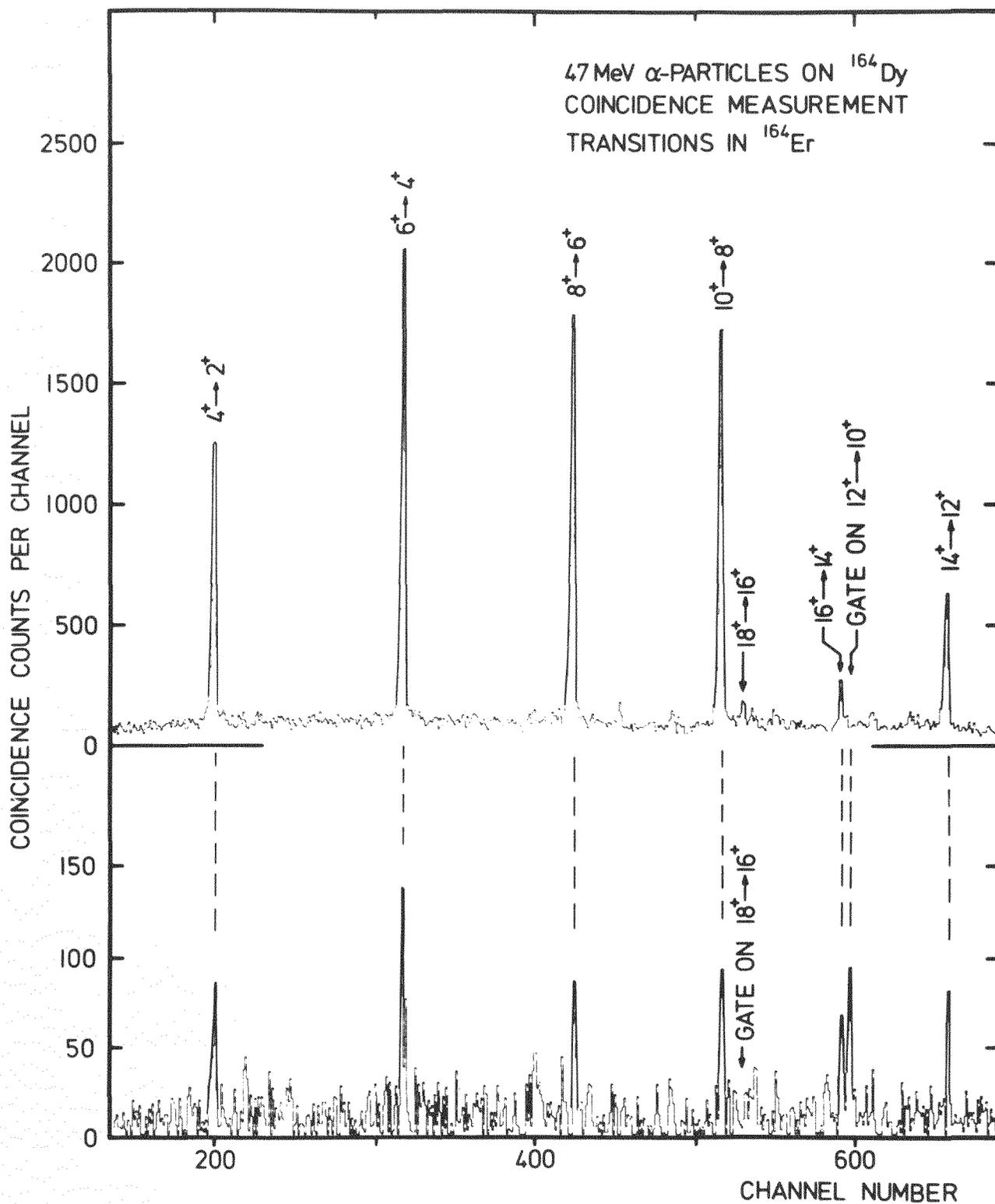
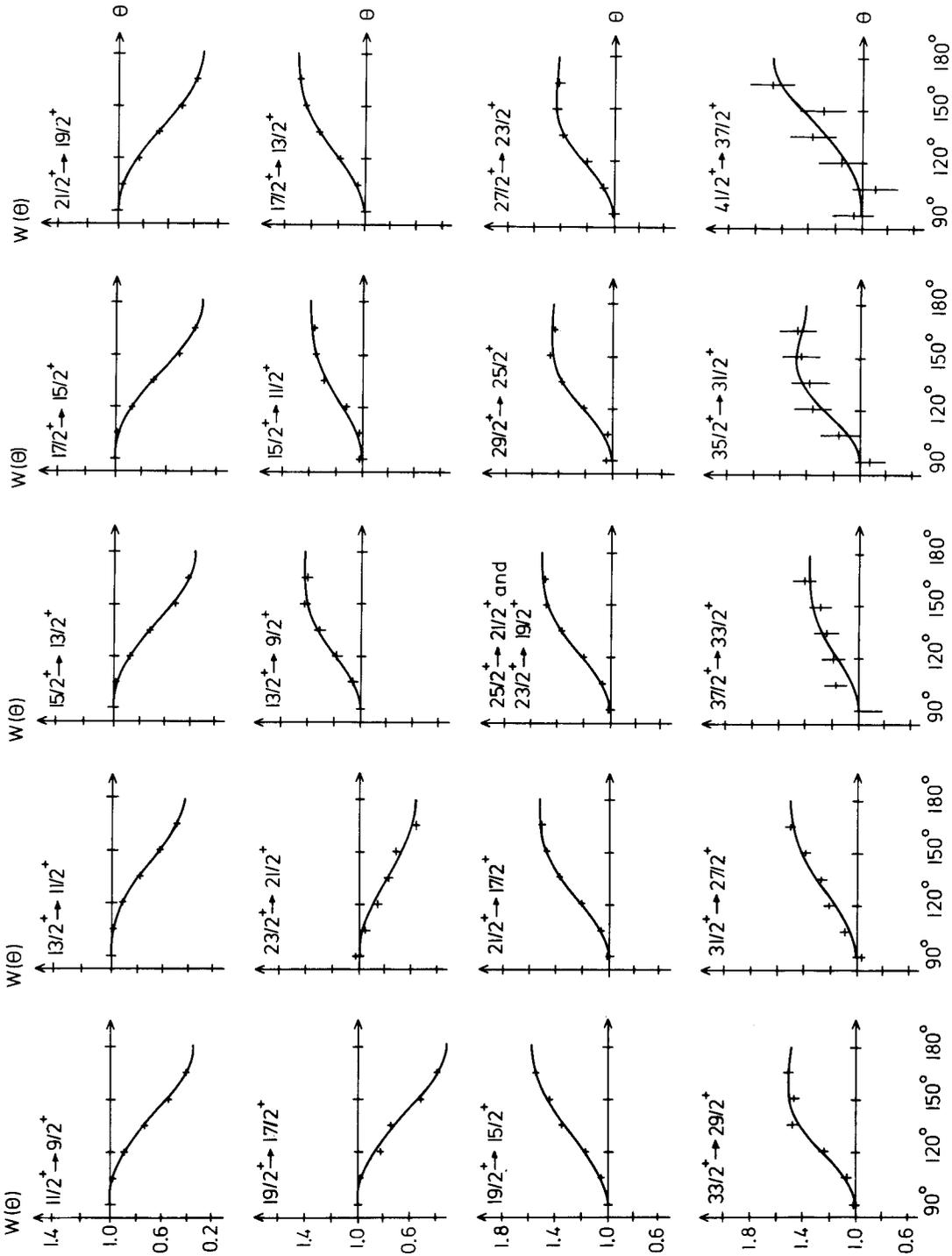


Fig. 4: Zwei γ - γ Koinzidenzspektren, in denen Fenster auf die $12^+ \rightarrow 10^+$ und $18^+ \rightarrow 16^+$ Übergänge in ^{164}Er gesetzt worden sind.

sungen³⁹⁾. In Fig. 4 sind für den Kern ^{164}Er zwei auf Untergrund korrigierte γ - γ Koinzidenzspektren dargestellt, bei denen Fenster auf den $12^+ \rightarrow 10^+$ bzw. $18^+ \rightarrow 16^+$ Übergang gesetzt worden sind. Die Lage eines bestimmten Übergangs innerhalb der Bande ergibt sich aus den γ - γ Koinzidenzspektren unter Berücksichtigung der beiden folgenden Tatsachen: 1. Alle Übergänge, die in der GRB dem Übergang folgen, auf den das Fenster gesetzt worden ist, müssen konstante Intensität haben, da das Side Feeding in die zugehörigen Zustände nicht mit dem Übergang auf den das Fenster gesetzt worden ist, in Koinzidenz sein kann. 2. Alle Übergänge die in der GRB dem Übergang voraufgehen, auf den das Fenster gesetzt worden ist, haben dieselbe Intensitätsverteilung, wie sie in dem γ -Einzelspektrum beobachtet worden ist. Dieses Verhalten findet man in dem oberen γ - γ Koinzidenzspektrum der Fig. 4, in dem ein Fenster auf den $12^+ \rightarrow 10^+$ Übergang gesetzt worden ist. Die tiefer liegenden Übergänge haben nach Korrektur auf die Ansprechwahrscheinlichkeit des Koinzidenzspektrometers eine konstante Intensität, während die Intensität der $14^+ \rightarrow 12^+$, $16^+ \rightarrow 14^+$ und $18^+ \rightarrow 16^+$ Übergänge genauso abnimmt, wie es in dem γ -Einzelspektrum beobachtet worden ist. In dem unteren Koinzidenzspektrum ist ein Fenster auf den $18^+ \rightarrow 16^+$ Übergang gesetzt worden. Alle anderen Übergänge haben innerhalb des statistischen Fehlers eine konstante Intensität, wie es erwartet wird, da diese Übergänge dem $18^+ \rightarrow 16^+$ Übergang in der GRB folgen.

Information über die Multipolarität und die Multipolmischung von γ -Übergängen sowie über die Spins der beteiligten Zustände erhält man aus der Messung von γ -Winkelverteilungen oder von γ - γ



^{183}Os

Fig. 5: Experimentelle γ -Winkelverteilungen für γ -Übergänge in ^{183}Os , gemessen in der $^{186}\text{W}(\alpha, 7n)$ Reaktion bei $E_\alpha = 90$ MeV. Die ausgezogenen Kurven ergeben sich durch Angleich der Winkelverteilungsfunktion $W(\theta)$ an die Messpunkte.

Winkelkorrelationen. In einer γ -Winkelverteilungsmessung werden γ -Spektren bei verschiedenen Winkeln relativ zu der Strahlachse gemessen. Diese einfache Methode läßt sich deshalb verwenden, weil in einer (Teilchen, xn)-Reaktion die Compoundkerne vollständig in einer Ebene senkrecht zur Strahlrichtung ausgerichtet werden und weil die Ausrichtung der Kerne während der Evaporation der Neutronen und der Emission der γ -Strahlung weitgehend erhalten bleibt. Die Winkelverteilung der γ -Strahlung wird durch die Funktion $W(\theta) = \sum_k A_k P_k(\cos\theta)$ beschrieben, wobei im Fall der häufig beobachteten Dipol- und Quadrupolübergänge $k = 0, 2, 4$ ist. Die Winkelverteilungskoeffizienten A_k werden vollständig durch die Bevölkerungsverteilung der Unterzustände des Anfangszustands, die Drehimpulse von Anfangs- und Endzustand und die Multipolmischung des γ -Übergangs bestimmt. Um aus den experimentellen Winkelverteilungen Spins und Multipolaritäten bestimmen zu können, muß die Bevölkerungsverteilung der Unterzustände bekannt sein. Diese kann berechnet werden, wenn der Abregungsmechanismus des Endkerns bekannt ist. Da über ihn jedoch nur unvollständige Kenntnisse vorliegen, wird die Annahme gemacht, daß die Bevölkerung der Unterzustände eine Gaussverteilung hat^{25,40)}. Die Halbwertsbreite der Gaussverteilung kann aus den experimentellen Winkelverteilungen bestimmt werden⁴¹⁾.

Typische Ergebnisse einer Winkelverteilungsmessung sind in Fig. 5 für Übergänge in der $9/2^+$ [624] Bande von ^{183}Os dargestellt⁴¹⁾. Die Kaskadenübergänge ($\Delta I=1$) dieser Bande, welche M1 Charakter mit kleinen E2 Beimischungen haben, zeigen große negative Anisotropien und die "Crossover"-Übergänge ($\Delta I=2$) mit E2 Charakter ha-

Excitation functions ^{160}Dy

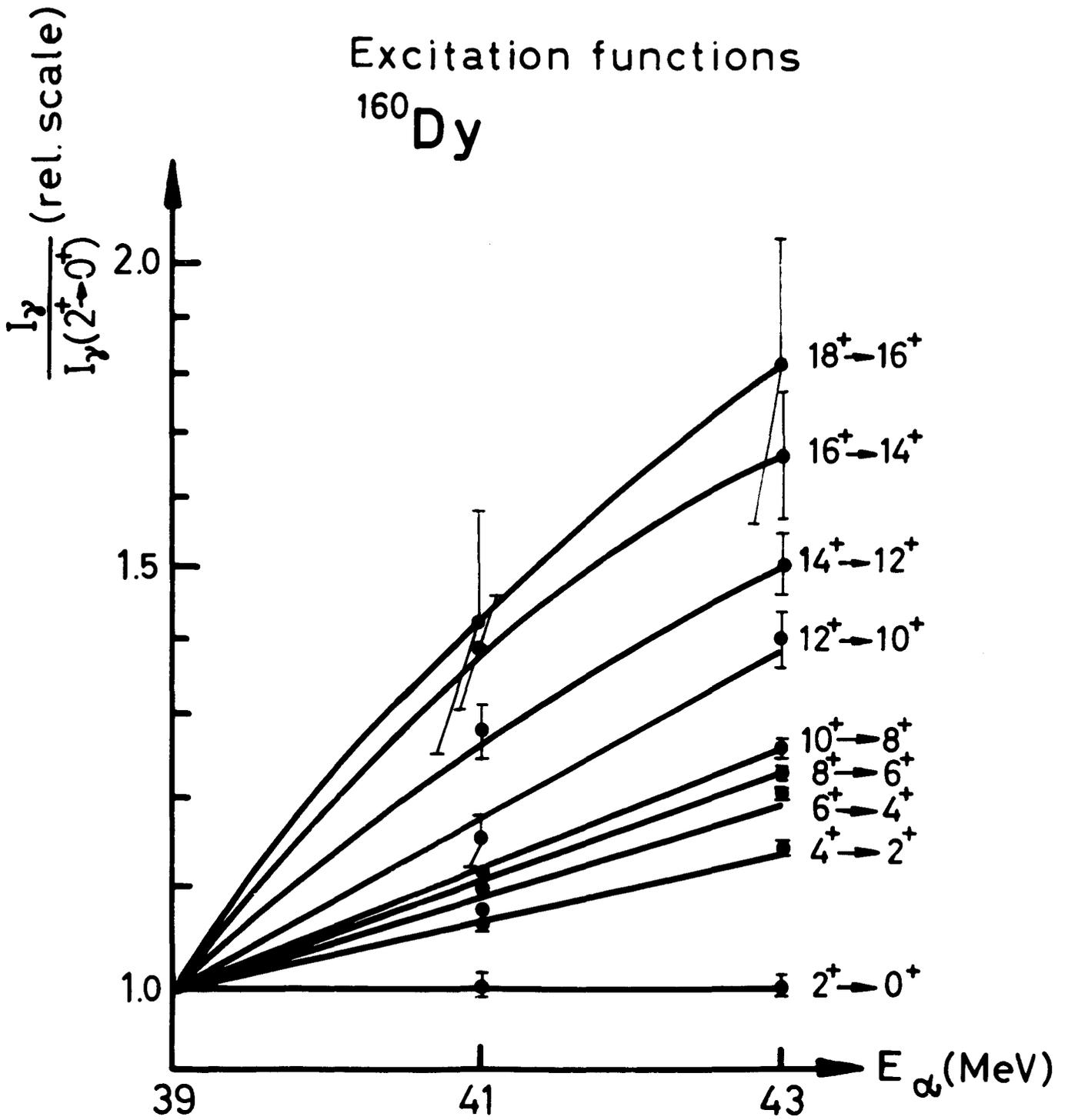


Fig. 6: Relative Anregungsfunktionen für Übergänge in der GRB von ^{160}Dy . Die Kurven sind bei $E_\alpha = 39$ MeV auf 1 normiert worden.

ben große positive Anisotropien.

Es sollte erwähnt werden, daß die Interpretation von Winkelverteilungsmessungen nicht immer eindeutig ist⁴²⁾. Für $\Delta I=1$ Übergänge mit kleiner Quadrupolbeimischung kann nicht zwischen den Spinfolgen $I \rightarrow I+1$ und $I \rightarrow I-1$ unterschieden werden. Winkelverteilungen mit großer positiver Anisotropie werden für Quadrupolübergänge mit der Spinfolge $I \rightarrow I+2$ und für Dipolübergänge mit der Spinfolge $I \rightarrow I$ bei kleiner Quadrupolbeimischung erwartet. Es müssen daher zusätzliche Argumente benutzt werden, um den Spin eines Zustands zu bestimmen. Aus der Tatsache, daß die Yrastzustände am stärksten bevölkert werden, wird im allgemeinen geschlossen, daß der Drehimpuls mit der Anregungsenergie zunimmt. Innerhalb von Rotationsbanden wächst der Spin stetig an. Diese Eigenschaft ist für den Kern ^{160}Dy , dessen GRB ein irreguläres Verhalten aufweist, durch die Messung von relativen Anregungsfunktionen für die GRB-Übergänge gezeigt worden¹⁶⁾. Dabei wurde ausgenutzt, daß der auf den Compoundkern übertragene Drehimpuls und damit der Wirkungsquerschnitt für Hochspinzustände mit der Einschußenergie zunimmt. Das Ergebnis dieser Messung¹⁹⁾ ist in Fig. 6 dargestellt. Es ist zu sehen, daß die Steigung der relativen Anregungsfunktionen der GRB Übergänge in ^{160}Dy mit dem Spin größer wird.

Die Messung von γ - γ Winkelkorrelationen ist viel zeitaufwendiger als die Messung von γ -Winkelverteilungen, da ein Koinzidenzexperiment durchgeführt werden muß. Die Winkelkorrelationskoeffizienten können daher im allgemeinen nicht mit sehr hoher statistischer Genauigkeit bestimmt werden. Der Vorteil von γ - γ Winkelkor-

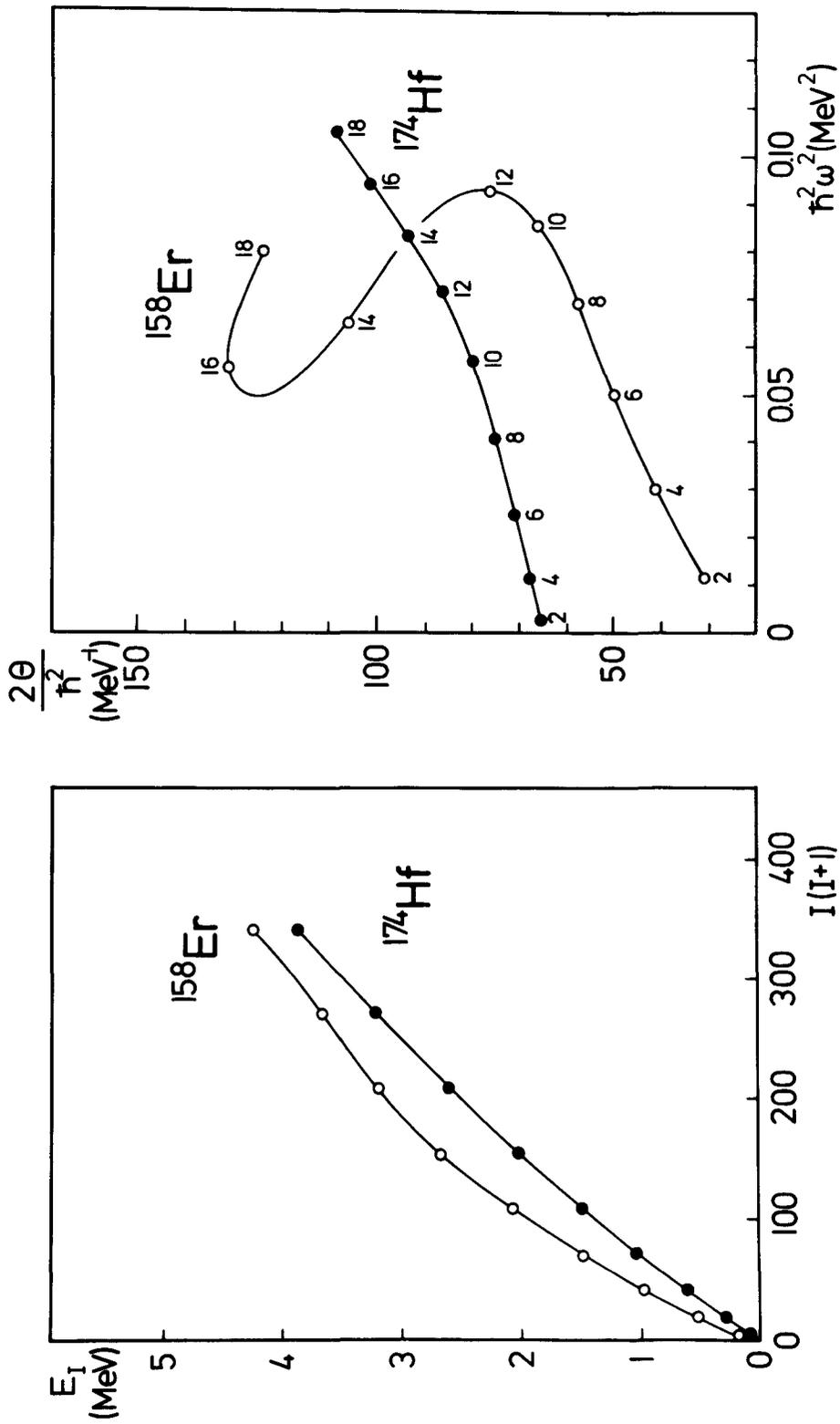


Fig. 7: Darstellung der Anregungsenergie gegen $I(I+1)$ für die GRB in ¹⁵⁸Er und ¹⁷⁴Hf und des Backbending-Verhaltens dieser Banden.

relationsmessungen ist natürlich, daß bei nicht aufgelösten Multipletts die Winkelkorrelationen der Komponenten unter Ausnutzung der Koinzidenzbedingung bestimmt werden können⁴³⁾.

2.3. Systematische Darstellung des Backbending-Verhaltens von Rotationsbanden in geraden Kernen

Die Anregungsenergie der GRB Zustände von Rotationskernen wird üblicherweise als Funktion von $I(I + 1)$ dargestellt. In einer derartigen Darstellung erwartet man eine gerade Linie für eine ideale Rotationsbande, so daß in ihr Abweichungen von dem $I(I + 1)$ Gesetz erkennbar werden. In der linken Hälfte von Fig. 7 ist für die GRB der Kerne ^{158}Er und ^{174}Hf die Anregungsenergie gegen $I(I + 1)$ aufgetragen. Es zeigt sich, daß in beiden Kernen die Anregungsenergie zunehmend langsamer mit dem Spin anwächst, als vom $I(I + 1)$ Gesetz vorhergesagt wird. Der Kurvenverlauf ist jedoch für die beiden Kerne ^{158}Er und ^{174}Hf ähnlich, obwohl die Energie der GRB Übergänge nur im Kern ^{174}Hf stetig mit dem Spin zunimmt, während im Kern ^{158}Er ein irreguläres Verhalten vorliegt, wie in den γ - γ Koinzidenzspektren der Fig. 2 zu sehen ist. In der linken Hälfte von Fig. 7 ist also das anomale Verhalten der GRB des Kerns ^{158}Er nicht deutlich zu erkennen. Um diese Anomalie sichtbar zu machen, ist von Johnson et al.^{15,16)} auf Vorschlag von Bohr und Mottelson eine Darstellungsweise eingeführt worden, in der das Trägheitsmoment der GRB Zustände gegen das Quadrat der Rotationsfrequenz aufgetragen wird. Bei dieser Darstellungsweise wird impliziert, daß die Abweichung vom $I(I + 1)$ Gesetz auf eine Änderung des Trägheitsmoments zurückgeführt werden kann. In der rechten Hälfte von Fig. 7 ist eine derartige Darstellung

für die Kerne ^{158}Er und ^{174}Hf zu sehen.

Das Trägheitsmoment und die Rotationsfrequenz werden aus den experimentellen Übergangsenergien $E_I - E_{I-2}$ zwischen den Rotationszuständen mit den Drehimpulsen I und $I-2$ bestimmt. Das Trägheitsmoment erhält man durch Differentiation von Gl. (1):

$$\frac{2\theta}{\hbar^2} = \left[\frac{dE}{dI(I+1)} \right]^{-1} \left[\frac{E_I - E_{I-2}}{4I-2} \right]^{-1} \quad (2)$$

Die Winkelgeschwindigkeit der Rotationsbewegung wird definiert als

$$\omega = \frac{dE}{dI} \quad (3)$$

Quantenmechanisch muß der Erwartungswert des Drehimpulses verwendet werden, so daß sich für die Rotationsfrequenz

$$\hbar\omega = \frac{dE}{d\sqrt{I(I+1)}} = 2\sqrt{I(I+1)} \frac{dE}{dI(I+1)} \quad (4)$$

ergibt. Es sind verschiedene Formeln hergeleitet worden, um das Quadrat der Rotationsfrequenz aus den Übergangsenergien zu berechnen. Die einfachste Methode wurde von Stephens vorgeschlagen⁷⁾. Er verwendet

$$\hbar^2\omega^2 = 1/4 (E_I - E_{I-2})^2 \quad (5)$$

Thieberger et al.⁴⁴⁾ benutzt

$$\hbar^2\omega^2 = \left[\frac{E_I - E_{I-2}}{\sqrt{I(I+1)} - \sqrt{(I-2)(I-1)}} \right]^2 \quad (6)$$

Um das Quadrat der Rotationsfrequenz zu berechnen, bestimmen Johnson et al.¹⁶⁾ die Steigung $dE/dI(I+1)$ in dem Punkt $I_m(I_m+1)$, der in der Mitte des Intervalls $(I, I-2)$ liegt:

$$I_m(I_m+1) = 1/2 \left[I(I+1) + (I-2)(I-1) \right] = I^2 - I + 1. \quad (7)$$

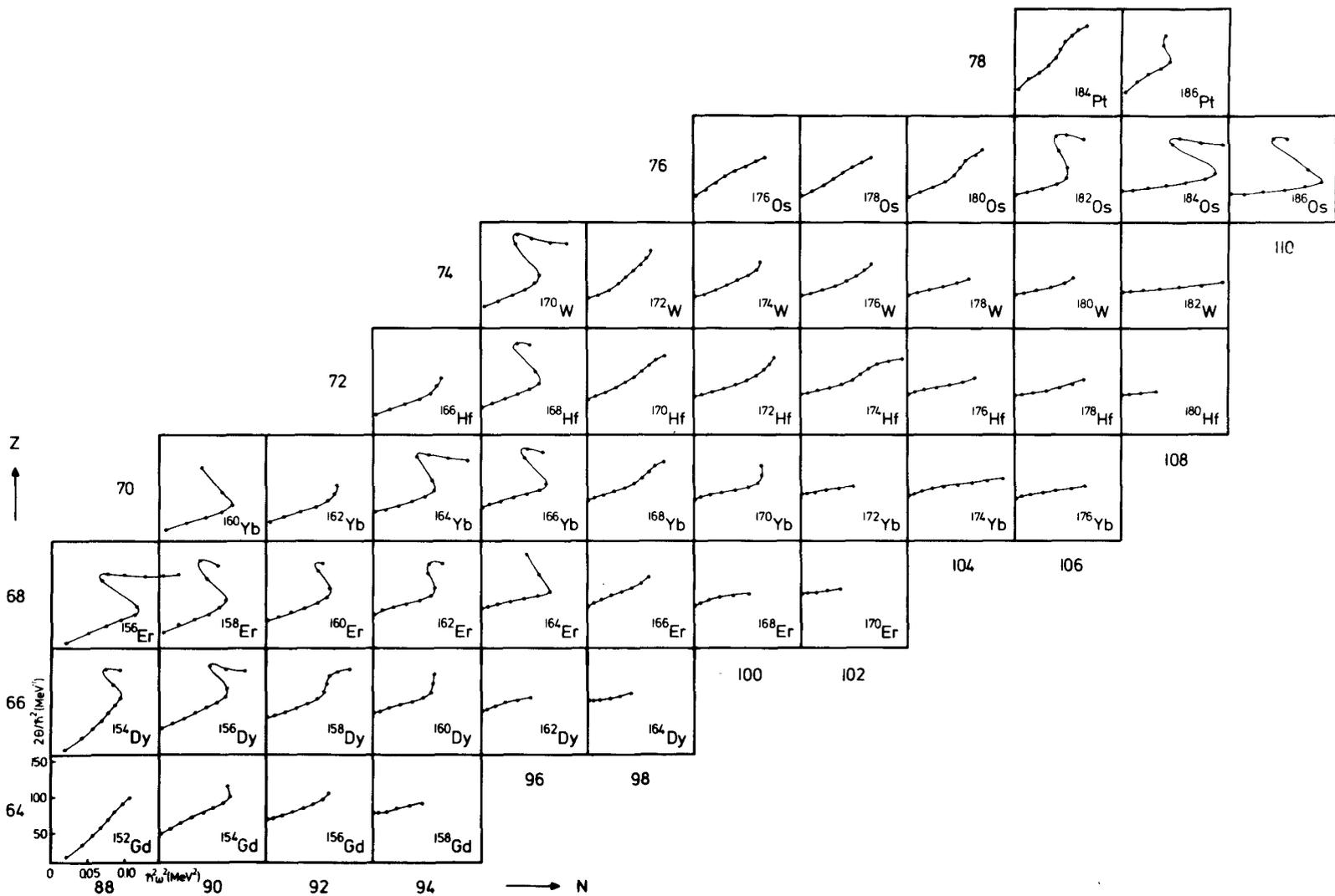
Unter Verwendung der Gln. (2) und (7) ergibt sich

$$\hbar^2 \omega^2 = (I^2 - I + 1) \left[\frac{E_I - E_{I-2}}{2I-1} \right]^2. \quad (8)$$

Die Gln. (5), (6) und (8) geben ähnliche Werte für das Quadrat der Rotationsfrequenz bei Drehimpulsen $I \geq 6$, aber geringfügig abweichende Werte bei kleineren Drehimpulsen, wie eine Untersuchung von Sorensen⁸⁾ ergab. Die Bande eines starren Rotators liefert eine horizontale Linie in einer Darstellung, in der $2\theta/\hbar^2$ gegen $\hbar^2 \omega^2$ aufgetragen wird.

Aus dem rechten Teil von Fig. 7, in dem das Trägheitsmoment gegen das Quadrat der Rotationsfrequenz für die GRB der Kerne ^{158}Er und ^{174}Hf aufgetragen ist, ergibt sich, daß das Trägheitsmoment des Kerns ^{174}Hf stetig mit der Rotationsfrequenz und mit dem Spin zunimmt. Der Kern ^{158}Er zeigt ein solches stetiges Verhalten nur bis zu dem 12^+ Zustand, zwischen den 12^+ und 16^+ Zuständen nimmt das Trägheitsmoment aber plötzlich stark zu. Das Trägheitsmoment wächst so schnell an, daß die Rotation des Kerns sich verlangsamt, d.h., daß die Rotationsfrequenz abnimmt und die Kurve zurückbiegt. Wegen der Gestalt dieser Kurve ist dieses Verhalten als Backbending-Effekt bezeichnet worden¹⁶⁾. In dem Kern ^{158}Er biegt die Kur-

Fig. 8: Zusammenfassende Darstellung des Backbending-Verhaltens der in den Kernen der Seltenen Erden beobachteten Yrastbanden.



ve jenseits des 16^+ Zustands leicht nach unten ab, so daß sich ein S-förmiger Verlauf ergibt³⁷⁾. Das Trägheitsmoment erreicht im Maximum ungefähr 90 % des Wertes für den starren Rotator (berechnet für $\omega = 0$).

Kurze Zeit nach den ersten Backbending-Experimenten von Johnson et al.^{15,16)} im Jahr 1970 wurde die Existenz dieses Effekts durch das Studium der GRB des Kern ^{158}Dy in Brookhaven sowie derjenigen der Kerne ^{158}Er , $^{164,166}\text{Yb}$ und ^{168}Hf in Jülich^{37,38,45)} bestätigt. Seit 1970 sind in vielen Laboratorien eine große Anzahl stark deformierter Kerne bis zu Zuständen sehr hohen Spins untersucht worden. Das Backbending-Verhalten von Yrast-Banden ist in Fig. 8 systematisch für eine große Anzahl von Kernen der Seltenen Erden dargestellt^{34,46-60)}. In Fig. 8 wurden experimentelle Daten berücksichtigt, die bis Januar 1977 veröffentlicht worden sind. Da die neutronenreichen Kerne nicht mit (Teilchen, xn)-Reaktionen erzeugt werden können, sind diese mittels des radioaktiven Zerfalls oder der Coulombanregung untersucht worden. In diesen Experimenten konnten Zustände sehr hohen Spins nicht angeregt werden. Das Studium von Hochspinzuständen in Coulombanregungsexperimenten ist erst kürzlich möglich geworden, seitdem sehr schwere Ionen mit den Schwerionenbeschleunigern in Berkeley und Darmstadt beschleunigt werden können. Die Hochspinzustände in $^{174,176}\text{Yb}$ sind durch Coulombanregung mit ^{136}Xe Projektilen untersucht worden⁵³⁾. Die Fig. 8 zeigt, daß der Backbending-Effekt eine Eigenschaft der weniger deformierten Kerne ist, wie der neutronenarmen Er und Dy Kerne auf der linken Seite des deformierten Gebiets oder der neutronenreichen Os Kerne an dessen

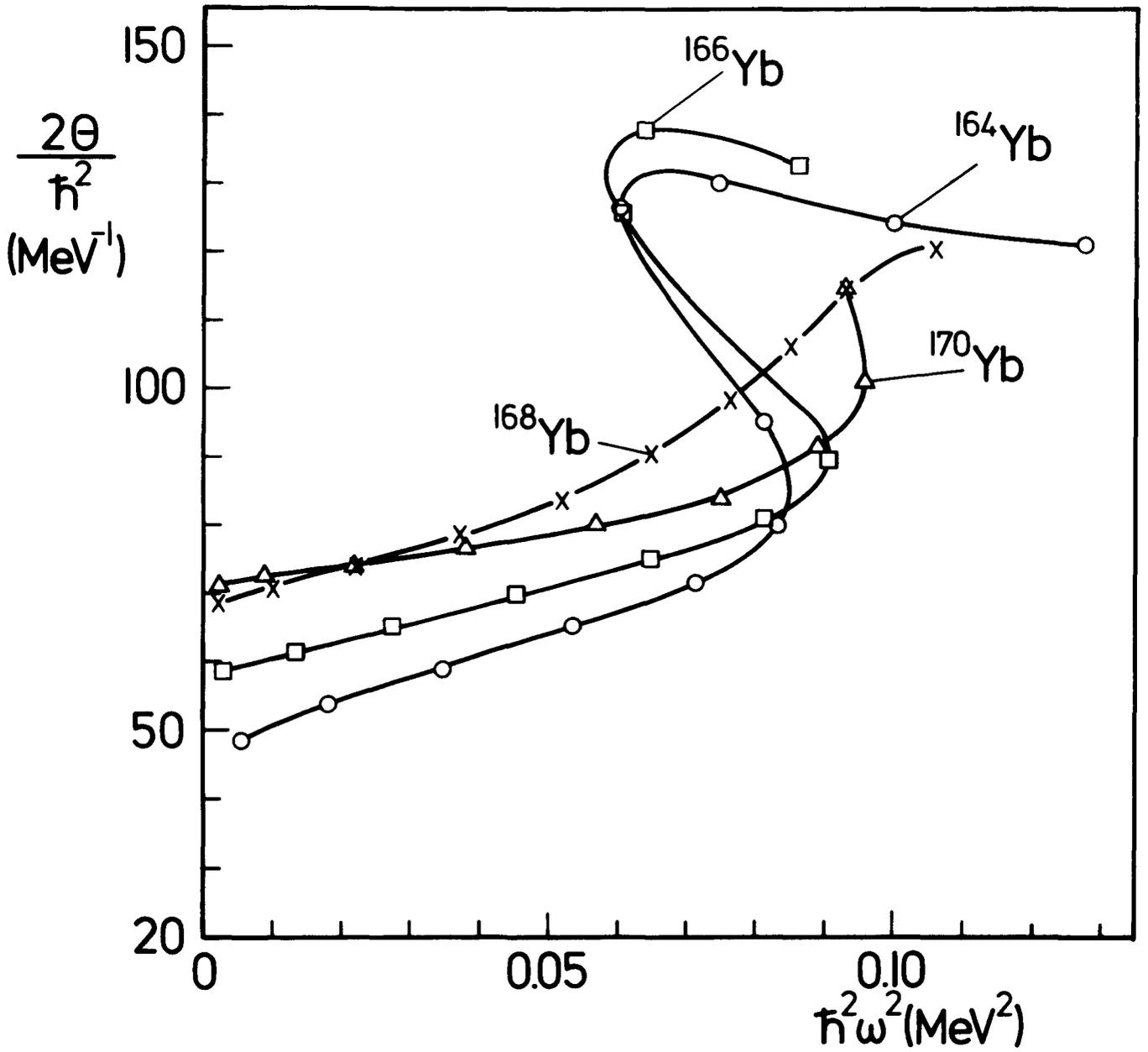


Fig. 9: Darstellung des Backbending-Verhaltens der GRB in $^{164}, ^{166}, ^{168}, ^{170}\text{Yb}$.

oberen Rand.

Eine interessante Abweichung von diesem systematischen Verhalten beobachtet man für die Kerne mit der Neutronenzahl $N = 98$. Bei diesen Kernen zeigt die GRB keinen Backbending-Effekt, während in den benachbarten geraden Kerne auf beiden Seiten die GRB entweder einen Backbending-Effekt aufweist oder in der Darstellung von $2\theta/\pi^2$ gegen $\pi^2\omega^2$ eine Kurve hat, die wenigstens nach oben abbiegt. Die Backbending-Kurven der Kerne $^{164,166,168,170}\text{Yb}$ werden in Fig. 9 gemeinsam gezeigt, so daß sie besser verglichen werden können. Die Kerne $^{164,166}\text{Yb}$ haben einen ausgeprägten Backbending-Effekt. Für ^{168}Yb wächst das Trägheitsmoment der GRB stetig bis zu dem höchsten beobachteten Zustand mit dem Spin $I = 20$ an. Der Kern ^{170}Yb zeigt wiederum einen Backbending-Effekt. Aus Fig. 9 ergibt sich, daß alle vier Yb Isotope bei Zuständen hohen Drehimpulses ungefähr dasselbe Trägheitsmoment erreichen. Das irreguläre Backbending-Verhalten der Yb Isotope wurde von Hartley et al.⁶¹⁾ als ein Niveaudichteeffekt interpretiert. Die Kerne ^{168}Yb ($N=98$) und ^{170}Yb ($N=100$) haben eine Deformation von $\beta \approx 0,29$ (Ref. 62). Aus dem Nilsson-Niveauschema für Neutronen ist zu ersehen, daß bei dieser Deformation ein großer Energieabstand zwischen den $5/2^-$ [523] und $7/2^+$ [633] Unterzuständen existiert, die mit 98 bzw. 100 Neutronen gefüllt sind. Diese Interpretation wird durch neuere Rechnungen^{63,64)}, die in Kap. 3.2 diskutiert werden, gestützt.

Ein Backbending-Effekt ist ebenfalls in der GRB solcher Kerne beobachtet worden, die in dem Gebiet $50 \leq N, Z \leq 82$ liegen, in dem

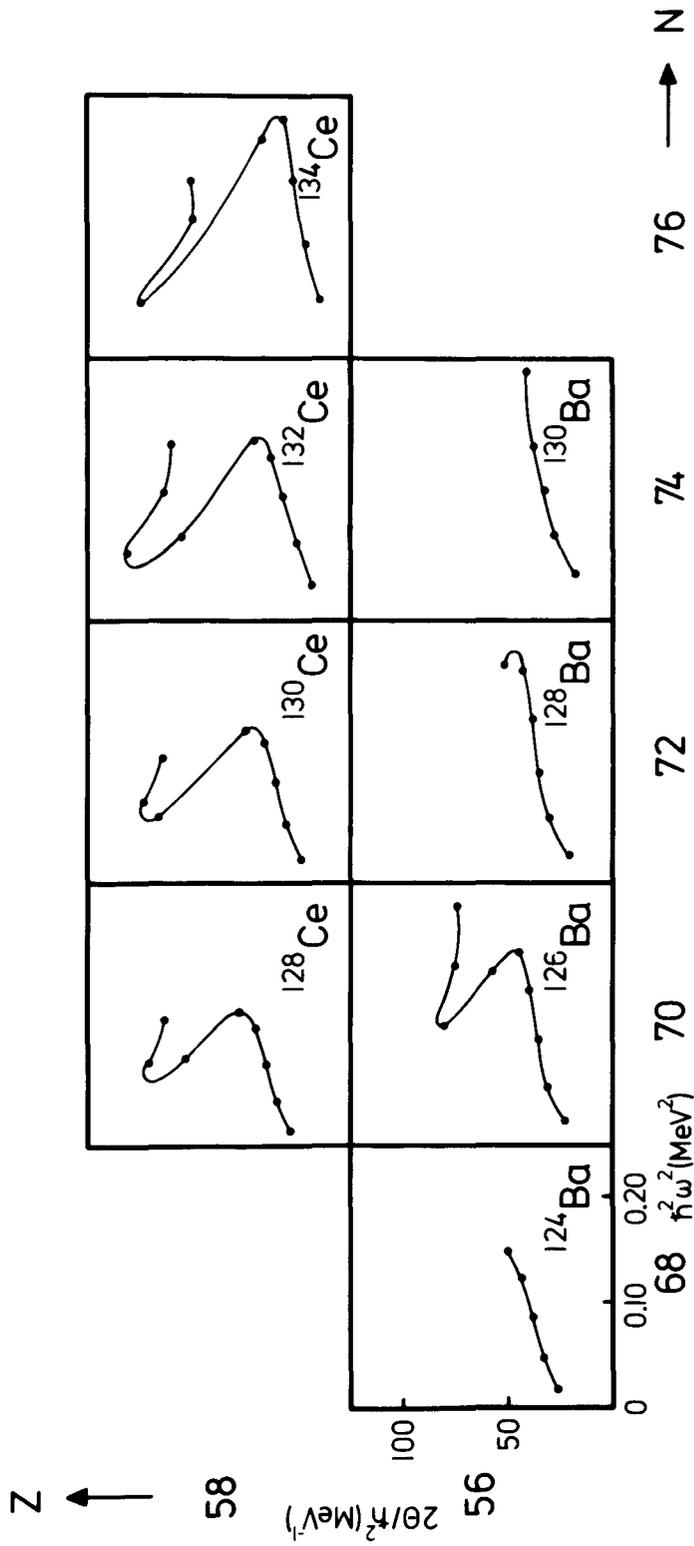


Fig.10: Zusammenfassende Darstellung des Backbending-Verhaltens der in den deformierten Kernen mit $50 \leq N, Z \leq 82$ beobachteten Yrastbanden.

stabile Kerndeformationen erwartet werden⁶⁵⁾. Dies ist von Taras et al.⁶⁶⁾ zuerst für den Kern ^{132}Ce verifiziert worden. Aus der Messung von Lebensdauern an GRB-Zuständen in den Kernen $^{130,132,134}\text{Ce}$ (Ref. 67) ergibt sich, daß die Deformation β mit abnehmender Neutronenzahl anwächst, und zwar von $|\beta| = 0,19$ für ^{134}Ce bis $|\beta| = 0,25$ für ^{130}Ce , so daß eine stabile Kerndeformation in den neutronenarmen Ce Isotopen auftritt. Das Backbending-Verhalten der Kerne^{29,68,69)}, die in diesem deformierten Gebiet liegen, ist in Fig. 10 systematisch dargestellt worden. Es zeigt sich, daß die GRB dieser Kerne einen besonders ausgeprägten Backbending-Effekt haben.

2.4. Das Kreuzen von Banden in geraden Kernen

In den meisten deformierten geraden Kernen ist nur die Yrastbande bis zu Zuständen sehr hohen Drehimpulses beobachtet worden, da alle anderen Zustände wesentlich schwächer bevölkert werden. Es gibt jedoch ausreichende experimentelle Evidenz dafür, daß die Yrastbande aus zwei Zweigen besteht, die als sich kreuzende Banden von unterschiedlichem Trägheitsmoment identifiziert werden können. Das läßt sich gut an Fig. 11 erkennen, in der die Anregungsenergie der Yrastzustände der Kerne $^{182,184}\text{Os}$ (Ref. 60) gegen $I(I + 1)$ aufgetragen worden ist. Die unteren Zweige der Yrastbanden von ^{182}Os und ^{184}Os , die als GRB interpretiert werden, fallen zusammen. In beiden Kernen bilden die Yrastzustände mit hohem Drehimpuls jedoch Banden, die die GRB schneiden. Die kreuzenden Banden haben in ^{182}Os und ^{184}Os ungefähr dasselbe Trägheitsmoment, das jedoch deutlich größer ist als das der GRB. In ^{184}Os liegt die kreuzende Bande etwa 500 keV höher als in ^{182}Os . In ^{184}Os ist

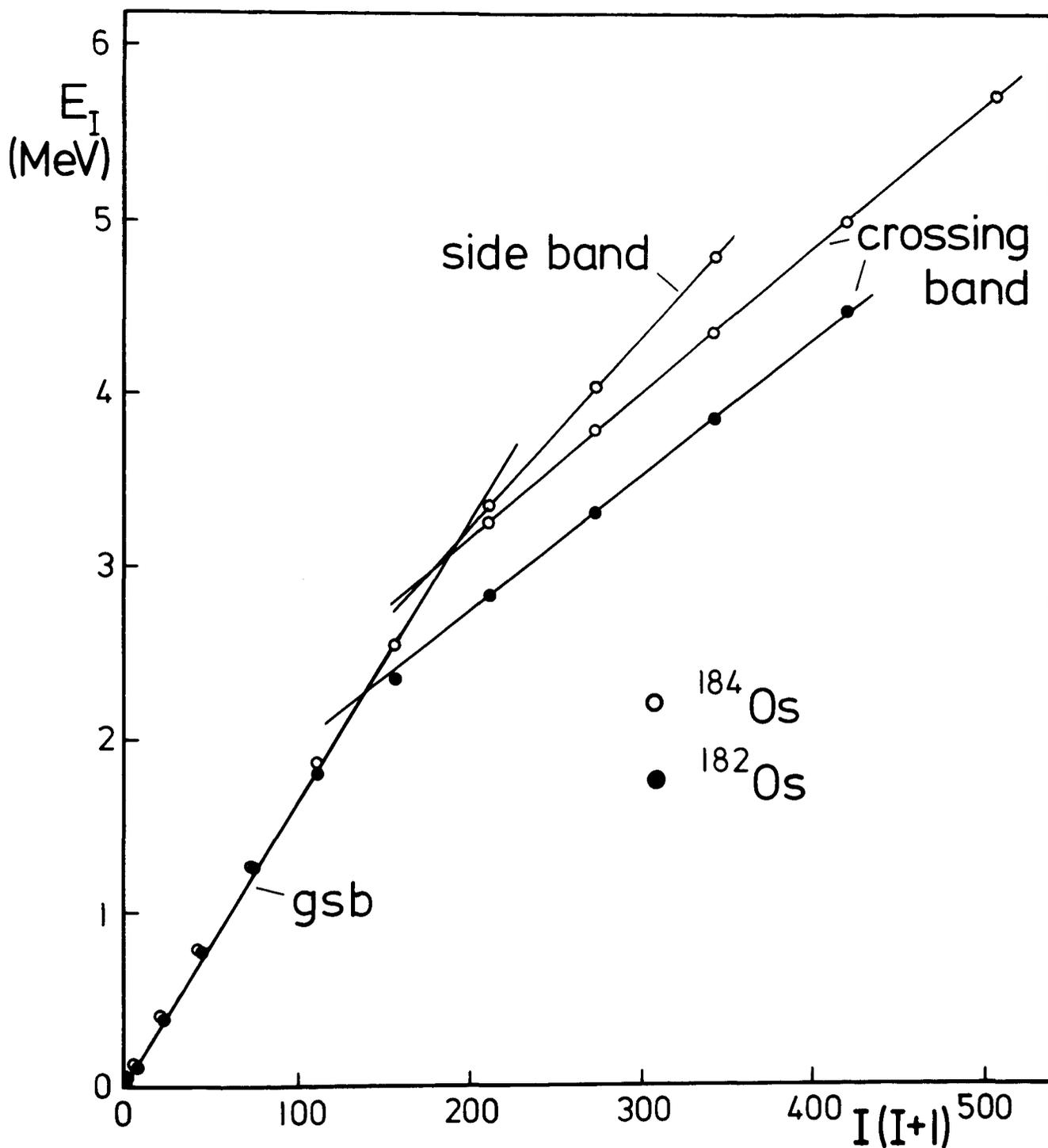


Fig.11: Darstellung der Anregungsenergie gegen $I(I+1)$ für die Yrastbanden in ^{182}Os und ^{184}Os . Für ^{184}Os ist auch eine energetisch höher liegende Seitenbande gezeigt.

zusätzlich eine Seitenbande beobachtet worden⁶⁰⁾, die die anderen beiden Banden in deren Kreuzungspunkt schneidet (siehe Fig. 11). In $^{182,184}\text{Os}$ konnte keine der Banden über den Kreuzungspunkt hinaus verfolgt werden, obwohl es sehr wahrscheinlich ist, daß diese Banden auch jenseits des Kreuzungspunkts existieren. Die Mitglieder dieser nicht beobachteten Zweige liegen oberhalb der Yrastlinie und werden in (Teilchen, xn)-Reaktionen daher so schwach angeregt, daß sie nicht beobachtet werden konnten. In ^{186}Os ist von Warner et al.⁵⁷⁾ eine ähnliche Bandenstruktur, wie in ^{184}Os beobachtet worden und als "Gabelung" (Forking) der GRB bezeichnet worden. Diese Bezeichnung deutet daraufhin, daß die Banden jenseits des Kreuzungspunktes nicht existieren, eine unwahrscheinlich erscheinende Interpretation.

In den Isotopen ^{154}Gd und ^{156}Dy konnten die sich kreuzenden Banden auch jenseits des Kreuzungspunkts beobachtet werden^{49,70-72)}. Die Hochspinzustände in ^{156}Dy sind in einer Zusammenarbeit von Jülich und Louvain-la-Neuve⁴⁹⁾ mit Hilfe der $(\alpha, 8n)$ -Reaktion untersucht worden, sowie unabhängig in Chalk River mit Hilfe der $(^{12}\text{C}, 4n)$ -Reaktion⁷¹⁾. Zustände mit kleinem Drehimpuls sind kürzlich in Louvain-la-Neuve⁷²⁾ unter Verwendung der $(p, 4n)$ -Reaktion studiert worden. Ein partielles Niveauschema von ^{156}Dy ist in Fig. 12 zu sehen⁴⁹⁾. Hochspinzustände sind bis 20^+ in der GRB und bis 22^+ in der β -Bande beobachtet worden. Die β -Bande wird durch mehrere Übergänge in die GRB entwölkert, von denen der $16^+_{\beta} \rightarrow 14^+_g$ Übergang von 611,4 keV am stärksten ist. Die reduzierte Übergangswahrscheinlichkeit des $16^+_{\beta} \rightarrow 14^+_g$ Übergangs von 432,8 keV ist jedoch immer noch um ungefähr einen Faktor 4 größer, als die des

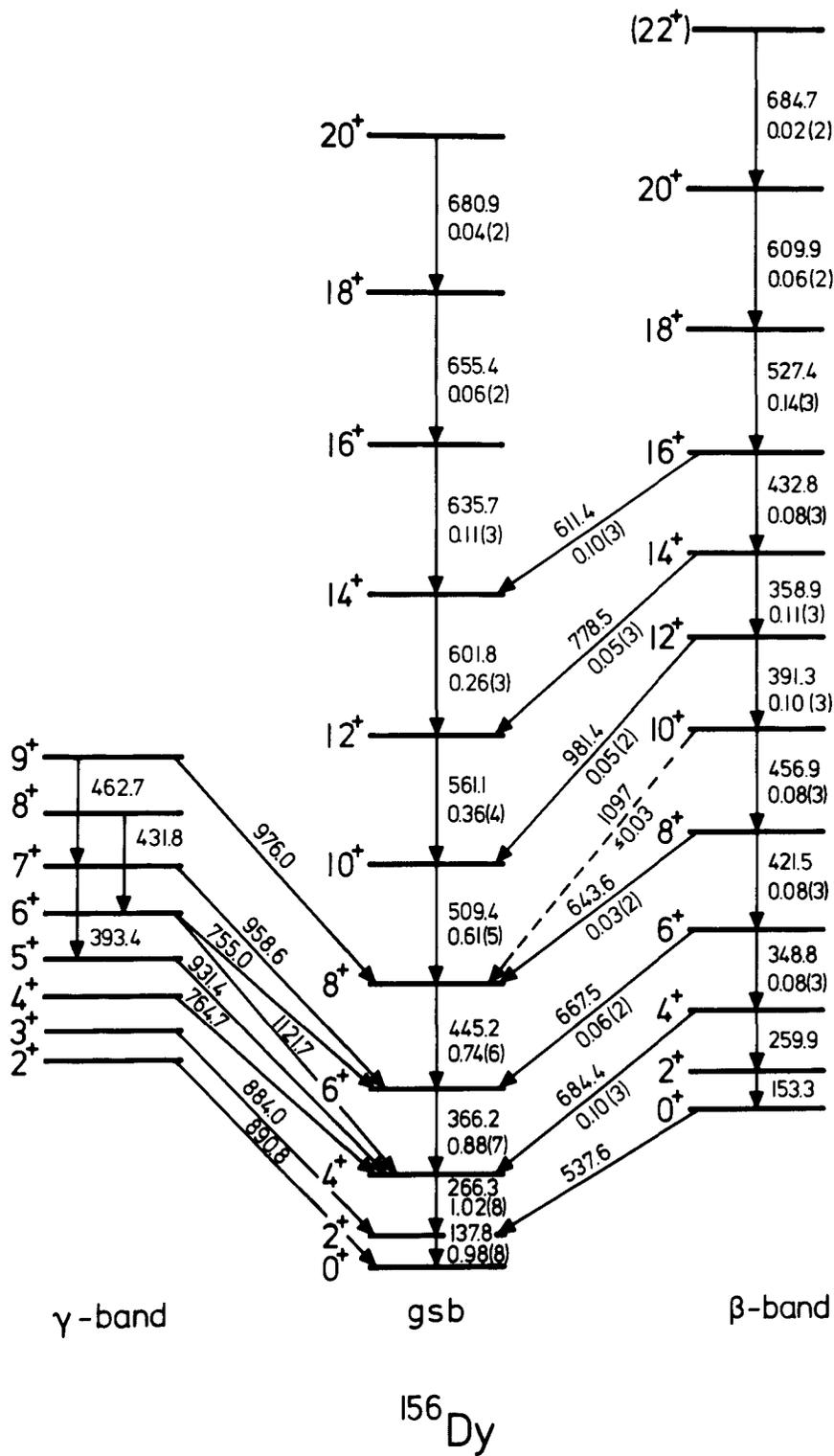


Fig.12: Niveauschema von ^{156}Dy .

611,4 keV Übergangs. Daraus ergibt sich die Zuordnung dieser beiden Linien als Übergänge innerhalb der β -Bande bzw. zwischen der β -Bande und der GRB. Auf diese Weise können, unter Berücksichtigung der reduzierten Übergangswahrscheinlichkeiten, alle Zustände der β -Bande bzw. GRB zugeordnet werden. Die Anregungsenergie von Zuständen der β -Bande und der GRB sind im linken Teil von Fig. 13 gegen $I(I + 1)$ aufgetragen worden. Beide Banden kreuzen sich bei $I = 16$. Die beiden 16^+ Zustände haben nur einen Abstand von 24,3 keV. Mischungsrechnungen^{49,71)} für die sich kreuzenden Banden zeigen, daß die Wechselwirkung zwischen den beiden Banden wesentlich schwächer ist, als er für die β -Bande und die GRB erwartet wird. Nur die 16^+ Zustände weisen eine merkbare Mischung auf. Es scheint, daß beide Banden im Kreuzungsbereich ihren jeweiligen Charakter beibehalten. Das Backbending-Verhalten der GRB und der β -Bande des Kerns ^{156}Dy ist im rechten Teil von Fig. 13 dargestellt. Die β -Bande zeigt einen ausgeprägten Backbending-Effekt, während die GRB ein reguläres Verhalten aufweist.

Eine andere Interpretation dieser Daten ist von Szymański und Krumlinde vorgeschlagen worden⁷³⁾, nämlich die, daß möglicherweise eine dritte Bande existiert, die sowohl die β -Bande als auch die GRB schneidet, so daß ein zweifacher Backbending-Effekt im ^{156}Dy auftritt. Die Interpretation der in dem Kern ^{156}Dy beobachteten Banden im Rahmen dieser Hypothese ist im linken Teil der Fig. 14 dargestellt. Die GRB, die β -Bande und die dritte Bande sind hier durch g-g, β - β und 3^{rd} - 3^{rd} gekennzeichnet. Durch das Kreuzen der dritten Bande sowohl mit der β -Bande als auch mit der GRB und durch die dabei auftretende Wechselwirkung zwischen den

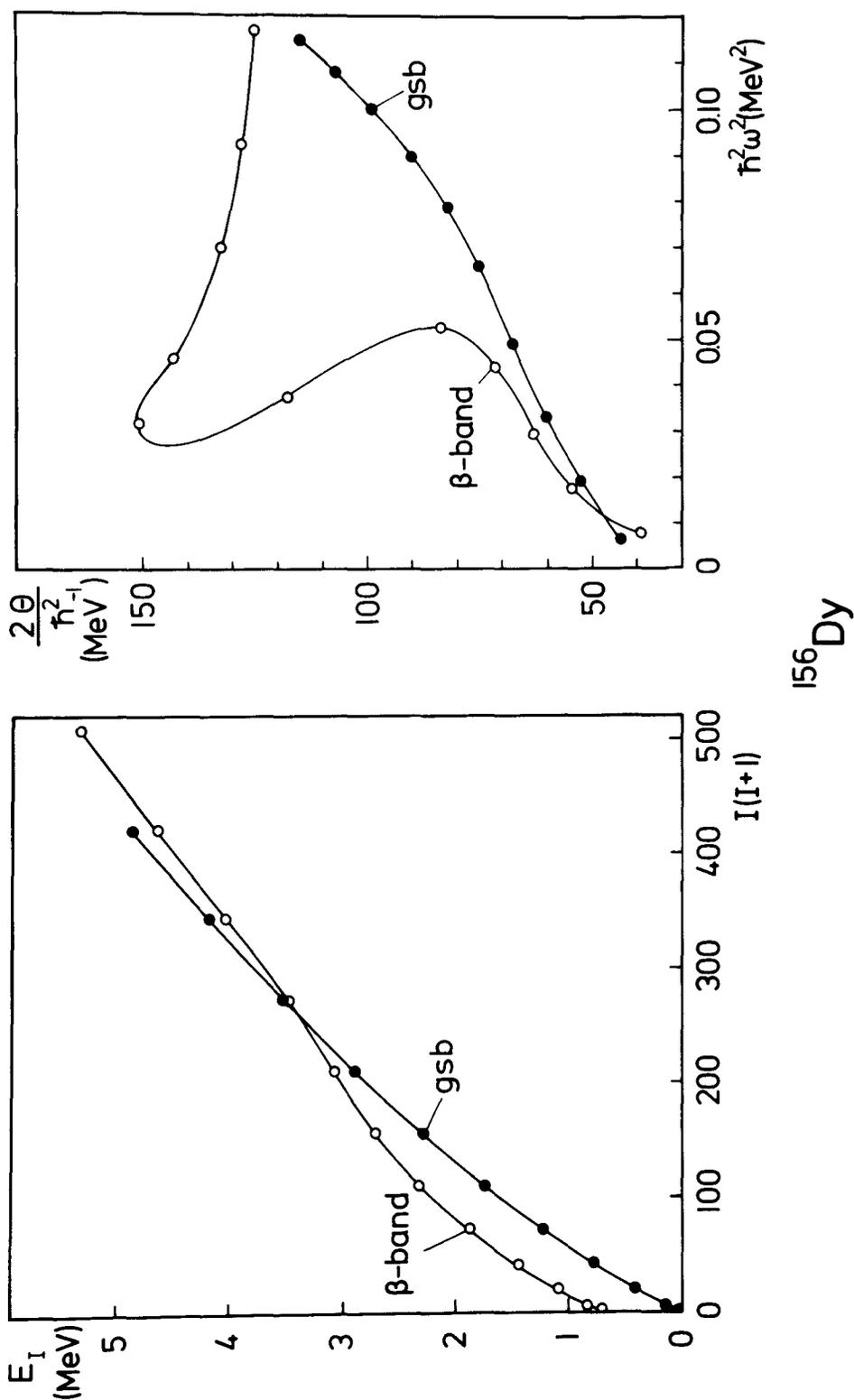


Fig.13: Darstellung der Anregungsenergie gegen $I(I+1)$ für Zustände der GRB und der β -Bande in ^{156}Dy und des Backbending-Verhaltens dieser Banden.

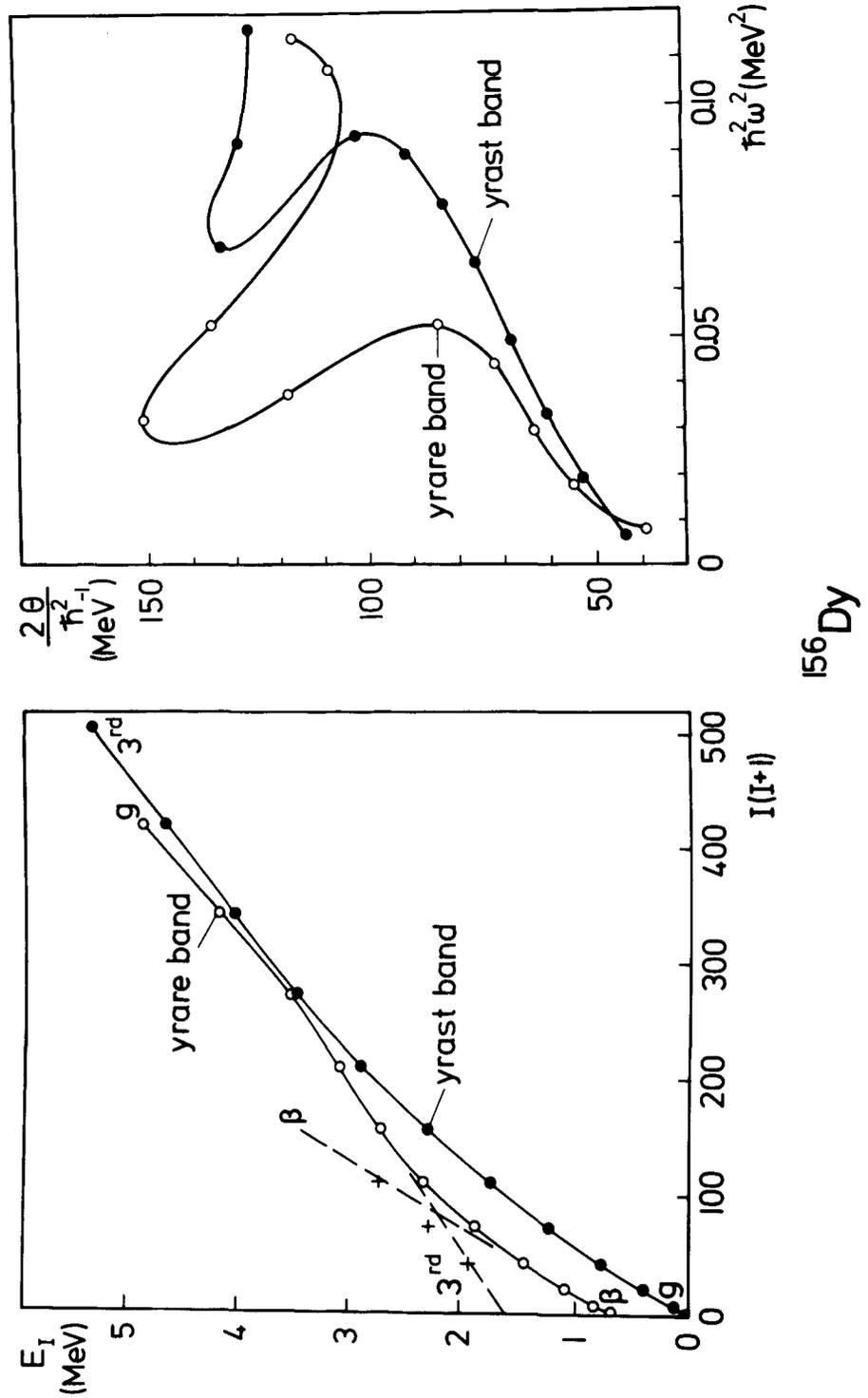


Fig.14: Darstellung der Anregungsenergie gegen $I(I+1)$ für Zustände in ^{156}Dy im Rahmen der Hypothese, daß die GRB und die β -Bande durch eine dritte Bande gekreuzt werden und des Backbending-Verhaltens der resultierenden Banden.

Banden entstehen drei neue Banden. Die energetisch am tiefsten liegende resultierende Bande ist die Yrastbande. Sie entsteht durch das Kreuzen der GRB mit der dritten Bande bei $I = 16$. Die schwache Wechselwirkung zwischen den sich kreuzenden Banden kann nun den Eigenschaften der dritten Bande zugeschrieben werden. Die Bande die energetisch oberhalb der Yrastbande liegt, ist als "Yrarebande" bezeichnet worden⁷⁰⁾. Sie besteht aus zwei Zweigen. Der Zweig, der von den Hochspinzuständen gebildet wird, resultiert aus der Kreuzung der GRB mit der dritten Bande bei $I = 16$, während der Zweig, der die Zustände kleinen Spins umfaßt, durch die Kreuzung der β -Bande mit der dritten Bande bei $I \approx 10$ entsteht. Der Übergang von dem 16^+ Zustand der GRB in den 14^+ Zustand der dritten Bande, der die beiden Zweige miteinander verbindet, ist bei den an dem Kern ^{156}Dy durchgeführten Experimenten nicht beobachtet worden^{49,71)}. Dieser Übergang ist energetisch benachteiligt verglichen mit dem $16^+ \rightarrow 14^+$ Übergang innerhalb der GRB, er konnte jedoch in der vergleichbaren Untersuchung⁷⁰⁾ an ^{154}Gd beobachtet werden. Durch das Kreuzen der β -Bande mit der dritten Bande bei $I \approx 10$ resultiert eine weitere energetisch höher liegende Bande, die jedoch in der $(^{12}\text{C},4n)$ oder der $(\alpha,8n)$ Reaktion nicht merkbar angeregt wird^{49,71)}. El Masri et al.⁷²⁾ beobachteten mit Hilfe einer $(p,4n)$ Reaktion jedoch drei Zustände, die in die GRB zerfallen, die sie versuchsweise dieser energetisch am höchsten liegenden Bande zugeordnet haben. Diese Zustände sind in Fig. 14 durch Kreuze bezeichnet worden. Das Backbending-Verhalten der Yrast- und der Yrarebande werden im rechten Teil der Fig. 14 gezeigt. Die Yrastbande zeigt eine S-förmige Gestalt. Die Yrarebande weist einen Backbending-Effekt bei dem 10^+ Zustand auf, durch-

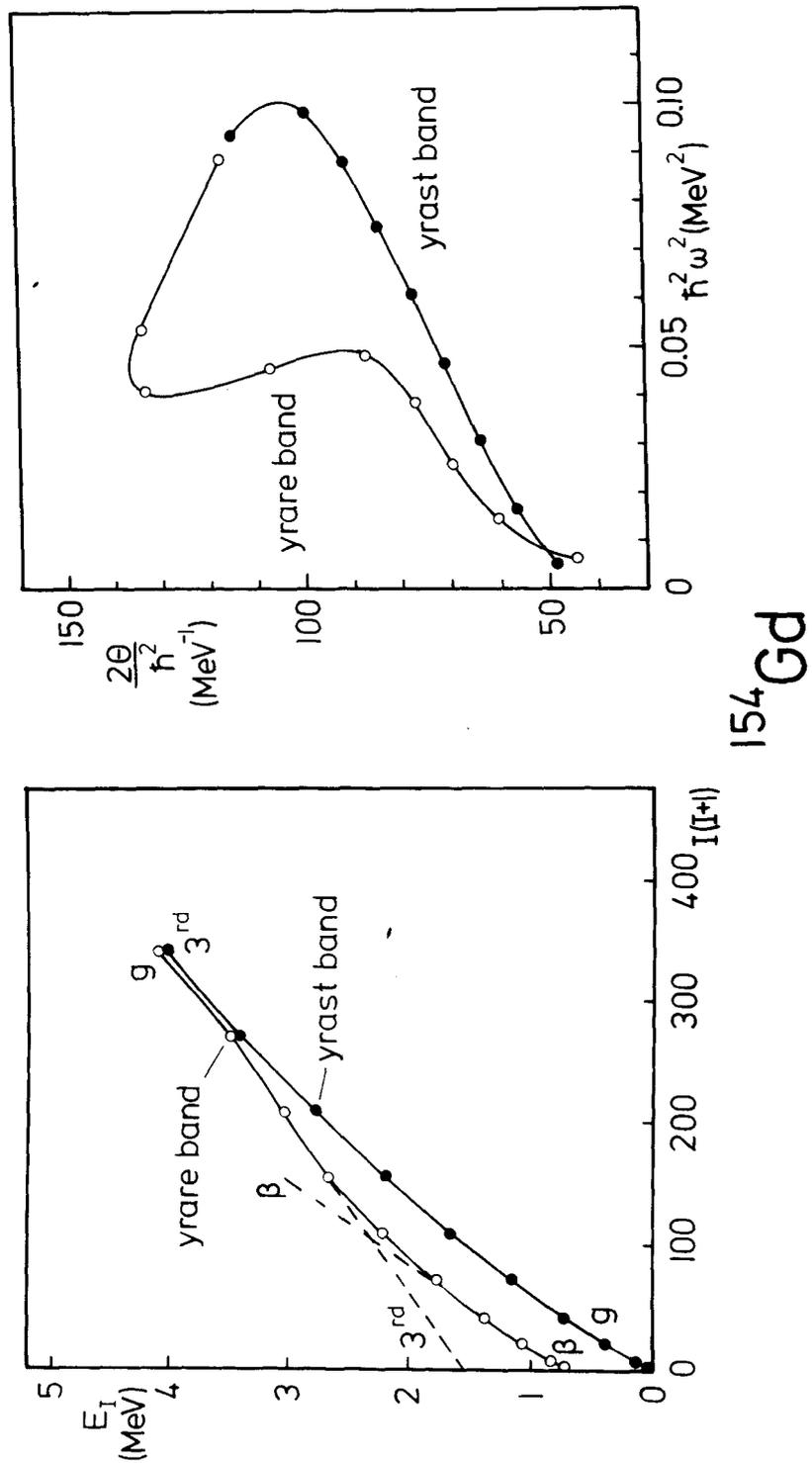


Fig.15: Darstellung der Anregungsenergie gegen $I(I+1)$ für Zustände in ^{154}Gd im Rahmen der Hypothese, daß die GRB und die β -Bande durch eine dritte Bande gekreuzt werden und des Backbending-Verhaltens der resultierenden Banden.

läuft ein Minimum bei $I = 18$ und biegt anschließend wieder nach oben ab.

Wie bereits erwähnt, wurde in ^{154}Gd ein ähnliches Bandenkreuzen beobachtet⁷⁰⁾, wie in ^{156}Dy . Die GRB und die β -Bande wurden von Khoo et al.⁷⁰⁾ bis zu dem 18^+ Zustand beobachtet. Diese Banden kreuzen sich zwischen den 16^+ und 18^+ Zuständen. Es konnten neben den $18^+ \rightarrow 16^+$ Übergängen innerhalb der GRB und der β -Bande sowohl der $18^+_{\beta} \rightarrow 16^+_{\text{g}}$ als auch der $18^+_{\text{g}} \rightarrow 16^+_{\beta}$ Übergang zwischen den beiden Banden beobachtet werden⁷⁰⁾, da alle 4 Übergänge vergleichbare Energien haben und somit keiner der Übergänge energetisch benachteiligt ist. Ähnlich wie in ^{156}Dy existiert möglicherweise auch in ^{154}Gd eine dritte Bande, die die β -Bande bei $I \approx 10$ und die GRB bei $I \approx 18$ schneidet, wie im linken Teil der Fig. 15 angedeutet worden ist. Das Backbending-Verhalten der resultierenden Yrast- bzw. Yrarebande ist im rechten Teil von Fig. 15 dargestellt und ähnelt dem der entsprechenden Banden in ^{156}Dy .

Unter der Annahme, daß sich kreuzende Banden nicht nur in ^{154}Gd und ^{156}Dy , sondern auch in allen anderen Kernen auftreten, die einen Backbending-Effekt zeigen, können zwei wichtige Schlüsse aus der Untersuchung der Kerne ^{154}Gd und ^{156}Dy gezogen werden, nämlich 1. daß der Backbending-Effekt durch das Kreuzen reeller Banden entsteht und 2. daß die Yrastbande jenseits des Kreuzungspunkts nicht mehr mit der GRB identisch ist, so daß der Backbending-Effekt eine Eigenschaft der Yrastbande und nicht der GRB ist.

2.5. Die Lebensdauer von Hochspinzuständen

Über die Eigenschaften der Hochspinzustände in den Yrastbanden liegt im allgemeinen wenig Information vor. Es sind jedoch kürzlich für einige deformierte Kerne Lebensdauerermessungen bis zu Zuständen hohen Spins durchgeführt worden. Die Lebensdauer von Hochspinzuständen können unter Ausnutzung des Dopplereffekts bestimmt werden. Auf die hochangeregten Endkerne wird nämlich bei Coulombanregung oder in (Teilchen, xn)-Reaktionen mit schweren Projektilen ein beträchtlicher Rückstoß übertragen, so daß die von dem bewegten Kern emittierte γ -Strahlung eine gut meßbare Dopplerverschiebung aufweist. Der Dopplereffekt wird mit Hilfe von zwei unterschiedlichen Methoden untersucht, nämlich 1. der Abstandsmethode (Recoil-Distance Doppler-Shift Method) und 2. der Abschwächungsmethode (Doppler-Shift Attenuation Method).

Bei der Abstandsmethode wird ein dünnes Target benutzt und die herausfliegenden Rückstoßkerne werden in einem Absorber (Plunger) gestoppt, dessen Abstand vom Target variiert werden kann. Die γ -Strahlung der im Flug zerfallenden Kerne weist eine Dopplerverschiebung auf, während die im Absorber zerfallenden Kerne eine unverschobene γ -Linie liefern. Die Intensität der unverschobenen γ -Linie nimmt mit zunehmendem Abstand zwischen Target und Absorber, d.h. mit zunehmender Flugzeit, ab. Trägt man die Intensität der unverschobenen Linie normiert auf die Summe der Intensitäten der unverschobenen und der verschobenen Linien gegen die Flugzeit auf, so ergibt sich eine Zerfallskurve für den Anfangszustand aus der seine Lebensdauer bestimmt werden kann. Messungen dieser Art sind für ^{150}Sm (Ref. 74,75), $^{154,156}\text{Gd}$ (Ref. 75), ^{164}Dy (Ref. 76), ^{158}Er

(Ref. 28,77), ^{160}Er (Ref. 28), ^{160}Yb (Ref. 78,79), ^{162}Yb (Ref. 78,80), ^{164}Yb (Ref. 78) und ^{166}Yb (Ref. 78,81) durchgeführt worden. Für diese Kerne sind Lebensdauern von Zuständen mit Spins bis $I = 18$ gemessen worden.

Bei der Abschwächungsmethode wird ein Target verwendet, das so dick ist, daß die Rückstoßkerne im Target gestoppt werden. Bei großen Rückstoßgeschwindigkeiten beträgt die Abbremszeit einige ps. Ist die Lebensdauer der Kernzustände in derselben Größenordnung, so zerfällt ein großer Anteil der Kerne im Flug und die Dopplerverschiebung macht sich als Verbreiterung der γ -Linien bemerkbar. Die resultierende Gestalt der γ -Linien hängt charakteristisch von der Lebensdauer des Anfangszustands ab, so daß diese bestimmt werden kann, wenn die Zeitabhängigkeit der Rückstoßgeschwindigkeit bekannt ist. Mit dieser Methode sind Lebensdauerermessungen an den Kernen ^{152}Sm (Ref. 82,83), ^{154}Sm (Ref. 82), $^{154,156}\text{Gd}$ (Ref. 82,83), ^{158}Gd (Ref. 82), $^{160,162}\text{Dy}$ (Ref. 82), ^{164}Dy (Ref. 82,84), $^{164,166,168,170}\text{Er}$ (Ref. 82), $^{170,172}\text{Yb}$ (Ref. 82), ^{174}Yb (Ref. 53,82) und ^{176}Yb (Ref. 53) durchgeführt worden. Für die meisten dieser Kerne konnten Lebensdauern nur bis zum 12^+ Zustand gemessen werden.

Die Ergebnisse der Lebensdauerermessungen an den oben erwähnten Kernen sind in Fig. 16 zusammengefaßt. In diesem Bild sind für die $8^+ \rightarrow 6^+$ bis $18^+ \rightarrow 16^+$ Übergänge die resultierenden reduzierten Übergangswahrscheinlichkeiten $B(E2, I \rightarrow I - 2)$, normiert auf den aus dem Rotationsmodell erwarteten Wert, gegen die Neutronenzahl aufgetragen worden. Der aus dem Rotationsmodell berechnete $B(E2, I \rightarrow I - 2)$ Wert ergibt sich aus

$$B(E2, I \rightarrow I - 2)_{\text{Rot}} = 5 B(E2, 2 \rightarrow 0) \langle I 0 2 0 | I - 2 0 \rangle^2. \quad (9)$$

Aus Fig. 16 kann man ersehen, daß die gemessenen reduzierten Übergangswahrscheinlichkeiten innerhalb der Fehlergrenzen nur geringe Abweichungen von dem Rotationswert aufweisen. Die größten Abweichungen sind nur ungefähr 35 %. Vergleicht man Kerne, deren Yrastbanden einen Backbending-Effekt zeigen mit solchen, deren Yrastbanden näherungsweise dem $I(I + 1)$ Gesetz folgen, so ergeben sich keine signifikanten Unterschiede bei den $B(E2, I \rightarrow I - 2)$ Werten. Für einige Kerne, mit Backbending-Verhalten, wie ^{164}Er , ist zwar eine Verzögerung des $12^+ \rightarrow 10^+$ Zustands beobachtet worden⁸²⁾, aber ein allgemeiner Trend konnte bisher nicht festgestellt werden. Um zu eindeutigen Schlußfolgerungen kommen zu können, sind Lebensdauermessungen an Hochspinzuständen ($I > 12$) für eine weitaus größere Anzahl von Kernen notwendig.

3. Theorie des Backbending-Effekts

Zur Untersuchung der Eigenschaften von Rotationskernen sind ausgedehnte theoretische Studien durchgeführt worden. Im einzelnen sind Eigenschaften der GRB, wie Trägheitsmomente, reduzierte Übergangswahrscheinlichkeiten und g-Faktoren berechnet worden. Für eine große Zahl von Rotationskernen im Gebiet der Seltenen Erden ist in Fig. 8 die Abhängigkeit des Trägheitsmoments von dem Quadrat der Rotationsfrequenz dargestellt worden. Eine genaue Betrachtung dieses Bildes zeigt, daß zwei Effekte unterschieden werden müssen, nämlich 1. eine langsame und gleichmäßige Zunahme des Trägheitsmoments bei kleinen Drehimpulsen und 2. eine plötzliche und abrupte Zunahme des Trägheitsmoments bei großen Drehimpulsen. In vielen Kernen nimmt das Trägheitsmoment allerdings gleichmäßig bis zu den höchsten beobachteten Drehimpulsen zu.

Zur Interpretation des zuerst genannten Effekts, sind mehrere Erklärungen vorgeschlagen worden. Sowohl Davydov und Chaban⁸⁵⁾ als auch Diamond et al.⁸⁶⁾ nahmen an, daß die Kerne durch die bei der Rotation auftretenden Zentrifugalkräfte so stark gestreckt werden (Centrifugal Stretching), daß die beobachtete Zunahme des Trägheitsmoments erklärt werden kann. Aus der Bestimmung des Kernradius von 2^+ Rotationszuständen relativ zu dem des Grundzustands in deformierten Kernen durch Untersuchung des Mößbauer-effekts⁸⁷⁾ oder durch das Studium von myonischen Atomen⁸⁸⁾ ergab sich jedoch, daß die Änderung des Kernradius eine Größenordnung zu klein ist, um die beobachtete Zunahme des Trägheitsmoments verstehen zu können.

Eine phänomenologische Analyse der Anregungsenergien von Zuständen in der GRB gerader Kerne wurde von Mariscotti et al.⁸⁹⁾ unter Annahme eines variablen Trägheitsmoments (Variable Moment of Inertia, VMI) durchgeführt. In diesem Modell werden die Energien folgendermaßen repräsentiert:

$$E_I(\theta) = 1/2 C (\theta - \theta_0)^2 + \frac{\hbar^2}{2\theta} I(I + 1) \quad . \quad (10)$$

Durch den ersten Term wird die potentielle Energie beschrieben. Es treten zwei Parameter auf, nämlich das Trägheitsmoment des Grundzustands θ_0 und die Konstante der Rückstellkraft C , welche ein Maß für die Weichheit des Kerns ist. Das Trägheitsmoment θ_I ergibt sich für jeden Zustand mit dem Spin I aus der Gleichgewichtsbedingung

$$\frac{\partial E_I(\theta)}{\partial \theta} = 0 \quad . \quad (11)$$

Die Anwendung des VMI-Modells auf die GRB gerader Kerne⁸⁹⁾ erlaubt eine sehr genaue Reproduktion der Zustandsenergien vielfach bis zu $I \approx 14$. Es wurde eine gleichmäßige Zunahme des Trägheitsmoments gefunden. Eine Bande, die sich im VMI-Modell beschreiben läßt, hat in der Darstellung $2\theta/\hbar^2$ gegen $\hbar^2\omega^2$ eine Gerade mit positiver Steigung.

Von Harris⁹⁰⁾ wurde eine Beschreibung von Rotationsenergien vorgeschlagen, die äquivalent zu dem VMI-Modell ist. Er entwickelte die Rotationsenergie in Potenzen von der Rotationsfrequenz ω :

$$E_I^{\text{rot}} = \alpha\omega_I^2 + \beta\omega_I^4 + \gamma\omega_I^6 + \delta\omega_I^8 + \dots \quad (12)$$

Die Äquivalenz der VMI-Gln. (10,11) und der auf zwei Terme beschränkten Harris-Gl. (12) wurde durch ausführliche Untersuchungen bestätigt^{89,91)}. Saethre et al.³⁰⁾ haben weiterhin gezeigt, daß die Verwendung der Harris-Gl. (12) eine bessere Repräsentation der Rotationsenergien von deformierten geraden Kernen liefert, als die Entwicklung nach Potenzen von $I(I + 1)$. Eine Erklärung dafür ist bisher nicht gefunden worden.

Die gleichmäßige Zunahme des Trägheitsmoments mit dem Drehimpuls kann durch die oben erwähnten phänomenologischen Modelle^{89,90)} gut beschrieben werden. Diese Zunahme des Trägheitsmoments läßt sich physikalisch jedoch unter Berücksichtigung des CAP-Effekts verstehen. Die deformierten Kerne der Seltenen Erden haben im Grundzustand ein Trägheitsmoment, das um einen Faktor 2 bis 3 kleiner ist als das des starren Rotators. Die Reduzierung des Trägheitsmoments des Grundzustands wird durch Paarkorrelationen, d.h. durch eine Restwechselwirkung zwischen den Nukleonpaaren hervorgerufen. In detaillierten Rechnungen im Rahmen des Cranking-Modells⁹²⁾ haben Griffin und Rich⁹³⁾ sowie Nilsson und Prior⁹⁴⁾ gezeigt, daß die experimentellen Grundzustandsträgheitsmomente sehr gut reproduziert werden können, wenn die Paarkorrelationen berücksichtigt werden. Die Paarkräfte koppeln zwei Teilchen in einem deformierten nichtrotierenden Potential zu zeitumgekehrten Paaren. Wenn der Kern zu rotieren beginnt, wirken auf die einzelnen Nukleonen zusätzlich Zentrifugal- und Corioliskräfte. Die Corioliskräfte wirken den Paarkräften entgegen, indem sie die gepaarten Nukleonen zu entkoppeln suchen. Die Paarkorrelationen werden daher mit zunehmender Rotationsfrequenz immer mehr geschwächt⁹⁾. Dieser Ef-

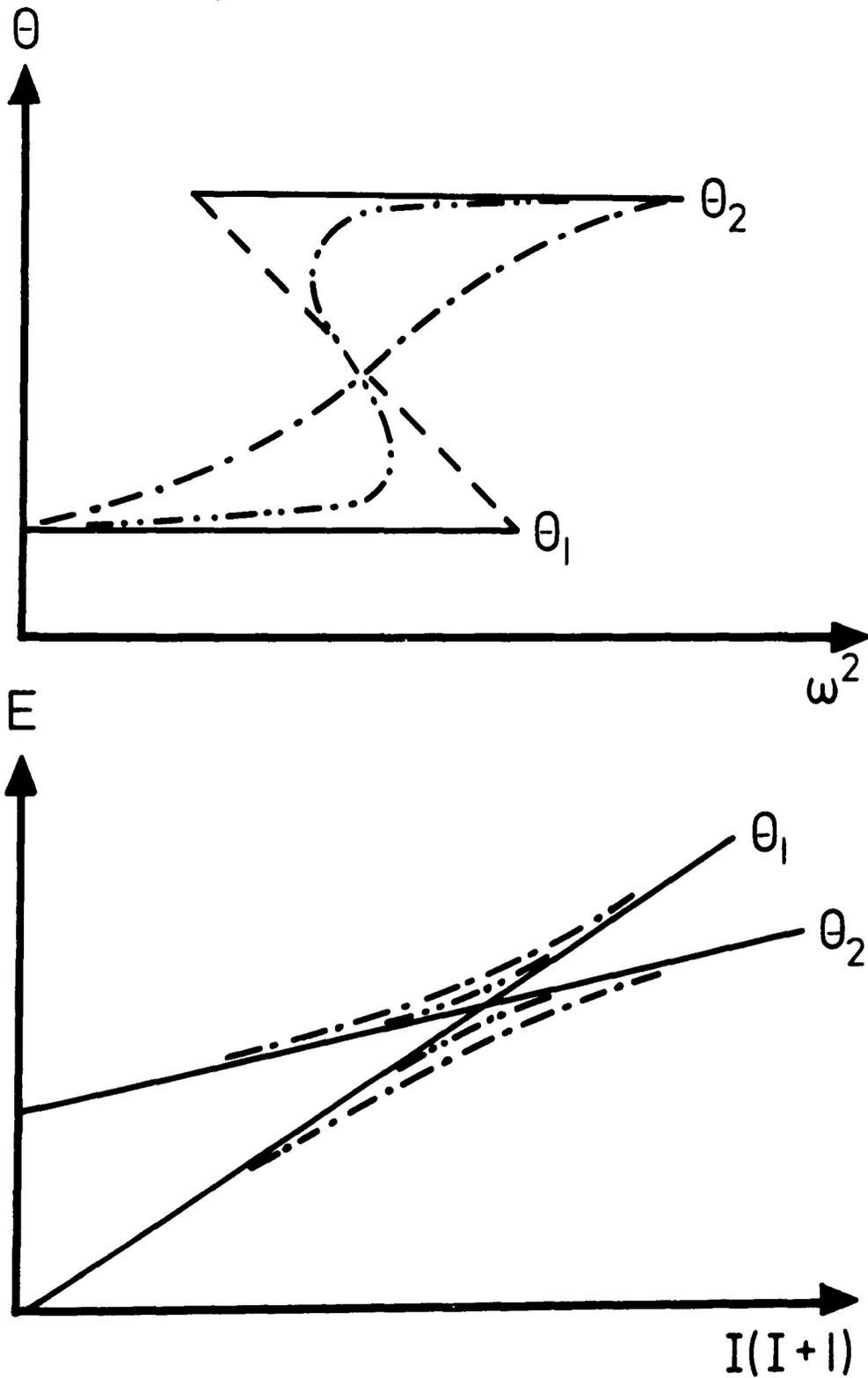


Fig.17: Schematische Darstellung des Backbending-Verhaltens zweier sich kreuzender Banden von unterschiedlichem Trägheitsmoment.

fekt ist als Coriolis-Antipairing-Effekt (CAP-Effekt) bezeichnet worden⁹⁵⁾. Die Abnahme der Paarkorrelationen bewirkt eine Zunahme des Trägheitsmoments. Mikroskopische Rechnungen für Rotationszustände, die sowohl den CAP-Effekt als auch das "Centrifugal-Stretching" berücksichtigen, haben gezeigt, daß die gleichmäßige Zunahme des Trägheitsmoments bei kleinen Drehimpulsen im wesentlichen durch den CAP-Effekt hervorgerufen wird und daß die Streckung des Kerns eine untergeordnete Rolle spielt (siehe z.B. Ref. 11, 13, 96-98).

Der zweite in Fig. 8 erkennbare Effekt ist die bei vielen Kernen auftretende starke Zunahme des Trägheitsmoments bei höheren Drehimpulsen. Es sind verschiedene Versuche gemacht worden, auch Yrastbanden, die einen Backbending-Effekt aufweisen, im Rahmen des VMI-Modells zu parametrisieren^{99, 100)}. Die Experimente scheinen jedoch darauf hinzuweisen, daß der Backbending-Effekt durch das Kreuzen zweier Banden unterschiedlichen Trägheitsmoments erklärt werden kann. In dem unteren Teil von Fig. 17 sind zwei sich kreuzende Banden dargestellt, die miteinander mischen und sich abstoßen, wenn eine Wechselwirkung vorhanden ist. Es resultieren zwei neue Banden, nämlich die tiefliegende Yrastbande und die hochliegende Yrarebande. In dem oberen Teil von Fig. 17 ist für die Yrastbande das Trägheitsmoment θ gegen das Quadrat der Rotationsfrequenz ω^2 aufgetragen. An dem Kreuzungspunkt der beiden Banden tritt ein Backbending-Effekt auf, weil hier, im Fall verschwindender Wechselwirkung, das Trägheitsmoment von θ_1 nach θ_2 springt. Das Zurückbiegen der Kurve (Backbending) kann als Folge der plötzlichen Zunahme des Trägheitsmoments verstanden werden, da sich

dadurch die Rotationsfrequenz des Kerns reduziert. Bei unterschiedlich starker Mischung der sich kreuzenden Banden ergibt sich ein mehr oder weniger deutlich ausgeprägter Backbending-Effekt oder sogar eine gleichmäßige Zunahme des Trägheitsmoments. Die untere Bande ist die GRB, die sich auf einen gepaarten Zustand aufbaut. Für die Natur der angeregten Banden sind verschiedene theoretische Interpretationen vorgeschlagen worden.

Rechnungen zum Backbending-Effekt unter Berücksichtigung von Bandenmischung sind von Molinari und Regge¹⁰¹⁾ für den Kern ^{162}Er und von Broglia et al.¹⁰²⁾ für die Kerne ^{154}Gd und ^{156}Dy , in denen kreuzende Banden beobachtet worden sind, durchgeführt worden. Es ergab sich, daß mindestens drei Banden gemischt werden müssen, um die experimentell beobachtete Bandenstruktur reproduzieren zu können. Es handelt sich um die GRB, die β -Bande und eine dritte Bande mit der K-Quantenzahl $K = 1$ (Ref. 102). Die dritte Bande entspricht der kreuzenden Bande im Zweibandmodell. In Rechnungen zur Bandenmischung haben El Masri et al.¹⁰³⁾ gezeigt, daß für den Kern ^{156}Dy die dritte Bande $K = 0$ oder $K = 1$ haben kann, wenn man zusätzlich die γ -Bande berücksichtigt.

Eine mögliche Interpretation der zweiten Bande ergibt sich im Rahmen des CAP-Effekts unter der Annahme, daß alle Paare plötzlich aufbrechen, wenn die Corioliskraft und die Paarkraft gleich stark werden, wie es bereits 1960 von Mottelson und Valatin vorgeschlagen worden ist⁹⁾. Die kreuzende Bande ist dann eine ungepaarte Bande. Wie bereits in der Einleitung erwähnt, haben Mottelson und Valatin⁹⁾ den kritischen Drehimpuls, bei dem die

Paarkorrelationen verschwinden, zu $I_c \approx 12$ für $A \approx 180$ abgeschätzt. Bei dem kritischen Drehimpuls tritt ein Übergang von dem supraflüssigen zu dem normalen Zustand auf. Es sind seither verschiedene Berechnungen des kritischen Drehimpulses durchgeführt worden (siehe z.B. Ref. 12-14, 95). In der jüngsten Untersuchung¹⁴⁾ ergab sich, daß die Paarkorrelationen erst verschwinden, wenn die Drehimpulse größer als $24 \hbar$ werden im Fall von Neutronen und für Drehimpulse zwischen $40 \hbar$ und $60 \hbar$ im Fall von Protonen.

Theoretische Studien von Stephens und Simon¹⁷⁾ im Rahmen des Rotation-Alignment-Modells (RAL-Modell) ergaben, daß das Aufbrechen eines Teilchenpaares von großem Eigendrehimpuls ausreicht, um den Backbending-Effekt zu erklären. Stephens und Simon¹⁷⁾ betrachteten den Einfluß der Corioliskraft auf ein Paar von $i_{13/2}$ -Neutronen, da diese auf Teilchen mit großem Eigendrehimpuls am stärksten wirkt. Die Corioliskraft entkoppelt die Teilchen vom Rumpf und richtet die Eigendrehimpulse der Teilchen entlang der Rotationsachse aus. In diesem Bild ist die zweite Bande eine Zwei-quasiteilchenbande. Bohr und Mottelson¹⁰⁴⁾ haben daraufhingewiesen, daß der kritische Drehimpuls, bei dem sich die GRB und die Zwei-quasiteilchenbande schneiden, bestimmt werden kann, wenn man die Quasiteilchenbewegung in einem rotierenden Potentialtopf bei Berücksichtigung der Paarkorrelationen untersucht. Die Autoren¹⁰⁴⁾ fanden, daß Quasiteilchenanregungen in einem rotierenden Potential negative Energien haben können. Die GRB wird von der Zwei-quasiteilchenbande gekreuzt, wenn die Summe der Energien der beiden am tiefsten liegenden Quasiteilchenanregungen verschwindet. Die Rechnungen zeigen, daß es sich dabei um Zustände mit großem

Eigendrehimpuls j und kleiner Projektionsquantenzahl Ω handelt.

Andere Autoren erklären den Backbending-Effekt durch Eigenschaften der Potentialenergiefläche¹⁰⁵⁻¹⁰⁷⁾. Weigman und Theobald¹⁰⁵⁾ nehmen an, daß die Potentialenergiefläche ein sekundäres Minimum aufweist. Eine Rotationsbande in dem sekundären Minimum hat einen Bandenkopf mit großer Anregungsenergie sowie ein großes Trägheitsmoment und ist daher mit der zweiten Bande identifiziert worden. Es ist jedoch sehr unwahrscheinlich, daß Kerne im Gebiet der Seltenen Erden sekundäre Minima haben, deren Anregungsenergien so klein sind, daß der Backbending-Effekt im Rahmen dieses Modells verstanden werden kann. Thieberger¹⁰⁶⁾ verwendet ein erweitertes VMI-Modell und schreibt den Backbending-Effekt einer Anharmonizität in der potentiellen Energie von Gl. (10) zu. Smith und Volkov¹⁰⁷⁾ verallgemeinern das VMI-Modell, indem sie eine triaxiale Gestalt des Kerns in Betracht ziehen. Die beiden letzten Modelle können jedoch nicht erklären, daß die kreuzende Bande unterhalb des kritischen Drehimpulses existiert¹⁰⁸⁾, wie es experimentell beobachtet worden ist^{49,70,71)}. Eigenschaften der Potentialenergiefläche müssen möglicherweise bei der Interpretation der GRB von Kernen außerhalb des deformierten Gebietes berücksichtigt werden.

In den beiden folgenden Unterkapiteln werden Modellrechnungen bzw. eine mikroskopische Behandlung des Backbending-Effekts beschrieben. Aufgrund dieser theoretischen Untersuchungen läßt sich entscheiden, ob das Backbending-Verhalten im Rahmen des RAL-Modells oder unter Verwendung des CAP-Effekts verstanden werden kann.

3.1. Modellrechnungen zum Backbending-Effekt

Rechnungen im Rahmen des Rotation-Alignment-Modells sind von Stephens und Simon¹⁷⁾, Stephens et al.¹⁰⁹⁾ und Damgaard und Fäbller¹¹⁰⁾ durchgeführt worden. Stephens hat diese Rechnungen kürzlich zusammenfassend beschrieben⁷⁾. Stephens und Simon¹⁷⁾ haben die Wirkung der Corioliskräfte auf ein Paar von $i_{13/2}$ -Neutronen im Rahmen des Rotor-plus-Teilchen-Modells untersucht. Sie benutzten den Hamiltonoperator des axialsymmetrisch deformierten Rumpfes, gegeben durch

$$H = H_{sp} + \frac{\hbar^2}{2\theta} (\hat{I} - \hat{j})^2 . \quad (13)$$

Der Einzelteilchenoperator H_{sp} schließt auch die Paarkraft mit ein. Der zweite Term von Gl. (13) ist der Rotationshamiltonoperator. Sein Term

$$H_C = \frac{\hbar^2}{2\theta} \hat{I} \hat{j} \quad (14)$$

enthält die Zentrifugal- und Corioliskräfte. Die Matrixelemente von Gl. (14) lauten

$$\langle I, \Omega \pm 1 | H_C | I, \Omega \rangle = \frac{\hbar^2}{2\theta} \sqrt{(I \mp K)(I \pm K + 1)} \langle \Omega \pm 1 | j_{\pm} | \Omega \rangle , \quad (15)$$

wobei

$$\langle \Omega \pm 1 | j_{\pm} | \Omega \rangle = \sqrt{j(j+1) - \Omega(\Omega \pm 1)} , \quad (16)$$

ist, wenn j eine gute Quantenzahl ist. Es zeigt sich, daß die Corioliskraft besonders groß ist, wenn die Fermioberfläche in der Nähe der Zustände mit großem Eigendrehimpuls j und kleiner Projektionsquantenzahl Ω liegt. Für die $i_{13/2}$ -Neutronenschale im Gebiet der Seltenen Erden ist dies der Fall, wenn die Neutronenzahl $N \lesssim 100$ ist. Die Corioliskraft entkoppelt das $i_{13/2}$ -Neutronenpaar

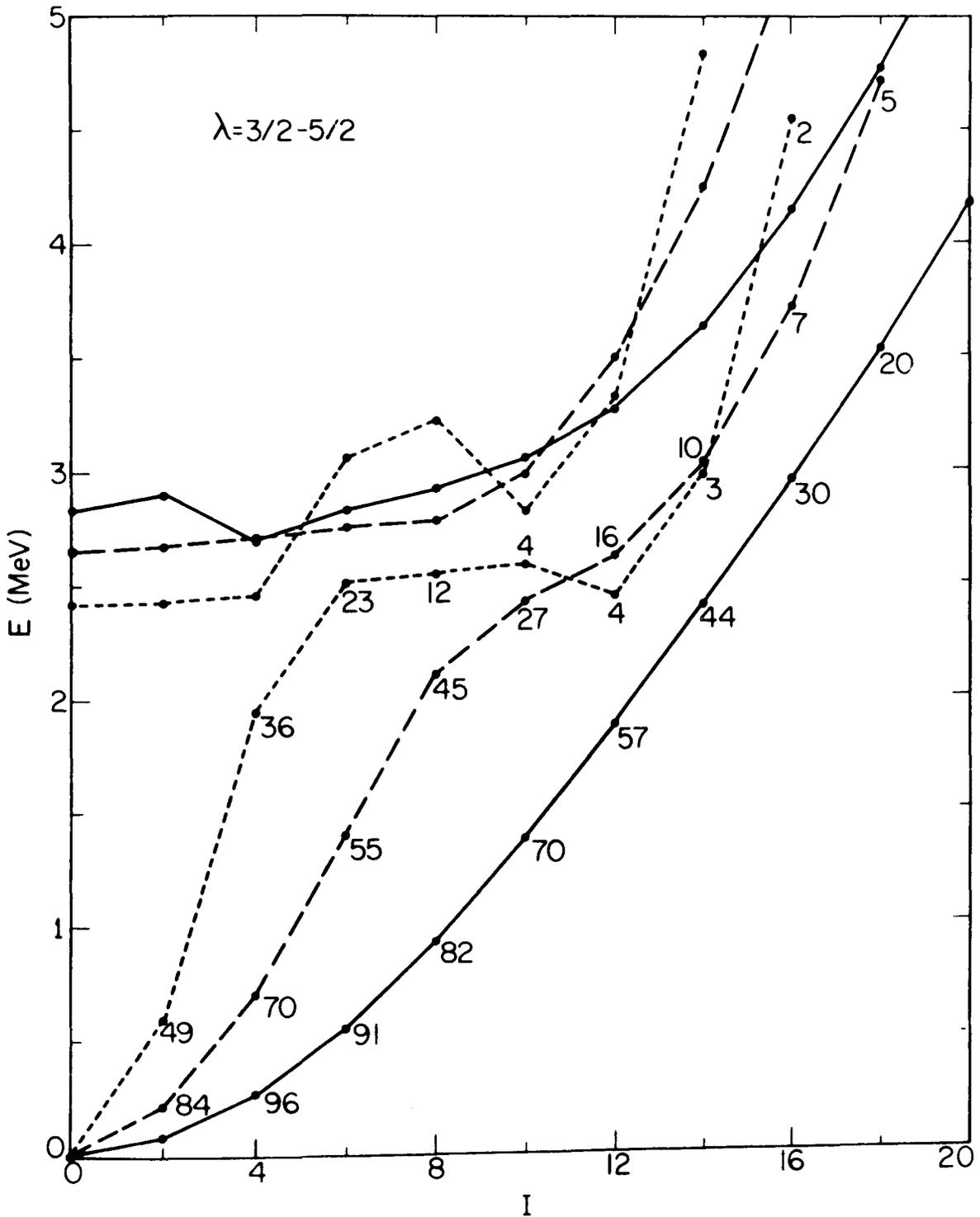


Fig.18: Darstellung der Anregungsenergie gegen I für die Yrast- und Yrarebanden im RAL-Modell für die Deformationsparameter $\beta=0,3$ (ausgezogene Linien), $\beta=0,2$ (gestrichelte Linien) und $\beta=0,1$ (gepunktete Linien). Die Zahlen geben die Intensitäten der Übergänge an.

vom Rumpf und richtet deren Eigendrehimpulse entlang der Rotationsachse aus. Es wird eine Zweiquasiteilchenbande (2QT-Bande) gebildet. Wegen der Corioliswechselwirkung zwischen der GRB und der 2QT-Bande mischen sich beide Banden und stoßen einander ab. Die resultierenden Banden sind in Fig. 18 als Ergebnis einer Rechnung von Stephens⁷⁾ dargestellt. In Fig. 18 ist für beide Banden die Anregungsenergie E gegen den Drehimpuls I aufgetragen, wobei Kurven für drei verschiedene Werte des Deformationsparameters β dargestellt worden sind. Diese Werte sind $\beta = 0,3$ (durchgezogene Linie), $\beta = 0,2$ (gestrichelte Linie) und $\beta = 0,1$ (gepunktete Linie). Für $\beta = 0,3$ zeigt die Yrastbande nur geringfügige Abweichung von dem durch das VMI-Modell vorhergesagten Verhalten. Die Yrastbande weist jedoch einen Backbending-Effekt für $\beta = 0,2$ auf, der sich in Fig. 18 durch eine Verkleinerung der Übergangsenergien bei Spins von $I \approx 10$ bemerkbar macht. In der Rechnung für $\beta = 0,1$ tritt ein Isomer mit dem Spin $I = 12$ auf. Stephens⁷⁾ betont jedoch, daß sein Modell möglicherweise bei so kleinen Werten des Deformationsparameters nicht mehr gültig ist. Banden mit solchen Eigenschaften sind jedoch bei schwach deformierten Übergangskernen beobachtet worden^{59,111-114)}.

Die Idee, daß starke Corioliseffekte auf $i_{13/2}$ -Neutronen für den Backbending-Effekt in neutronenarmen geraden Kernen der Seltenen Erden verantwortlich sind, wird durch die bereits seit langem bekannte Tatsache gestützt, daß in den $i_{13/2}$ Neutronenbanden neutronenarmer ungerader Kerne eine ausgeprägte Störung als Folge der Coriolismischung auftritt (vgl. Kap. 4.1). Diese Störung macht sich als eine Staffelung in den Niveauabständen (Staggering-Effekt)

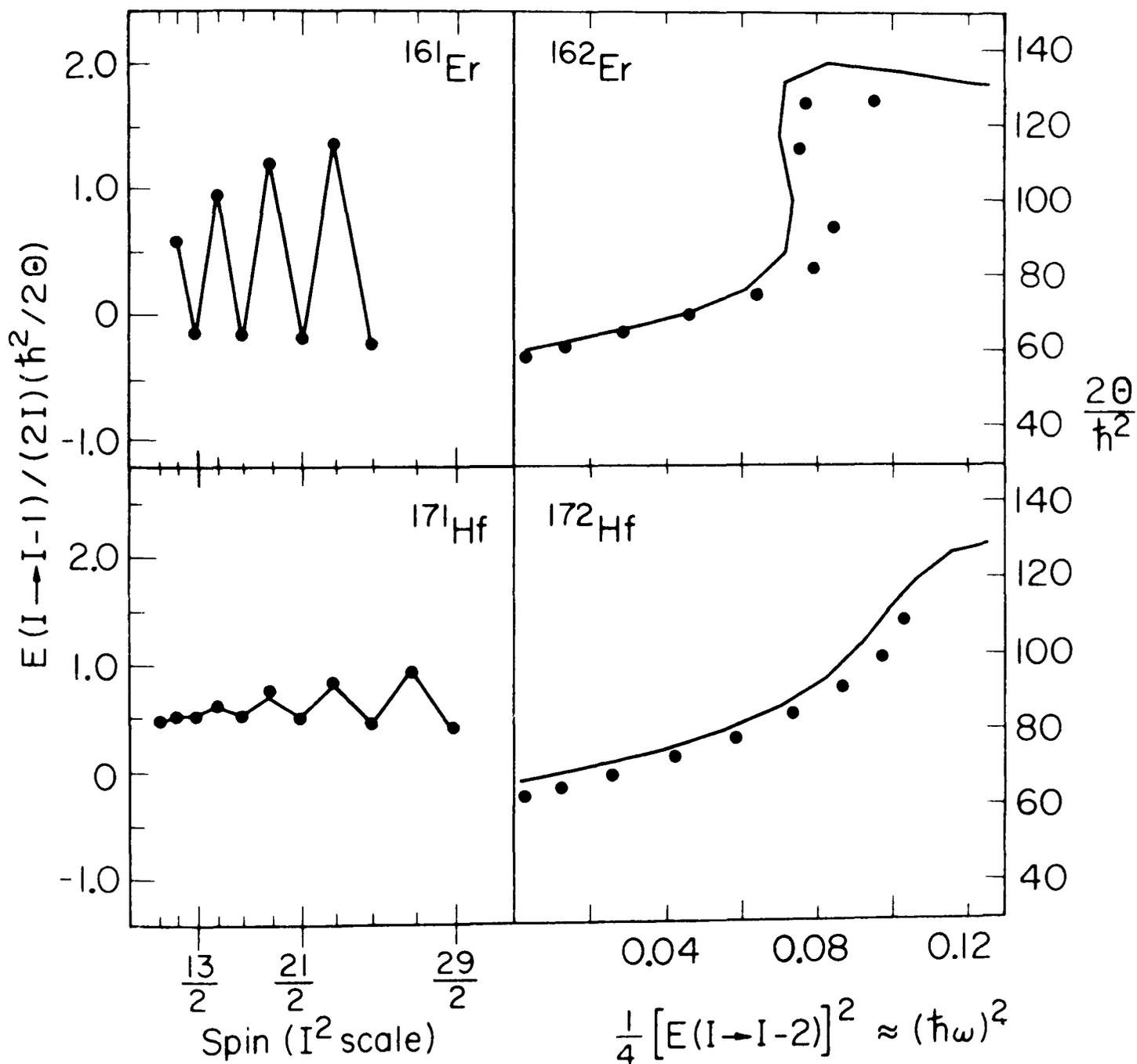


Fig.19: Vergleich der experimentellen (Punkte) und der im Rahmen des RAL-Modells berechneten (ausgezogene Linien) Eigenschaften von Zuständen in den Kernen $^{161,162}\text{Er}$ und $^{171,172}\text{Hf}$. Für die gemischten $i_{13/2}$ Neutronenbanden in ^{161}Er und ^{171}Hf ist die Energie der Kaskadenübergänge normiert auf $2I$ gegen I^2 aufgetragen worden. Für die GRB in ^{162}Er und ^{172}Hf ist das Backbending-Verhalten zu sehen.

bemerkbar. Ein Vergleich der Corioliseffekte in benachbarten geraden und ungeraden Kernen ist in Fig. 19 dargestellt¹⁰⁹⁾. In diesem Bild sind sowohl das Ergebnis eines Angleichs an die $i_{13/2}^-$ Neutronenbanden in ^{161}Er und ^{171}Hf als auch Backbending-Kurven für die GRB in ^{162}Er und ^{172}Hf dargestellt. Die zur Berechnung der Backbending-Kurven verwendeten Parameter ergaben sich aus dem für den jeweiligen ungeraden Nachbarkern durchgeführten Angleich. In diesen Rechnungen wurde die Gapenergie der Paarungswechselwirkung (Energieschlücke) konstant gehalten¹⁰⁹⁾. Um dennoch die gleichmäßige Zunahme des Trägheitsmoments bei kleinem Drehimpuls beschreiben zu können, wurde das VMI-Modell berücksichtigt¹⁰⁹⁾. Die experimentell beobachtete Tatsache, daß ^{162}Er einen Backbending-Effekt aufweist, nicht jedoch ^{172}Hf , wird durch diese Rechnungen reproduziert, wie aus Fig. 19 zu entnehmen ist. Es zeigt sich, daß eine Beziehung zwischen dem Auftreten des Backbending-Effekts und der Ausprägung des Staggering-Effekts besteht. Für die $i_{13/2}^-$ Neutronenbande in ^{161}Er ist der Staggering-Effekt besonders stark ausgeprägt und die GRB im Nachbarkern ^{162}Er weist einen Backbending-Effekt auf. In ^{171}Hf jedoch ist die Störung der $i_{13/2}^-$ -Bande schwach und in der GRB von ^{172}Hf nimmt das Trägheitsmoment gleichmäßig mit dem Spin zu. Aus diesem Ergebnis kann man schließen, daß im Gebiet der neutronenarmen Kerne der Seltenen Erden die Corioliswechselwirkung sowohl für den Staggering-Effekt der $i_{13/2}^-$ -Neutronenbanden in den ungeraden Kernen als auch für den Backbending-Effekt der GRB in den geraden Kernen von großer Bedeutung ist.

Damgaard und Faessler¹¹⁰⁾ haben eine Rechnung im Rahmen des RAL-Modells unter Berücksichtigung des CAP-Effekts durchgeführt und

konnten zeigen, daß zusätzlich zu dem Backbending-Effekt auch die gleichmäßige Zunahme des Trägheitsmoments bei kleinen Drehimpulsen reproduziert werden kann.

Das Backbending-Verhalten von Kernen der Seltenen Erden mit einer Neutronenzahl von $N \lesssim 100$ kann durch die Entkopplung eines $i_{13/2}$ -Neutronenpaares im RAL-Modell verstanden werden. Der in der GRB von Os-Kernen beobachtete Backbending-Effekt (siehe Fig. 8) wird im Rahmen dieser Interpretation jedoch nicht erwartet, da die $i_{13/2}$ -Neutronenschale bereits weitgehend gefüllt ist, so daß das Coriolismatrixelement Gl. (16) klein wird. Kürzlich durchgeführte Experimente^{60,115)} haben jedoch gezeigt, daß der Backbending-Effekt in den Os-Kernen im RAL-Modell durch die Entkopplung eines $h_{9/2}$ -Protonenpaares erklärt werden kann. Diese Experimente werden ausführlich in Kap. 4.2. beschrieben.

Der Mechanismus des Backbending-Effekts ist sowohl von Krumlinde und Szymański^{116,117)} in Zweiniveau- und Vierniveau-Modellen als auch von Sorensen¹¹⁸⁾ in einem Zweiniveau-Modell studiert worden. Krumlinde und Szymański^{116,117)} lösten für diesen einfachen und schematischen Fall das Rotor-plus-Teilchen-Problem exakt mit Methoden der Gruppentheorie. Zur Vereinfachung der Rechnung wurde der Hamiltonoperator Gl. (13) durch denjenigen einer zweidimensionalen Rotation von Rumpf und Valenzteilchen um die zur Symmetrieachse z senkrecht stehende x -Achse ersetzt. Es ergibt sich

$$H = H_{sp} + \frac{\hbar^2}{20} (I - j_x)^2 \quad . \quad (17)$$

wobei H_{sp} den Einteilchenhamiltonoperator für zwei oder vier Ni-

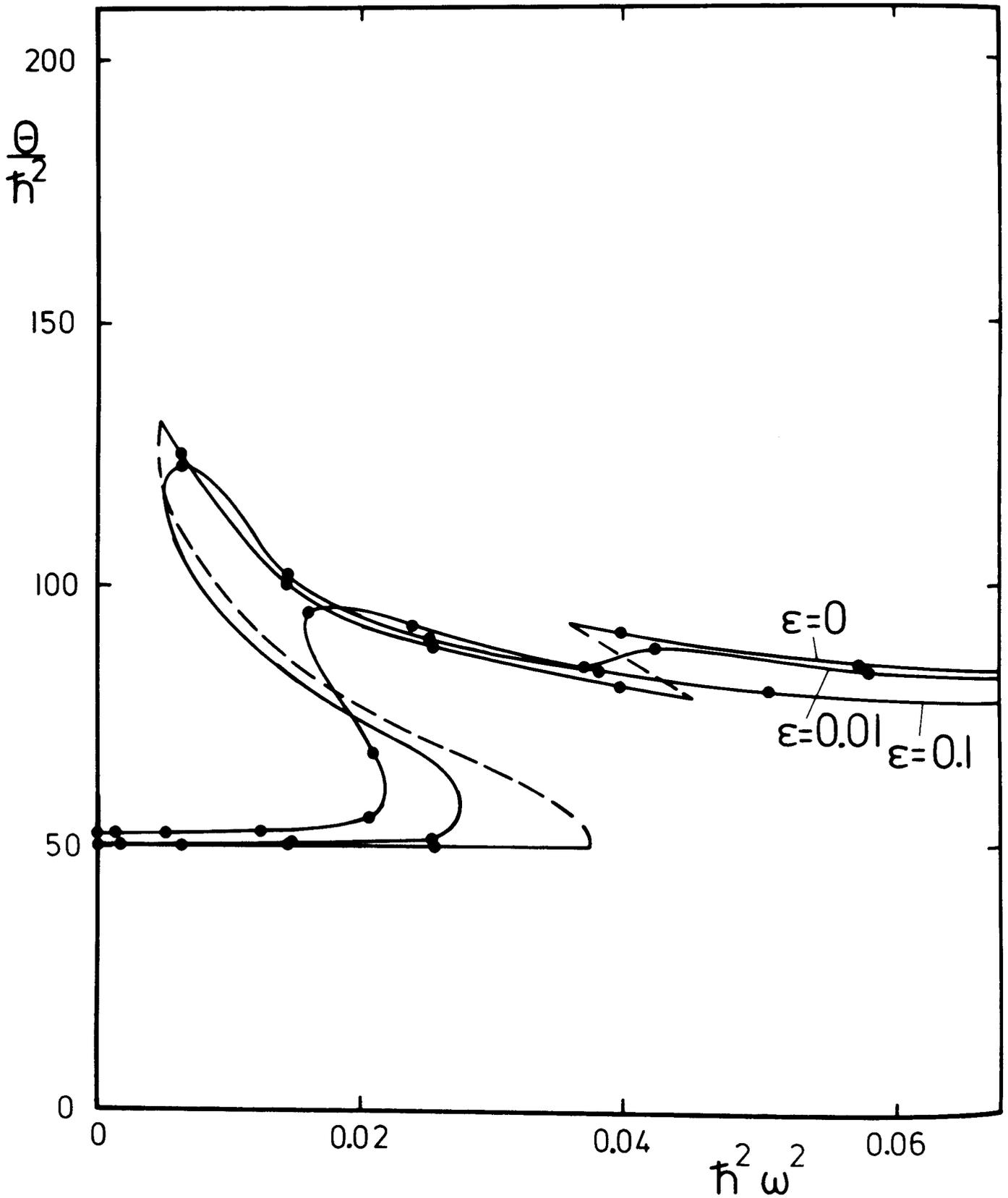


Fig.20: Darstellung des Backbending-Verhaltens der Yrastbande im Vierniveau-Modell für verschiedene Niveauabstände ϵ .

veaus, die einen Energieabstand ϵ haben, und die Paarwechselwirkung umfaßt. In Fig. 20 ist als Ergebnis der Rechnungen¹¹⁷⁾ im Vierniveaumodell das Trägheitsmoment gegen das Quadrat der Rotationsfrequenz aufgetragen. Das Trägheitsmoment ergibt sich in den Rechnungen von Krumlinde und Szymański^{116,117)} aus

$$\frac{\theta_I}{\hbar^2} = \frac{\theta}{\hbar^2} \frac{I}{I - \langle j_x \rangle} \quad , \quad (18)$$

wobei $\langle j_x \rangle$ der Erwartungswert des Eigendrehimpulses j_x ist. Im entarteten Fall, $\epsilon = 0$, treten zwei Diskontinuitäten auf. Bei kleinen Drehimpulsen I sind alle Teilchen gepaart und es ergibt sich $\langle j_x \rangle = 0$. Bei einem bestimmten Drehimpuls I_c bricht das erste Paar auf und die Eigendrehimpulse j_x der entkoppelten Teilchen richten sich entlang der Rotationsachse aus. Der Erwartungswert $\langle j_x \rangle$ wächst um den größtmöglichen Wert an und das Trägheitsmoment der Gl. (18) nimmt plötzlich sehr stark zu. Es tritt ein ausgeprägter Backbending-Effekt auf, dargestellt in Fig. 20 durch eine gestrichelte Linie. Der zweite schwächere Backbending-Effekt in Fig. 20 rührt von der Entkopplung eines zweiten Teilchenpaares her. Hierbei kann der Erwartungswert $\langle j_x \rangle$ wegen des Pauliprinzips nur um einen kleinen Wert zunehmen, so daß sich das Trägheitsmoment und die Rotationsgeschwindigkeit wesentlich weniger ändern als beim Aufbrechen des ersten Paares.

Der bisher betrachtete Fall $\epsilon = 0$ entspricht einer Situation in der die Paarwechselwirkung groß im Vergleich zur Energieaufspaltung der Niveaus ist. Wird $\epsilon > 0$ so wird die Paarwechselwirkung kleiner oder der Niveauabstand größer. In einem realistischen Fall ($\epsilon = 0,1$) verschwindet, wie in Fig. 20 zu sehen ist, der zweite

Backbending-Effekt, während der erste sehr dem experimentell beobachteten Backbending-Verhalten von deformierten Kernen ähnelt.

In dem Vierniveaumodell hat das Nukleonensystem genug Freiheitsgrade um einen Backbending-Effekt entweder durch einen Phasenübergang, in dem gleichzeitig alle Paare aufgebrochen werden (CAP-Effekt), oder durch Entkopplung eines Teilchenpaares (RAL-Effekt) zu erzeugen. Krumlinde und Szymański¹¹⁷⁾ haben aus ihren Ergebnissen geschlossen, daß der Backbending-Effekt durch Aufbrechen eines Teilchenpaares und durch die Ausrichtung ihrer Eigendrehimpulse entlang der Rotationsachse zustande kommt. Dieses Ergebnis stützt die von Stephens und Simon¹⁷⁾ im Rahmen des RAL-Modells gegebene Interpretation des Backbending-Effekts. Die Entkopplung eines Teilchenpaares ist anscheinend der erste Schritt eines Prozesses, der zum vollständigen Zusammenbruch der Paarkorrelationen führt. Mit zunehmendem Drehimpuls werden nach und nach immer mehr Paare aufgebrochen, so daß sich erst bei großen Drehimpulsen ein völlig ungepaarter Zustand ausbildet.

3.2. Mikroskopische Theorie des Backbending-Effekts

Eine mikroskopische Theorie der rotierenden Kerne muß folgende Eigenschaften beschreiben: (i) Die Einteilchenstruktur des deformierten Kernpotentials, (ii) die kurzreichweitige Paarwechselwirkung, welche die in zeitumgekehrten Zuständen befindlichen Nukleonen zu Paaren koppelt, (iii) die im rotierenden Kern auftretenden Corioliskräfte, die den Paarkräften entgegengerichtet sind und (iv) die Zentrifugalkräfte, die eine Änderung der Gestalt des Kernpotentials hervorrufen.

Der exakte Vielteilchen-Hamiltonoperator lautet

$$H = \sum_n \epsilon_n a_n^\dagger a_n + \frac{1}{4} \sum_{n_1, \dots, n_4} v_{n_1 n_2 n_3 n_4} a_{n_1}^\dagger a_{n_2}^\dagger a_{n_4} a_{n_3} \quad (19)$$

wobei ϵ_n Einteilchenenergien, a_n Fermioperatoren und $v_{n_1 n_2 n_3 n_4}$ Matrixelemente einer effektiven Wechselwirkung sind. Der erste Term beschreibt die Einteilchenbewegung in einem Potential und der zweite Term beschreibt die Restwechselwirkung zwischen den Teilchen. Im Fall der deformierten Kerne ist das die kurzreichweitige Paarwechselwirkung. Da der Backbending-Effekt eine Eigenschaft der Yrastzustände ist, müssen für jeden Wert des Drehimpulses die tiefstliegenden Eigenwerte des Hamiltonoperators Gl. (19) bestimmt werden. Das kann grundsätzlich mit Hilfe eines Variationsverfahrens erfolgen:

$$\delta \frac{\langle \phi_I^{(N)} | H | \phi_I^{(N)} \rangle}{\langle \phi_I^{(N)} | \phi_I^{(N)} \rangle} = 0. \quad (20)$$

Die in diesem Variationsansatz benutzten deformierten Wellenfunktionen $\phi_I^{(N)}$ haben einen guten Drehimpuls I und eine scharfe Teilchenzahl N . Diese Wellenfunktionen erhält man unter Verwendung einer Testwellenfunktion ϕ , durch Projektion auf guten Drehimpuls und scharfe Teilchenzahl vor der Variation:

$$\delta \frac{\langle \phi | H P_I Q_N | \phi \rangle}{\langle \phi | P_I Q_N | \phi \rangle} = 0. \quad (21)$$

Hierbei sind P_I und Q_N die Projektionsoperatoren für den Drehimpuls und die Teilchenzahl. Eine gleichzeitige und selbstkonsistente Behandlung des Einteilchenpotentials und der Paarkraft läßt sich durchführen, indem man als Testwellenfunktion ϕ eine Hartree-

Fock-Bogolyubov-Wellenfunktion (HFB-Wellenfunktion) verwendet.

Die HFB-Wellenfunktion kann durch Quasiteilchenoperatoren α_k dargestellt werden, die auf das Vakuum $|0\rangle$ wirken:

$$|\text{HFB}\rangle = \prod_k \alpha_k |0\rangle . \quad (22)$$

Die Quasiteilchenoperatoren α_k ergeben sich aus den Teilchenoperatoren a_n^+ und a_n durch die Bogolyubov-Transformation:

$$\alpha_k^+ = \sum_n (A_{nk} a_n^+ + B_{nk} a_n) . \quad (23)$$

Die Matrizen A und B lassen sich mit Hilfe des Variationsansatzes (21) bestimmen. Diese Methode führt zu komplizierten Gleichungen, die bisher noch nicht vollständig gelöst werden konnten. Es sind daher verschiedene Näherungsverfahren angewendet worden, indem entweder einfachere Testwellenfunktionen ϕ oder angenäherte Projektionsmethoden eingeführt worden sind.

Als vereinfachte Testwellenfunktion kann die BCS-Wellenfunktion^{119,120)} betrachtet werden, da sie axialsymmetrisch und zeitumkehrinvariant ist. Bei Verwendung der BCS-Wellenfunktion müssen nur noch die Kerndeformation β und die Gapenergie Δ_p und Δ_n für Protonen und Neutronen selbstkonsistent behandelt werden.

Ein Näherungsverfahren für die exakte Projektion ergibt sich im Rahmen des selbstkonsistenten Cranking-Modells von Thouless und Valatin¹²¹⁾, in dem das Minimum der Anregungsenergie unter der Nebenbedingung bestimmt wird, daß eine Komponente des Drehimpulses, z.B. I_x , einen festen Wert hat. Im Cranking-Modell ergibt sich die Wellenfunktion ϕ aus dem folgenden Variationsansatz:

$$\delta \langle \phi | H - \lambda N - \omega I_x | \phi \rangle = 0 \quad (24)$$

mit den Nebenbedingungen

$$\langle \phi | \hat{N} | \phi \rangle = N \quad (25)$$

und

$$\langle \phi | I_x | \phi \rangle = \sqrt{I(I+1)} \quad (26)$$

Die Lagrangeparameter λ und ω ergeben sich aus der Bedingung, daß die Erwartungswerte der Teilchenzahl N und des Drehimpulses I invariant sind. Die Lagrangeparameter λ und ω haben die Bedeutung der Fermienergie bzw. der Rotationsfrequenz. Die im rotierenden Kern auftretenden Coriolis- und Zentrifugalkräfte sind in Gl. (24) durch den Term $-\omega I_x$ repräsentiert. Es ist gezeigt worden⁹⁷⁾, daß dieses Verfahren in erster Näherung einer exakten Projektion äquivalent ist.

Im Folgenden soll ein Überblick über Rechnungen an rotierenden Kernen gegeben werden. Das Trägheitsmoment des Grundzustands ist sowohl von Griffin und Rich⁹³⁾ als auch von Nilsson und Prior⁹⁴⁾ im Rahmen des Inglis-Modells⁹²⁾ unter Berücksichtigung der Paarwechselwirkung berechnet worden. In diesem vereinfachten Cranking-Modell wird der Einfluß der Rotation auf das selbstkonsistente Feld vernachlässigt. Die experimentell bestimmten Trägheitsmomente konnten durch diese Rechnungen befriedigend reproduziert werden.

Die Abweichungen der Rotationsenergien von dem $I(I+1)$ Gesetz müssen durch eine selbstkonsistente Behandlung der Kernrotation bestimmt werden. In der ersten Generation von Rechnungen, die vor

der Entdeckung des Backbending-Effekts durchgeführt worden sind, wurde das gleichmäßige Anwachsen des Trägheitsmoments mit zunehmendem Drehimpuls untersucht. Der Einfluß, den der CAP-Effekt und das "Centrifugal-Stretching" auf das Trägheitsmoment hervorrufen, wurde studiert, indem die Deformation β und die Gapenergie Δ durch Berechnung der minimalen Anregungsenergie für jeden Wert des Drehimpulses bestimmt wurde. Krumlinde¹³⁾ sowie Bes et al.¹¹⁾ führten Rechnungen im Rahmen der BCS-Cranking-Theorie aus. Marshalek⁹⁸⁾, Sano und Wakai¹²⁾ sowie Ring et al.⁹⁷⁾ benutzten den HFB-Cranking-Formalismus. Eine vollständigere Liste der auf diesem Gebiet durchgeführten Rechnungen finden sich in Ref. 8. Alle diese Rechnungen zeigen, daß das gleichmäßige Anwachsen des Trägheitsmoments bei Zuständen mit kleinem Drehimpuls durch den CAP-Effekt bewirkt wird.

Nach der Entdeckung des Backbending-Effekts ist eine große Anzahl von mikroskopischen Rechnungen durchgeführt worden (siehe z.B. Ref. 14, 63, 64, 96, 117-134). Es wurde meistens eine der beiden folgenden Näherungen verwendet, nämlich entweder (i) eine exakte Projektion auf guten Drehimpuls und scharfe Teilchenzahl vor der Variation unter Verwendung der näherungsweise BCS-Wellenfunktion (Ref. 14, 96, 123, 124) oder (ii) eine näherungsweise Projektion auf guten Drehimpuls und scharfe Teilchenzahl mit Hilfe des Cranking-Formalismus' Gln. (24) - (26) unter Verwendung der exakten HFB-Wellenfunktion (Ref. 63, 64, 122, 125, 128-130, 134).

Fäßler et al.^{123,124)} und Grümmner et al.⁹⁶⁾ benutzten die Näherung (i), um den Backbending-Effekt zu berechnen. Die Autoren^{96,123,124)}

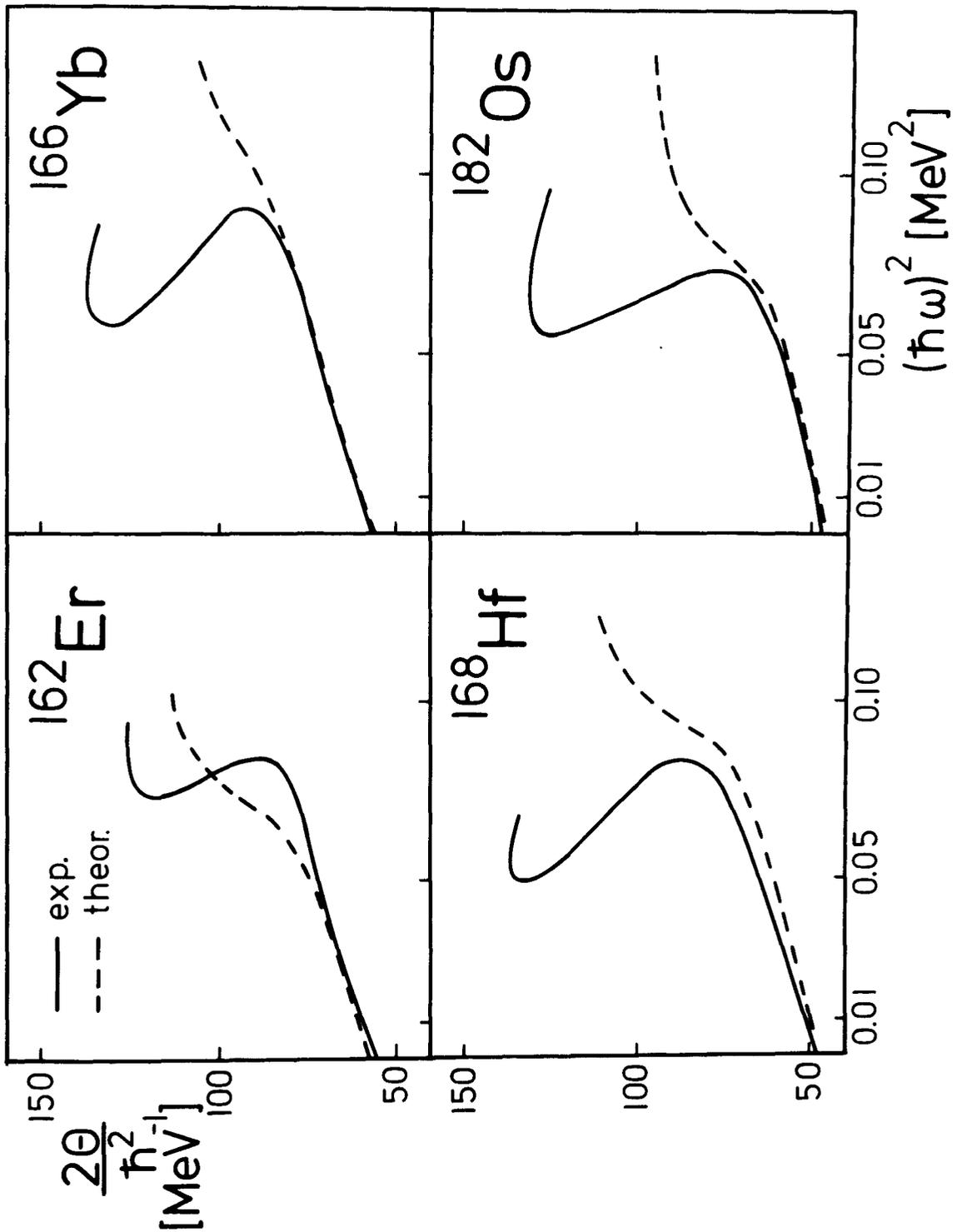


Fig.21: Darstellung des Backbending-Verhaltens von Yrastbanden in verschiedenen Kernen. Die experimentellen Ergebnisse (ausgezogene Linien) sind mit theoretischen Rechnungen im Rahmen des CAP-Modells (gestrichelte Linien) verglichen worden.

berechneten die Energie der Yrastzustände unter Variation der Deformation β und der Gapenergien für Protonen Δ_p und Neutronen Δ_n nach Projektion der BCS-Wellenfunktion auf guten Drehimpuls und scharfe Protonen- und Neutronenzahl:

$$E_{N,Z}^I(\Delta_p, \Delta_n, \beta) = \frac{\langle \Delta_p, \Delta_n, \beta | HP_{I Q_N Q_Z} | \Delta_p, \Delta_n, \beta \rangle}{\langle \Delta_p, \Delta_n, \beta | P_{I Q_N Q_Z} | \Delta_p, \Delta_n, \beta \rangle} \quad (27)$$

Als Restwechselwirkung wurde ein Hamiltonoperator von Baranger und Kumar¹³⁵⁾ verwendet, der Paar- und Quadrupolkräfte (Pairing plus Quadrupole Hamiltonian) enthält. Grümmer et al.⁹⁶⁾ untersuchten den Einfluß der Teilchenzahlprojektion auf das Resultat der Rechnung und fanden, daß eine genaue Teilchenzahlprojektion wichtig ist, um verlässliche Ergebnisse zu erzielen. Ergebnisse dieser Rechnungen⁹⁶⁾ sind in Fig. 21 für verschiedene Kerne der Seltenen Erden zu sehen. Es ist jeweils das Trägheitsmoment gegen das Quadrat der Rotationsfrequenz aufgetragen. Es zeigt sich, daß durch diese Rechnungen das Backbending-Verhalten dieser Kerne nicht wiedergegeben wird. Die gleichmäßige Zunahme des Trägheitsmoments bei kleinen Drehimpulsen ($I < 12$) wird jedoch sehr gut reproduziert, so daß diese als vom CAP-Effekt herrührend verstanden werden kann. Das Backbending-Verhalten dieser Kerne läßt sich jedoch nicht durch den CAP-Effekt beschreiben. Das in früheren Rechnungen von Fäßler et al.^{123,124)} im Rahmen dieses Verfahrens erzielte Backbending-Verhalten ist eine zufälliges Ergebnis, das von einer näherungsweise Teilchenzahlprojektion herrührt.

Frauendorf¹⁴⁾ hat ähnliche Rechnungen durchgeführt. Er kam ebenfalls zu dem Schluß, daß der Backbending-Effekt nicht im Rahmen des CAP-Modells verstanden werden kann. Seine Rechnungen zeigen,

daß für Neutronen die Paarkorrelationen erst bei einem Drehimpuls von $24 \hbar$ verschwinden, einem Wert, der beträchtlich größer ist, als der kritische Drehimpuls des Backbending-Effekts, der etwa $12 \hbar$ bis $16 \hbar$ beträgt.

Der RAL-Effekt kann in dem Rahmen der oben diskutierten Rechnungen nicht untersucht werden, da die BCS-Wellenfunktion nicht die Ausrichtung der Drehimpulse von aufgebrochenen Teilchenpaaren beschreiben kann⁹⁶⁾. Sowohl der CAP-Effekt als auch der RAL-Effekt können mit Hilfe von HFB-Wellenfunktionen studiert werden. Dalaft et al.¹²⁸⁾, Banerjee et al.¹²⁹⁾ sowie Ring et al.⁶⁴⁾ haben den Backbending-Effekt mit Hilfe der HFB-Cranking-Methode bei Berücksichtigung der in (ii) beschriebenen Näherungen untersucht. Die Minimalisierung von Gl. (24) führt bei Benutzung der HFB-Wellenfunktion zu den HFB-Cranking-Gleichungen:

$$\begin{pmatrix} \epsilon - \lambda + \Gamma - \omega I_x & \Delta \\ -\Delta^* & -\epsilon + \lambda - \Gamma^* + \omega I_x^* \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A \\ B \end{pmatrix} = E \begin{pmatrix} A \\ B \end{pmatrix} \quad (28)$$

In Gl. (28) sind ϵ die sphärischen Einteilchenenergien, Γ ist das selbstkonsistente Potential, Δ die Gapenergie und die Matrizen A, B sind die Koeffizienten der Bogolyubov-Transformation Gl. (23). Die HFB-Cranking-Theorie bietet die folgenden Vorteile gegenüber einer Theorie, die BCS-Wellenfunktionen benutzt: (i) Die HFB-Wellenfunktion kann Zustände beschreiben, die axial-asymmetrisch und nicht invariant gegen Zeitumkehr sind und (ii) die HFB-Gleichungen sind nicht linear und können mehr als eine Lösung für einen bestimmten Wert der Rotationsfrequenz ω haben. Es ergibt sich damit erst die Möglichkeit den Backbending-Effekt zu beschreiben.

Insbesondere erlaubt diese Theorie aber das Aufbrechen von Nukleonenpaaren und die Ausrichtung ihrer Eigendrehimpulse entlang der Rotationsachse (RAL-Effekt) zugleich mit dem CAP-Effekt zu behandeln.

In den von Dalafi et al.¹²⁸⁾, Banerjee et al.¹²⁹⁾ sowie Ring et al.⁶⁴⁾ im Rahmen der HFB-Cranking-Theorie durchgeführten Rechnungen wird nur der Mittelwert der Teilchenzahl erhalten und als Restwechselwirkung sind Paar- und Quadrupolkräfte¹³⁵⁾ verwendet worden. Banerjee et al.¹²⁹⁾ haben Rechnungen für ^{162}Er und ^{168}Yb durchgeführt, da die GRB von ^{162}Er einen Backbending-Effekt aufweist, während sich die von ^{168}Yb normal verhält. Die Rechnungen liefern im Fall von ^{162}Er drei Lösungen für das Trägheitsmoment θ als Funktion der Rotationsfrequenz ω , so daß der Backbending-Effekt qualitativ verstanden werden kann. Zwei der drei Lösungen existieren unterhalb bzw. oberhalb des ω -Bereichs, in dem der Backbending-Effekt auftritt. Die dritte Lösung, die in dem Backbending-Bereich gültig ist, konnte jedoch nicht definitiv bestimmt werden. Für ^{168}Yb ergab sich, daß das Trägheitsmoment als Funktion von ω nur eine Lösung hat, in Übereinstimmung mit dem experimentellen Ergebnis.

Um die Ursache für den Backbending-Effekt zu ermitteln, haben Banerjee et al.¹²⁹⁾ die Gapenergien $\Delta_{\hat{k}\hat{k}}$ der Einteilchenzustände $|k\rangle$ und der dazu konjugierten Zustände $|\hat{k}\rangle$ und die Beiträge dieser Zustände zu dem Gesamtdrehimpuls

$$\langle I_x \rangle = \sum_k v_k^2 \left(\langle k | j_x | k \rangle + \langle \hat{k} | j_x | \hat{k} \rangle \right) \quad (29)$$

berechnet. In Gl. (29) sind v_k^2 die Besetzungswahrscheinlichkeiten.

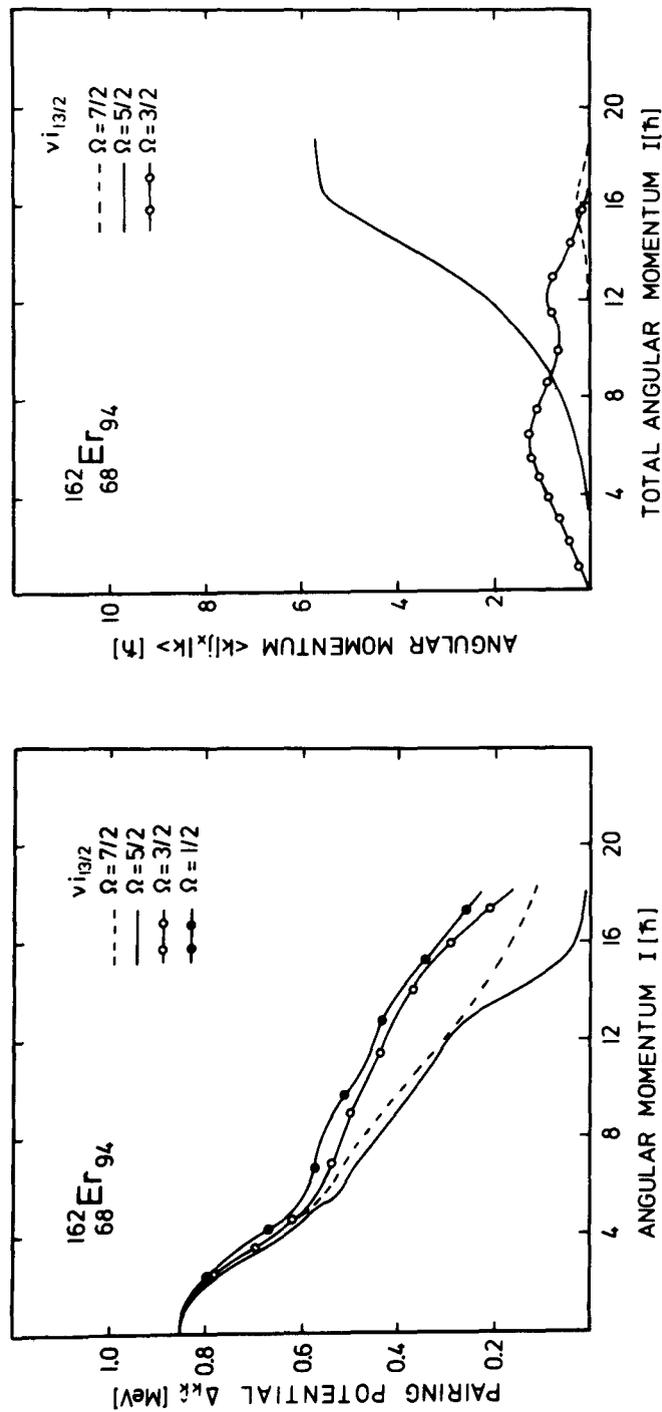


Fig.22: Darstellung der Gapenergie Δ_{kk}^{\wedge} und der Drehimpulse $\langle k | j_x | k \rangle$ individueller $i_{13/2}$ Quasineutronenzustände gegen I . Die Kurven sind im Rahmen der HF3-Cranking-Theorie berechnet worden. Die Ergebnisse zeigen, daß die Neutronen in dem $\Omega=5/2$ Zustand entlang der Rotationsachse ausgerichtet werden.

Die Autoren¹²⁹⁾ fanden für ^{162}Er , daß bei einem Gesamtdrehimpuls von $16\hbar$ der Drehimpuls eines Paares von konjugierten Zuständen, das nahe der Fermioberfläche liegt, einen Wert von $10.46\hbar$ annimmt und daher mit 65 % zu dem Gesamtdrehimpuls beiträgt. Gleichzeitig reduziert sich die Gapenergie dieses Paares viel stärker als die mittlere Gapenergie. Eine Entwicklung des Zustands $|k\rangle$ in sphärische Einteilchenzustände zeigt, daß $i_{13/2}$ Komponenten mit kleiner Projektionsquantenzahl Ω eine dominante Rolle spielen. Es ergibt sich, daß der Backbending-Effekt durch die Entkopplung eines Paares von $i_{13/2}$ -Neutronen und die Ausrichtung ihrer Eigendrehimpulse entlang der Rotationsachse zustande kommt. Das von Stephens und Simon¹⁷⁾ vorgeschlagene RAL-Modell wird somit bestätigt. Im Fall von ^{168}Yb , dessen GRB keinen Backbending-Effekt zeigt, nimmt die Gapenergie aller Paare gleichmäßig ab und alle Paare tragen gleichmäßig zum Gesamtdrehimpuls bei. Das heißt, daß in ^{168}Yb nur ein CAP-Effekt auftritt. Ähnliche Rechnungen sind von Fäßler et al.¹²⁵⁾ für ^{162}Er unter Verwendung von HFB-Wellenfunktionen durchgeführt worden, die auf scharfe Neutronen- und Protonenzahl projiziert worden sind. Diese Rechnungen bestätigen, daß der Backbending-Effekt in ^{162}Er im wesentlichen durch die Ausrichtung eines $i_{13/2}$ -Neutronenpaares entlang der Rotationsachse hervorgerufen wird. Es wurden nämlich die Gapenergien $\Delta_{kk}^{\hat{k}}$ individueller Paare, die $i_{13/2}$ -Neutronenzustände mit unterschiedlicher Projektionsquantenzahl Ω bevölkern, sowie deren Drehimpulse $\langle k | j_x | k \rangle + \langle \hat{k} | j_x | \hat{k} \rangle$ berechnet¹²⁵⁾. In Fig. 22 sind für verschiedene $i_{13/2}$ Zustände, die nahe der Fermioberfläche liegen, die Gapenergie $\Delta_{kk}^{\hat{k}}$ und der Drehimpuls $\langle k | j_x | k \rangle$ als Funktion des Gesamtdrehimpulses dargestellt. Die Gapenergien der nicht darge-

stellten $i_{13/2}$ -Neutronenzustände sowie aller anderen in der Nähe der Fermioberfläche liegenden Neutronen- und Protonenzustände nehmen gleichmäßig mit dem Drehimpuls ab (CAP-Effekt). Die Gapenergie des $i_{13/2}$ -Neutronenzustands mit der Projektion $\Omega = 5/2$, der der Fermioberfläche am nächsten liegt, nimmt im Backbending-Gebiet jedoch viel stärker ab, als die Gapenergien der anderen Zustände, wie aus Fig. 22 zu ersehen ist. Gleichzeitig wächst der Drehimpuls $\langle k | j_x | k \rangle$ dieses Paares drastisch an. Es findet also eine Ausrichtung des aufgebrochenen Paares statt.

Um eine theoretische Deutung der Tatsache zu finden, daß ein Backbending-Effekt in der GRB von $^{166,170}\text{Yb}$ auftritt, während die GRB von ^{168}Yb sich normal verhält (vgl. Abschn. 2.3 und Fig. 9), sind Rechnungen im Rahmen der HFB-Cranking-Theorie von Ring et al.⁶⁴⁾ für $^{166,168,170}\text{Yb}$ sowie von Goodman und Vary⁶³⁾ für $^{168,170}\text{Yb}$ durchgeführt worden. Beide Rechnungen^{63,64)} zeigen, daß in ^{168}Yb der CAP-Effekt dominiert, während in $^{166,170}\text{Yb}$ ein RAL-Effekt auftritt, der für den Backbending-Effekt verantwortlich ist. Ring et al.⁶⁴⁾ erklären dieses Ergebnis damit, daß für ^{168}Yb die Niveaudichte an der Fermioberfläche kleiner ist als für $^{166,170}\text{Yb}$, so daß in ^{168}Yb die Gapenergie bereits für $\omega = 0$ reduziert ist. Es sollte angemerkt werden, daß Goodman und Vary⁶³⁾ als Restwechselwirkung eine realistische Kraft verwendet haben.

Die hier dargestellten theoretischen Untersuchungen zeigen, daß der Backbending-Effekt durch den RAL-Effekt und nicht durch den CAP-Effekt hervorgerufen wird. Eine quantitative Erklärung des Backbending-Effekts ist bisher nicht gegeben worden. Um die Ursache dafür zu finden, haben Chu et al.¹³⁶⁾ die HFB-Cranking-Methode

auf das exakt lösbares Zweiniveau-Modell von Krumlinde und Szymański¹¹⁶⁾ (vgl. Abschn. 3.1.) angewendet. Diese Rechnungen¹³⁶⁾ zeigen, daß sich genaue Resultate für Zustände mit kleinem bzw. großem Drehimpuls aber nicht für den Backbending-Bereich ergeben. Um auch in diesem Bereich die Energie der Zustände berechnen zu können, ist es notwendig, eine exakte Teilchenzahlprojektion durchzuführen. (Die Drehimpulsprojektion läßt sich nicht an dem Zweiniveau-Modell von Krumlinde und Szymański testen¹³⁶⁾). Chu et al.¹³⁶⁾ betonen, daß für realistische Rechnungen exakte Teilchenzahlprojektion und Drehimpulsprojektion notwendig sind. Solche Rechnungen stehen noch aus.

3.3. Berechnung von reduzierten Übergangswahrscheinlichkeiten

Es sind einige Abschätzungen der reduzierten Übergangswahrscheinlichkeit $B(E2)$ für Übergänge in der Yrastkaskade im Backbending-Bereich veröffentlicht worden. Es ist bekannt, daß Übergänge in der GRB von deformierten Kernen große Übergangswahrscheinlichkeiten besitzen. Innerhalb der GRB sind die $B(E2)$ -Werte solange ungefähr konstant wie sich deren innere Struktur nicht ändert. Im Backbending-Bereich ändert sich jedoch die innere Struktur der Bande und es wird eine Verzögerung der $E2$ Übergänge erwartet. Krumlinde und Szymański¹¹⁶⁾ betonen, daß $E2$ -Übergänge von der vollständig ungepaarten Bande in die GRB verboten sind, wenn die Wechselwirkung zwischen den beiden Banden verschwindet. In realistischen Fällen ist die Mischung zwischen den Banden jedoch groß, so daß die Verzögerung verschwindet. Die $B(E2)$ -Werte von Rotationsübergängen sind im Rahmen des CAP-Modells^{8,117,137)} und des RAL-Modells¹⁷⁾ berechnet worden. Es ergab sich im Backbending-Bereich eine Reduzierung der $B(E2)$ -Werte um 10 % bis 20 % im Ver-

gleich zu den Rotationswerten. Eine Abnahme in dieser Größenordnung ist sicherlich in Übereinstimmung mit den in Fig. 16 dargestellten experimentellen Ergebnissen, da die Meßfehler groß sind (vgl. Abschn.2.5). Die Tatsache, daß auch die CAP-Rechnungen reduzierte $B(E2)$ -Werte liefern, zeigt, daß möglicherweise alle Rotationsübergänge im Gebiet des Phasenübergangs verzögert sind, unabhängig davon, ob ein Backbending-Effekt vorliegt oder nicht.

4. Der Backbending-Effekt in ungeraden Kernen

4.1. Bandenstrukturen in ungeraden Kernen

Rotationsbanden ungerader Kerne können im Rotor-plus-Teilchen-Modell durch Kopplung des zusätzlichen Teilchens an einen rotierenden deformierten Rumpf beschrieben werden. Im Fall eines axial-symmetrischen Rumpfes gilt Gl. (13). Der in Gl. (13) auftretende Hamiltonoperator der Rotationsbewegung läßt sich dadurch vereinfachen, daß sein Term $\frac{\hbar^2}{2\Theta} (\langle j^2 \rangle - \Omega^2)$ in den Einteilchenhamiltonoperator einbezogen wird. Der Rotationshamiltonoperator lautet dann für ungerade Kerne

$$H_{\text{rot}} = \frac{\hbar^2}{2\Theta} (I(I+1) - K^2) + H_C \quad (30)$$

Hierbei ist H_C die durch die Gln.(14) - (16) definierte Corioliswechselwirkung und Ω und K sind die Projektionen des Einteilchendrehimpulses j bzw. des Gesamtdrehimpulses I auf die Symmetrieachse. Im allgemeinen ist H_C nichtdiagonal und bewirkt eine Mischung von Banden, deren Projektionsquantenzahlen Ω sich um 1 unterscheiden. Bei Banden mit $\Omega=1/2$ hat H_C jedoch auch Diagonalterme. Für stark deformierte ungerade Kerne kann die Corioliswechselwirkung als eine Störung des Hamiltonoperators Gl.(30) betrachtet werden. Bei verschwindender Corioliswechselwirkung ist das einzelne Teilchen stark an die Deformationsachse (d.h. Symmetrieachse) gekoppelt. Das einzelne Teilchen präzidiert um die Symmetrieachse mit einer Frequenz, die viel größer als die Rotationsfrequenz ist, so daß die Einteilchenbewegung adiabatisch der Rotationsbewegung folgt. Die Projektion Ω des Einteilchendrehimpulses auf die Symmetrieachse ist eine Konstante der Bewegung. Diese Situation wird durch das im oberen Teil von Fig. 23 dargestellte starke Kopplungs-

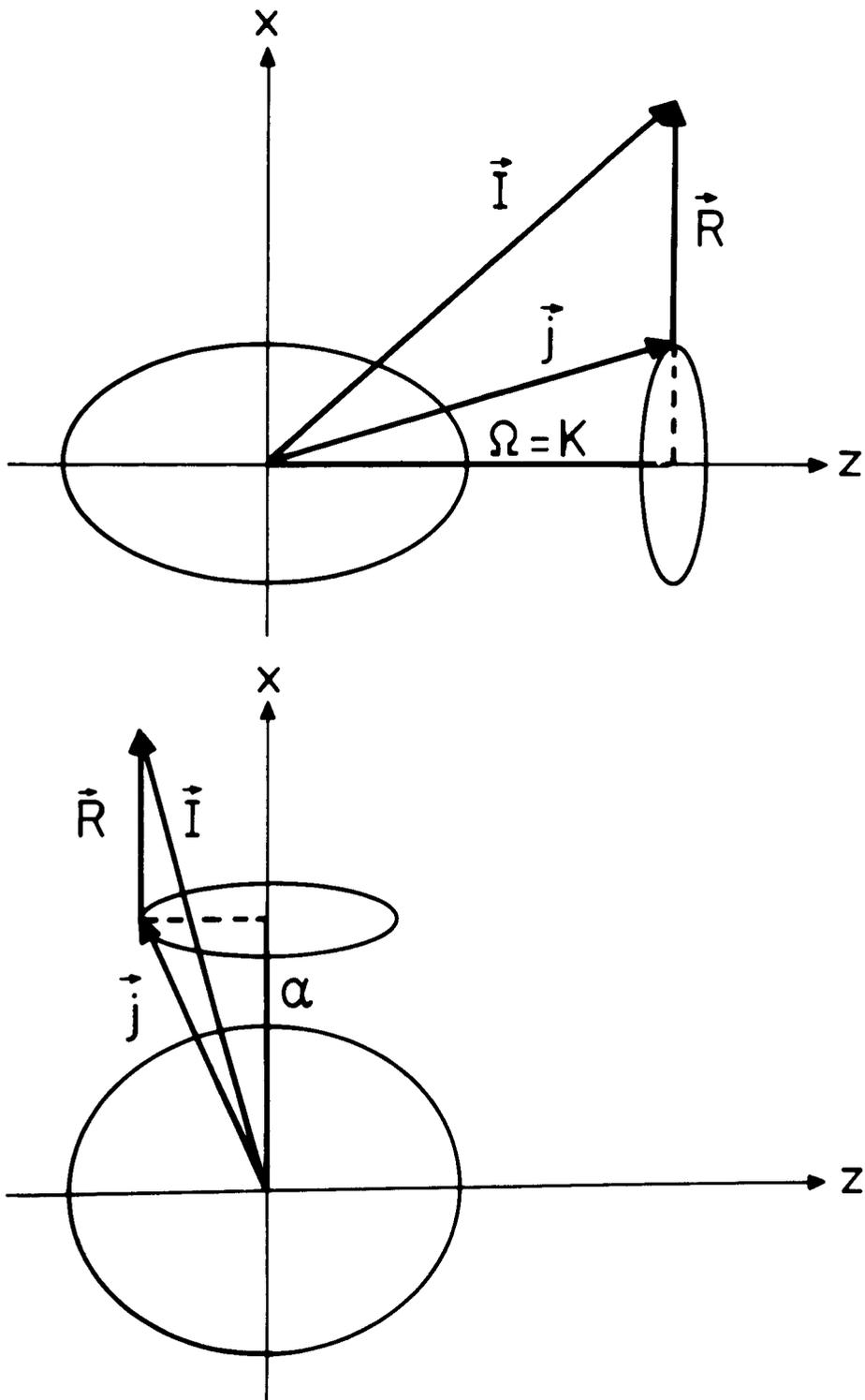


Fig.23: Schematische Vektordiagramme für das starke Kopplungsschema (oben) und das RAL-Kopplungsschema (unten). Die Ellipsen um den Ursprung charakterisieren den Potentialtopf der deformierten Kerne.

schema beschrieben. Die Corioliswechselwirkung Gln. (14)-(16) kann bei stark deformierten Kernen mit großem Trägheitsmoment vernachlässigt werden, wenn das einzelne Teilchen einen Nilssonzustand mit kleinem Coriolismatrixelement Gl. (16) bevölkert. Das gilt für Zustände mit kleinem Drehpuls j und großer Projektionsquantenzahl Ω . Die $5/2^- [512]$ Bande in dem ungeraden Kern ^{175}Hf (Ref. 138) kann als ungestörte Rotationsbande betrachtet werden. In einer Darstellung, in der $(E_I - E_{I-1})/2I$ gegen I^2 aufgetragen wird, erwartet man für eine ungestörte Rotationsbande eine horizontale Linie, deren Ordinate dem Trägheitsparameter der Bande entspricht. Für die $5/2^- [512]$ Bande in ^{175}Hf ist eine solche Darstellung in Fig. 24 zu sehen. Es ergibt sich eine gerade Linie, so daß die Störung durch eine Corioliswechselwirkung klein sein muß. Die negative Steigung der Geraden läßt sich durch eine Zunahme des Trägheitsmoments mit dem Drehimpuls infolge des CAP-Effekts erklären. Die $7/2^+ [633]$ Bande in ^{175}Hf (Ref. 138), die auf $i_{13/2}^-$ -Neutronenzuständen basiert, zeigt dagegen in Fig. 24 ausgeprägte Abweichungen von einer Geraden. Es tritt ein Staggering-Effekt auf, der von einer starken Corioliswechselwirkung zwischen der Einteilchenbewegung und der Rotationsbewegung herrührt. Hultberg et al.¹³⁸⁾ haben eine Coriolismischungsrechnung für die $7/2^+ [633]$ Bande in ^{175}Hf durchgeführt, bei der nur eine Mischung von Banden berücksichtigt wurde, die sich auf $i_{13/2}^-$ -Neutronenzuständen aufbauen. Es ergab sich, daß die Anregungsenergien der Zustände der $7/2^+ [633]$ Bande durch Beimischung im wesentlichen der $5/2^+ [642]$ und $9/2^+ [624]$ Banden innerhalb von 1 keV reproduziert werden konnten. Es ist ein wichtiges Ergebnis, daß eine Coriolismischungsrechnung, in der

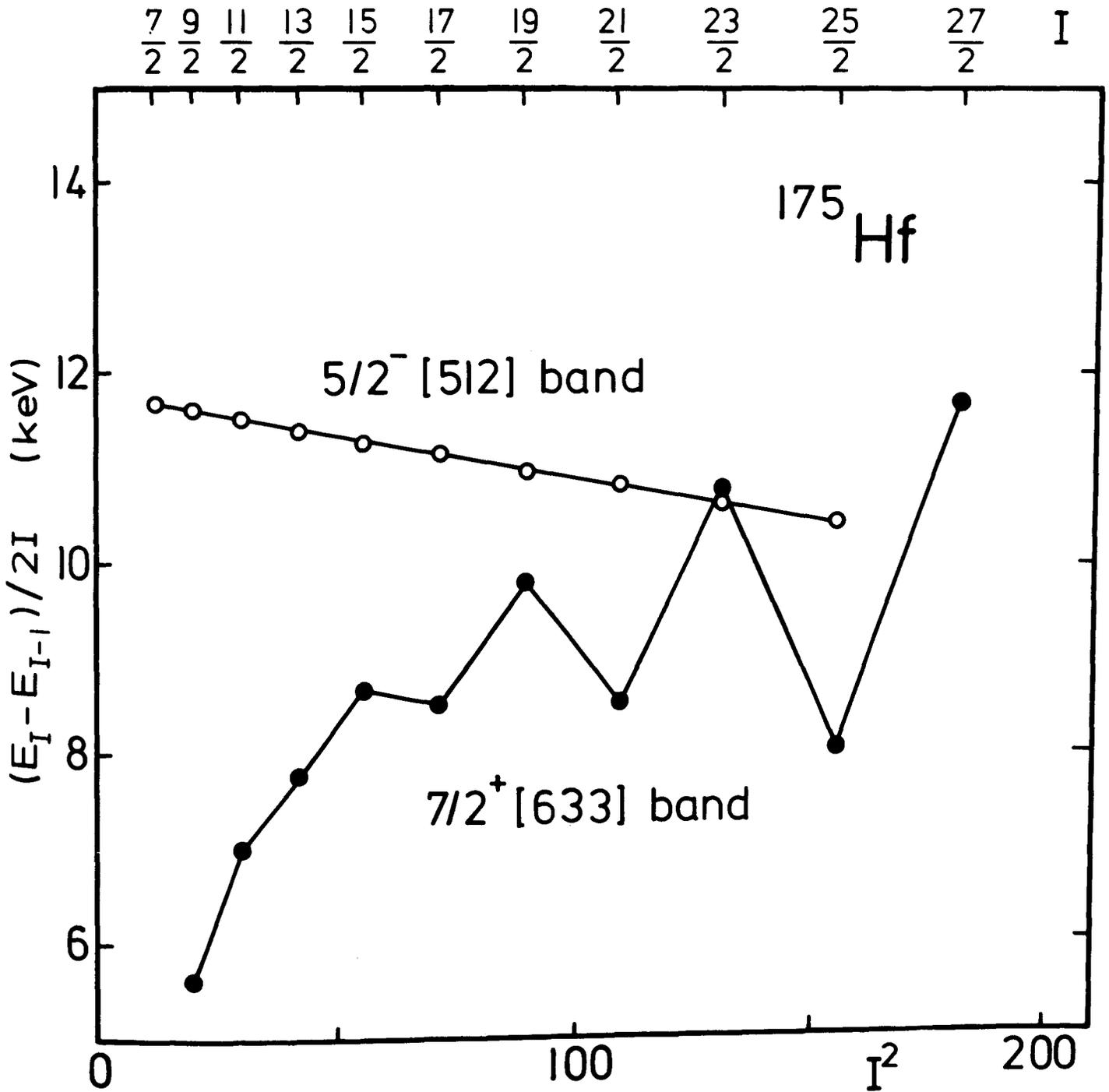


Fig.24: Darstellung der Energie der Kaskadenübergänge normiert auf $2I$ gegen I^2 für Rotationsbanden in ^{175}Hf .

lediglich $i_{13/2}$ Neutronenbanden berücksichtigt worden sind, die experimentellen Daten so gut beschreiben kann. Die Ursache dafür liegt darin, daß die Wechselwirkung der $i_{13/2}$ Schale mit anderen Schalen klein ist, weil sie den höchsten Eigendrehimpuls j im Gebiet der deformierten Kerne der Seltenen Erden hat und weil sie einen großen Energieabstand zu anderen Schalen gleicher Parität hat. Solche Schalen werden als Hochspinschalen mit einmaliger Parität (unique-parity high-spin orbital) bezeichnet.

Es hat sich gezeigt, daß bei Coriolismischungsrechnungen der oben beschriebenen Art im allgemeinen die Stärke der Corioliswechselwirkung um einen Faktor 0,4 bis 0,9 reduziert werden muß. Die Abschwächung des Coriolismatrixelements Gl.(16) kann im Rahmen des Rotor-plus-Teilchen-Modells nicht verstanden werden. Sie läßt sich möglicherweise durch eine Änderung der Kopplung zwischen Einteilchen- und Rotationsbewegung im rotierenden System erklären.¹³⁹⁾ Durch Rechnungen im Rahmen des HFB-Cranking-Modells (vgl. Kap. 3.2.) konnten gestörte Rotationsbanden ungerader Kerne jedoch reproduziert werden, ohne eine Abschwächung des Coriolisterms zu berücksichtigen^{140,141)}. Ring und Mang¹⁴¹⁾ verglichen diese Rechnungen mit solchen im Rahmen des Rotor-plus-Teilchen-Modells, um die Ursache für die Abschwächung des Coriolismatrixelements zu finden. Es ergab sich, daß der wichtigste Unterschied zwischen den beiden Modellen darin besteht, daß im Rotor-plus-Teilchen-Modell ein konstantes Rumpfträgheitsmoment verwendet wird, während im HFB-Cranking-Modell das Trägheitsmoment selbstkonsistent bestimmt wird, so daß Beiträge der Kopplung zwischen Rumpf und Leuchtnukleon berücksichtigt werden, die

groß sind bei kleinem Spin und mit zunehmendem Drehimpuls abnehmen¹⁴¹⁾. Der Abschwächungsfaktor des Coriolismatrixelements kann näherungsweise als das Verhältnis von Rumpfträgheitsmoment und selbstkonsistent berechnetem Trägheitsmoment beschrieben werden¹⁴¹⁾. Es ist jedoch schwierig, den Einzelteilchenbeitrag zum Trägheitsmoment konsistent im Rotor-plus-Teilchen-Modell zu berücksichtigen, da der Einfluß der Rumpf-Teilchen-Kopplung auf das Rumpfträgheitsmoment nicht in Betracht gezogen wird.

Mit abnehmender Deformation der ungeraden Kerne und mit zunehmendem Spin nimmt die Corioliswechselwirkung zwischen Rumpf und Leuchtnukleon entsprechend den Gln. (15), (16) zu. Die resultierenden Corioliseffekte sind detailliert für die in den ungeraden Er-Isotopen auftretenden $i_{13/2}$ -Neutronenbanden experimentell untersucht worden. Die Niveauschemata dieser Banden in $^{155,157,159,161,163,165}\text{Er}$ sind in Fig. 25 dargestellt, wobei die Breite der Pfeile proportional zur Übergangsintensität ist. Die Kerne $^{161,163,165}\text{Er}$ sind bis zum $29/2^+$ Zustand von Hjorth et al.¹⁴²⁾ mit Hilfe von $(\alpha, 2n)$ und $(\alpha, 3n)$ Reaktionen untersucht worden. Die $33/2^+$ und $(37/2^+)$ Zustände in ^{161}Er sind in einer $(\alpha, 5n)$ Reaktion beobachtet worden³⁶⁾. Die Ergebnisse für die anderen ungeraden Er-Kerne sind von Beuscher et al.¹⁴³⁾ sowie Grosse et al.¹⁴⁴⁾ mit Hilfe der $(\alpha, 7n)$ bzw. $(^{12}\text{C}, 5n)$ Reaktion erzielt worden. Der Kern ^{155}Er ist auch von Sunyar et al.⁵⁰⁾ studiert worden. Aus Fig. 25 ist zu ersehen, daß die Struktur der in den Er-Kernen beobachteten $i_{13/2}$ -Neutronenbanden mit abnehmender Neutronenzahl immer stärker von der Struktur stark gekoppelter Ban-

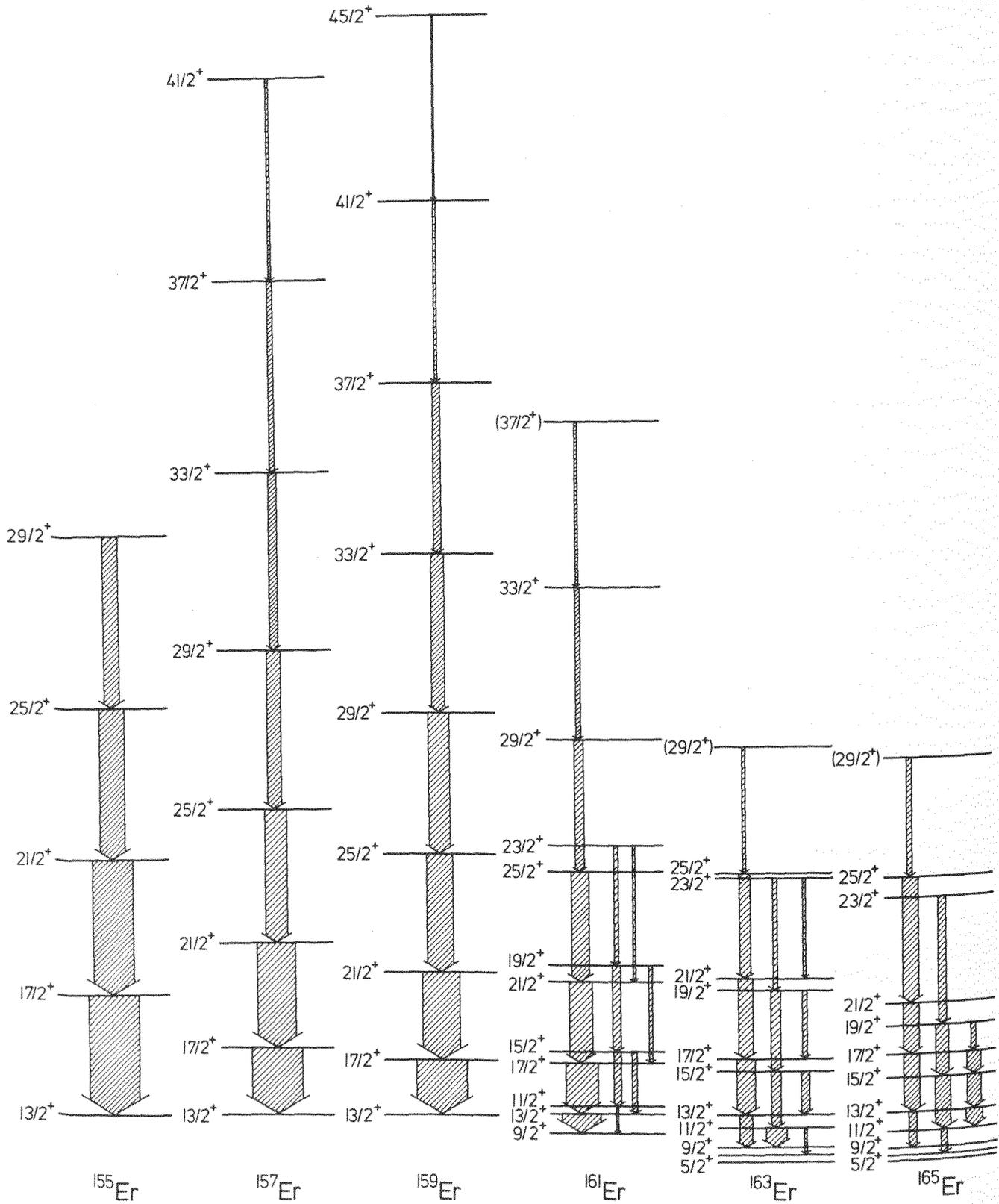


Fig. 25: Niveauschemata der $i_{13/2}$ Neutronenbanden in ungeraden Er-Kernen.

den abweicht. Dies wird durch die Zunahme der Corioliskraft mit abnehmender Neutronenzahl bewirkt. In ^{165}Er zeigt die $i_{13/2}^-$ Neutronenbande bei kleinen Drehimpulsen nur geringe Abweichungen von der Struktur stark gekoppelter Banden. In ^{163}Er sind die $11/2^+$, $15/2^+$, $19/2^+$, ... Zustände zu höheren Anregungsenergien verschoben im Vergleich zu den $13/2^+$, $17/2^+$, $21/2^+$, ... Zuständen. Dieser Staggering-Effekt kann als Störung der Struktur stark gekoppelter Banden durch Corioliswechselwirkung betrachtet werden¹⁴²⁾, ähnlich wie es für den Fall der $7/2^+$ [633] Bande in ^{175}Hf bereits beschrieben worden ist. Die $13/2^+$, $17/2^+$, $21/2^+$, ... Zustände bilden die Yrastfolge und werden in (Teilchen, xn)-Reaktionen stärker bevölkert, als die energetisch höher liegenden $11/2^+$, $15/2^+$, $19/2^+$... Zustände, die oberhalb der Yrastlinie liegen. Unter Berücksichtigung der unterschiedlich starken Bevölkering wird die erstere Spinfolge als favorisierte Bande (Favoured Band) und die letztere als nichtfavorisierte Bande (Unfavoured Band) bezeichnet. In ^{161}Er (Ref. 142) sind die Corioliseffekte bereits stark genug, um die Reihenfolge der favorisierten und nichtfavorisierten Zustände umzukehren. Die nichtfavorisierten Zustände werden noch schwächer bevölkert als in ^{163}Er . In $^{159,157,155}\text{Er}$ liegen die nichtfavorisierten Zustände bei so hohen Anregungsenergien, daß sie in $(\alpha, 7n)$ und $(^{12}\text{C}, 5n)$ Reaktionen nur noch sehr schwach bevölkert werden. Sie konnten daher nicht beobachtet werden^{143,144)}. Aus Fig. 25 kann man ersehen, daß die $i_{13/2}^-$ -Neutronenbanden in $^{159,157,155}\text{Er}$ eine neuartige Bandenstruktur aufweisen. Diese Banden haben eine Spinfolge mit $\Delta I=2$ und ihre Niveauabstände sind ähnlich, wie die in der GRB der benachbarten geraden Er-Kerne. Diese neuartige Banden-

struktur tritt ebenfalls bei den Hochspinzuständen der Kerne ^{161}Er , ^{163}Er , ^{165}Er auf, wie man am deutlichsten an dem Kern ^{161}Er ersehen kann³⁶⁾.

Die in den ungeraden neutronenarmen Kernen beobachtete neuartige Bandenstruktur wird durch eine Corioliswechselwirkung hervorgerufen, die so stark ist, daß sie nicht mehr als Störung behandelt werden kann. Mit zunehmender Corioliskraft, d.h. mit abnehmender Deformation und zunehmendem Drehimpuls, wird die Kopplung des einzelnen Nukleons an die Deformationsachse immer schwächer. Weiterhin nimmt die Rotationsfrequenz mit dem Drehimpuls zu. Die Konsequenz dieser beiden Effekte ist, daß das Leuchtnukleon der Rotationsbewegung des Rumpfes nicht mehr folgen kann. Bei genügend starker Corioliswechselwirkung wird der Drehimpuls des Valenznukleons von der Deformationsachse entkoppelt und entlang der Rotationsachse ausgerichtet. Das Leuchtnukleon folgt also nicht mehr der Rotation des Rumpfes, sondern präzidiert um die Rotationsachse, so daß die Projektion α des Eigendrehimpulses j auf die Rotationsachse eine gute Quantenzahl wird. Diese Situation entspricht einem neuen Kopplungsschema, das in dem unteren Teil von Fig. 23 dargestellt ist und als "Rotation-Aligned Coupling Scheme" (RAL-Kopplungsschema) bezeichnet wird. Dieses Kopplungsschema gilt für die Kerne ^{159}Er , ^{157}Er , ^{155}Er und erlaubt, die Natur der in ihnen beobachteten neuartigen Banden zu verstehen. Diese Banden werden als "Rotation-Aligned Bands" oder synonym als entkoppelte Banden (Coriolis-Decoupled Bands) bezeichnet, da die Corioliskräfte die Entkopplung des Leuchtnukleons vom Rumpf bewirkt.

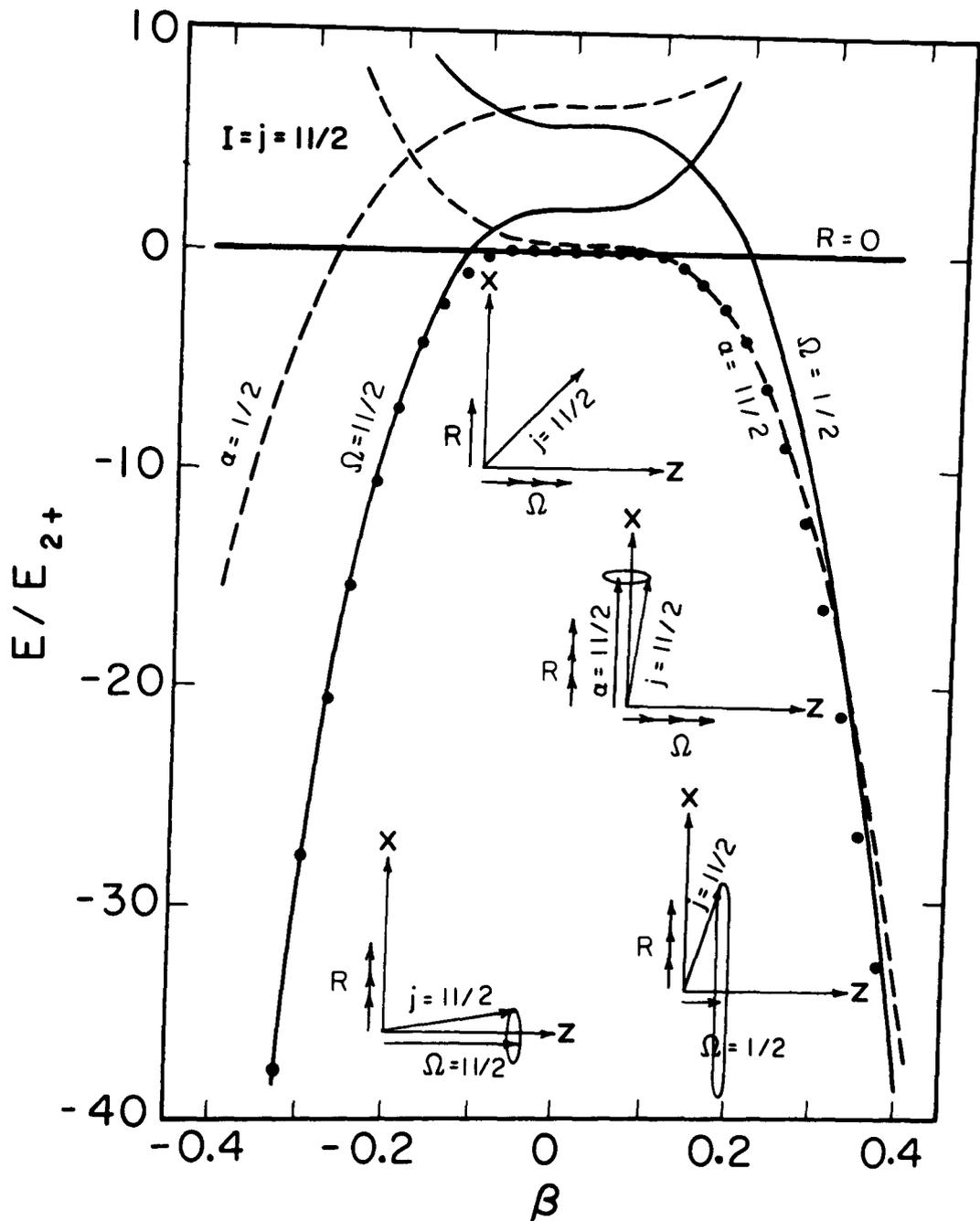


Fig.26: Darstellung der Energie des $I=j=11/2$ Zustands normiert auf die Energie des 2^+ Rumpfzustands gegen den Deformationsparameter β für das schwache-, RAL- und starke Kopplungsschema (Linien) und für das Ergebnis der exakten Diagonalisierung des axialsymmetrischen Rotor-plus-Teilchen-Hamiltonoperators (Punkte). Die jeweils gültigen Kopplungsschemata sind angedeutet.

Bei verschwindender Deformation wird das schwache Kopplungsschema¹⁴⁵⁾ anwendbar, in dem der Einteilchendreihimpuls \vec{j} und der Rotationsdreihimpuls R um den Gesamtdrehimpuls I präzidieren.

Die Eigenschaften des RAL-Kopplungsschemas sind von Stephens et al.¹⁴⁶⁾ untersucht worden. Die Bedingungen, unter denen das RAL-Modell anwendbar ist, sollen im Folgenden diskutiert werden. Das Modell gilt, wenn die Coriolisenergie H_C größer ist als die Aufspaltung $E_{\Omega \pm 1} - E_{\Omega}$ derjenigen Nilssonzustände, die durch die Corioliswechselwirkung verknüpft werden, d.h. nach den Gln. (14)-(16), wenn

$$\frac{\hbar^2}{2\theta} \sqrt{(I \mp k)(I \pm k + 1)} \langle \Omega \pm 1 | j_{\pm} | \Omega \rangle > E_{\Omega \pm 1} - E_{\Omega} \quad (31)$$

erfüllt ist. Das ist der Fall, (i) wenn der Gesamtdrehimpuls I groß ist, so daß bei hohen Drehimpulsen das RAL-Kopplungsschema generell gültig ist, (ii) wenn der Deformationsparameter β klein ist, da sowohl das Trägheitsmoment θ als auch der Energieabstand zwischen den zu einem Schalenmodellzustand gehörigen Nilssonzuständen mit der Deformation abnimmt und (iii) wenn das Matrixelement $\langle \Omega \pm 1 | j_{\pm} | \Omega \rangle$ groß ist, was nach Gl. (16) der Fall ist, wenn die Fermioberfläche in der Nähe von Zuständen mit großem Drehimpuls j aber kleiner Projektionsquantenzahl Ω liegt.

Um den Deformationsbereich festzulegen, in dem das RAL-Kopplungsschema bzw. das starke sowie das schwache Kopplungsschema gelten, ist in Fig. 26 für einen Kern, der ein Nukleon in der $h_{11/2}$ Schale hat, die Energie des $I=j=11/2$ Zustandes in jedem dieser Kopplungs-

schemata gegen den Deformationsparameter β aufgetragen worden¹⁴⁶⁾. Die Energie ist für reine Zustände mit $R=0$ im schwachen Kopplungsschema, mit $\Omega=1/2$ bzw. $11/2$ im starken Kopplungsschema und mit $\alpha=1/2$ bzw. $11/2$ im RAL-Kopplungsschema berechnet worden. Ein Vergleich mit den durch Punkte dargestellten Anregungsenergien, die sich aus einer exakten Lösung des Rotor-plus-Teilchen-Hamiltonoperators Gl. (13) ergeben, zeigt, daß das schwache Kopplungsschema für $|\beta| < 0,1$ gilt, daß das starke Kopplungsschema für $\beta < -0,1$ auf der oblaten Seite bzw. für $\beta > 0,3$ auf der prolaten Seite anwendbar ist und daß das RAL-Kopplungsschema auf der prolaten Seite für $0,1 < \beta < 0,3$ gültig ist. Das Ergebnis, daß in dem hier betrachteten Fall eines Kerns, der ein Nukleon in der $h_{11/2}$ Schale hat, das RAL-Kopplungsschema nur bei mäßig prolater Deformation anwendbar ist, hat seine Ursache darin, daß die Fermioberfläche nur auf der prolaten Seite in der Nähe von Zuständen mit kleiner Projektionsquantenzahl Ω liegt. Auf der oblaten Seite liegt die Fermioberfläche dagegen in der Nähe von Zuständen mit großer Projektionsquantenzahl Ω . Betrachtet man einen Kern mit einem Loch in der $h_{11/2}$ Schale, so muß die Deformationsachse in Fig. 26 umgedreht werden.

Die Struktur der Rotationsbanden im RAL-Modell ergibt sich durch Berechnung des Energiespektrums eines ungeraden Kerns, bei dem ein Nukleon an den rotierenden Rumpf gekoppelt ist. Solche Rechnungen sind unter Verwendung des Rotor-plus-Teilchen-Hamiltonoperators Gl. (13) durchgeführt worden⁷⁾. Als Ergebnis einer derartigen Rechnung ist in Fig. 27 die Energie der Zustände dargestellt worden, die durch Kopplung eines Teilchens, das sich in der sonst

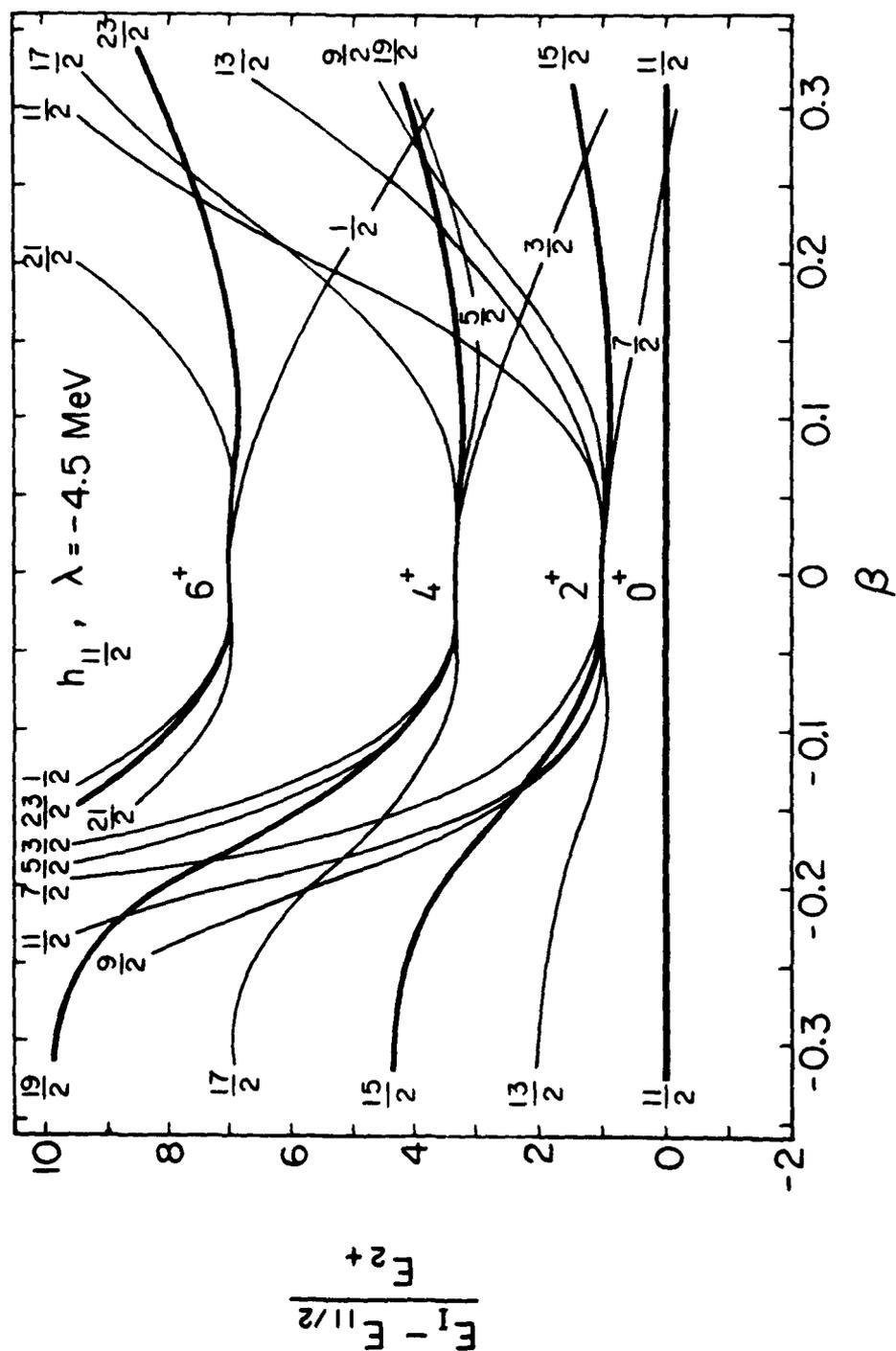


Fig.27: Darstellung der Anregungsenergien von Zuständen der $11/2$ Bande normiert auf die Energie des 2^+ Rumpfzustands gegen den Deformationsparameter β als Ergebnis der Diagonalisierung des axialsymmetrischen Rotor-plus-Teilchen-Hamiltonoperators.

leeren $h_{11/2}$ Schale befindet, an die Rumpfzustände 0^+ , 2^+ , 4^+ , 6^+ entstehen. Die Differenz zwischen den Energieeigenwerten und der Energie des tiefliegenden $11/2$ Zustands, normiert auf die Energie des 2^+ Rumpfzustands, ist in Fig. 27 als Funktion des Deformationsparameters β dargestellt worden. Im Fall des 2^+ Rumpfzustands sind alle Mitglieder des resultierenden Multipletts zu sehen, aber für die 4^+ und 6^+ Rumpfzustände sind der Klarheit halber nur einige Mitglieder der Multipletts dargestellt worden.

In Fig. 27 zeigt sich, daß auf der oblaten Seite eine stark gekoppelte Rotationsbande existiert. Auf der prolaten Seite erscheint in dem Gebiet mäßiger Deformation β , in dem das RAL-Kopplungsschema gilt, eine neue Bandenstruktur. Diese Bande wird von den Yrastzuständen mit den Spins $I=11/2, 15/2, 19/2, 23/2, \dots$ gebildet, die in Fig. 27 durch dicke Linien markiert sind. Diese Zustände sind diejenigen Mitglieder der Multipletts, die den größten Drehimpuls haben, eine Tatsache, die daraufhinweist, daß sich der Einteilchendreimpuls j vollständig entlang der Rotationsachse ausgerichtet hat. Diese Zustände haben auf der prolaten Seite näherungsweise eine konstante Anregungsenergie, die der der Rumpfzustände entspricht. Diese Zustände bilden eine entkoppelte Bande, entsprechend den entkoppelten Banden, die in den Kernen $^{159,157,155}\text{Er}$, aufbauend auf den $1_{13/2}$ -Neutronenzustand, beobachtet worden sind (vgl. Fig. 25). Die in der Rechnung für die $h_{11/2}$ -Schale auftretenden Zustände mit den Spins $13/2, 17/2, 21/2, \dots$ (s. Fig. 27) formen ebenfalls eine Bande, die mit der nichtfavorisierten Bande identifiziert wird.

Bei sehr großer prolater Deformation bildet sich eine $k=1/2$ Bande mit einem großen Entkopplungsfaktor aus (s. Fig. 27). Es ist ein wichtiges Ergebnis, daß die Energien aller übrigen Mitglieder der Multipletts, einschließlich der in Fig. 27 nicht dargestellten Zustände, sehr stark mit der Deformation anwachsen¹⁴⁷⁾. Auch hier gilt, daß die Deformationsachse umgekehrt werden muß, wenn ein Kern mit einem Loch in der $h_{11/2}$ Schale betrachtet wird. Eine wichtige Konsequenz dieser Tatsache ist, daß für einen bestimmten Kern das Vorzeichen des Deformationsparameters bestimmt werden kann, wenn eine entkoppelte Bande in ihm beobachtet worden ist.

Die Anregungsenergien der Mitglieder einer entkoppelten Bande ergeben sich im RAL-Modell zu^{7,146)}

$$E_{\text{entkoppelt}} = \frac{\hbar^2}{2\Theta} (I-\alpha)(I-\alpha+1), \quad (32)$$

wobei $I-\alpha$ geradzahlig ist. Die Quantenzahl α ist die Projektion des Einteilchendreihimpulses j auf die Rotationsachse. Das Trägheitsmoment Θ ist dasjenige des Rumpfes. Für jeden Wert von α ergibt sich eine Bande. Die tiefstliegende Bande ist die entkoppelte Bande mit $\alpha=j$, für die der Einteilchendreihimpuls vollständig entlang der Rotationsachse ausgerichtet ist. Die entkoppelte Bande hat somit die Spinfolge $I=j, j+2, j+4, \dots$ und dieselben Energieabstände wie die GRB des Rumpfkerns, in Übereinstimmung mit der experimentellen Beobachtung und dem Ergebnis der exakten Diagonalisierung des Rotor-plus-Teilchen-Hamiltonoperators. Die nächst höher liegende Bande ist die nichtfavorisierte Bande, für die $\alpha=j-1$ ist. Sie hat die Spinfolge $I=j+1, j+3, j+5, \dots$ und wiederum die Energie-

abstände der Rumpfniveaus. Die exakte Rechnung zieht jedoch, daß das letztere Ergebnis nicht allgemein gilt (vgl. Fig. 27).

Eine grundlegende Annahme des RAL-Modells ist, daß Zustände mit demselben Wert von α eine Bande bilden. Rechnungen im Rahmen des HFB-Cranking Modells (s.Kap. 3.2.) von Ring et al.¹⁴⁰⁾ an den ungeraden Kernen $^{155,159}\text{Dy}$ haben gezeigt, daß diese Annahme richtig ist. Sie untersuchten¹⁴⁰⁾ die Eigenschaften der $i_{13/2}$ Neutronenbanden in $^{155,159}\text{Dy}$, die experimentell bis zu den $45/2^+$ Zuständen beobachtet worden sind¹⁴³⁾, und fanden, daß diese nahezu ausschließlich durch die Wellenfunktion des Leuchtnukleons bestimmt werden. Zwei verschiedene Wellenfunktionen existieren für das ungerade Nukleon, deren Zusammensetzung sich für Drehimpulse $I > 19/2$ nicht mehr ändert. Das bedeutet, daß bei größeren Drehimpulsen die Bewegung des Leuchtnukleons von der Rotation des Rumpfes unabhängig, d.h. entkoppelt ist. Es ergeben sich zwei Rotationsbanden, die sich auf unterschiedlichen intrinsischen Zuständen aufbauen¹⁴⁰⁾. Die stärksten Komponenten dieser Zustände haben die Quantenzahlen $\alpha=j=13/2$ bzw. $\alpha=j-1=11/2$. Dieses Ergebnis erhält man durch Transformation der Wellenfunktionen aus dem von Ring et al.¹⁴⁰⁾ verwendeten stark gekoppelten System in das RAL-System.

Es sollte erwähnt werden, daß das Auftreten von entkoppelten Banden auch im Rahmen des schwachen Kopplungsschemas durch eine Kopplung zwischen dem Rumpf und dem Leuchtnukleon erklärt werden kann. Im Rahmen dieses Modells hat Vogel¹⁴⁸⁾ bereits 1970 die Existenz von den durch Gl. (32) gegebenen entkoppelten Ban-

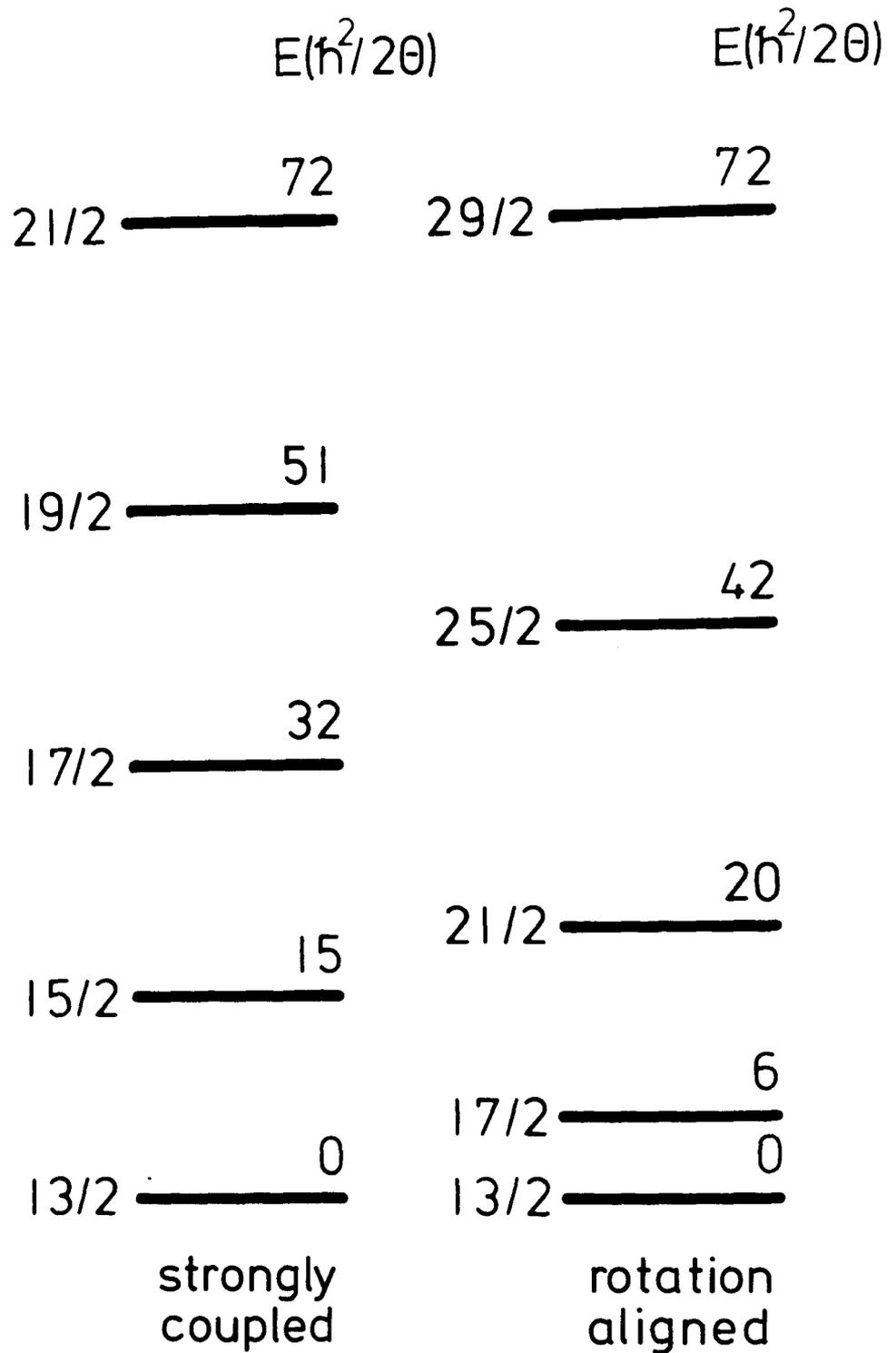


Fig.28: Darstellung der Anregungsenergien von $i_{13/2}$ Banden in ungeraden Kernen für das starke Kopplungsschema (links) und das RAL-Kopplungsschema (rechts).

den vorgeschlagen. Die Eigenschaften der Banden in diesem Modell sind von verschiedenen Autoren untersucht worden^{149,150}.

Im Gebiet der deformierten Kerne der Seltenen Erden sind entkoppelte Banden basierend auf $i_{13/2}$ Neutronen- bzw. $h_{9/2}$ Protonenzuständen beobachtet worden. Die in diesem Gebiet auftretenden $i_{13/2}$ -Neutronenbanden sind systematisch untersucht worden und es zeigt sich, wie in den ungeraden Er-Kernen (s. Fig. 25), ein Übergang von stark gekoppelten Banden zu entkoppelten Banden bei den neutronenarmen Kernen. Die meisten Referenzen zu diesen Untersuchungen finden sich in einer Veröffentlichung von Stephens et al.¹⁰⁹). Neuere Resultate gibt es für ^{149}Sm , ^{151}Gd und ^{153}Dy (Ref. 151,152), $^{155,157,159}\text{Dy}$ (Ref. 143), ^{155}Er (Ref. 50,143), $^{157,159}\text{Er}$ (Ref. 143), $^{157,159,161,163}\text{Yb}$ (Ref. 52), ^{165}Yb (Ref. 153,154), ^{167}Yb (Ref. 155), ^{169}Hf (Ref. 156), ^{177}W (Ref. 56) und ^{181}Os (Ref. 60). Entkoppelte Banden basierend auf $h_{9/2}$ Protonenzuständen sind in den deformierten Kernen ^{165}Tm (Ref. 157), ^{167}Lu (Ref. 158), ^{169}Lu (Ref. 159), $^{177,179}\text{Re}$ (Ref. 160) und ^{181}Re (Ref. 60) beobachtet worden.

Um eine charakteristische Größe herzuleiten, die angibt, ob für einen bestimmten Kern das starke oder das RAL-Kopplungsschema gilt, sind in Fig. 28 die Energieabstände in einer stark gekoppelten $i_{13/2}$ Bande mit denjenigen in einer entkoppelten $i_{13/2}$ Bande verglichen worden. Die Energieabstände in der stark gekoppelten Bande auf der linken Seite von Fig. 28 sind nach Gl. (30) unter der Annahme berechnet worden, daß H_c verschwindet. Die Energieabstände sind unabhängig von K mit Ausnahme von $K=1/2$

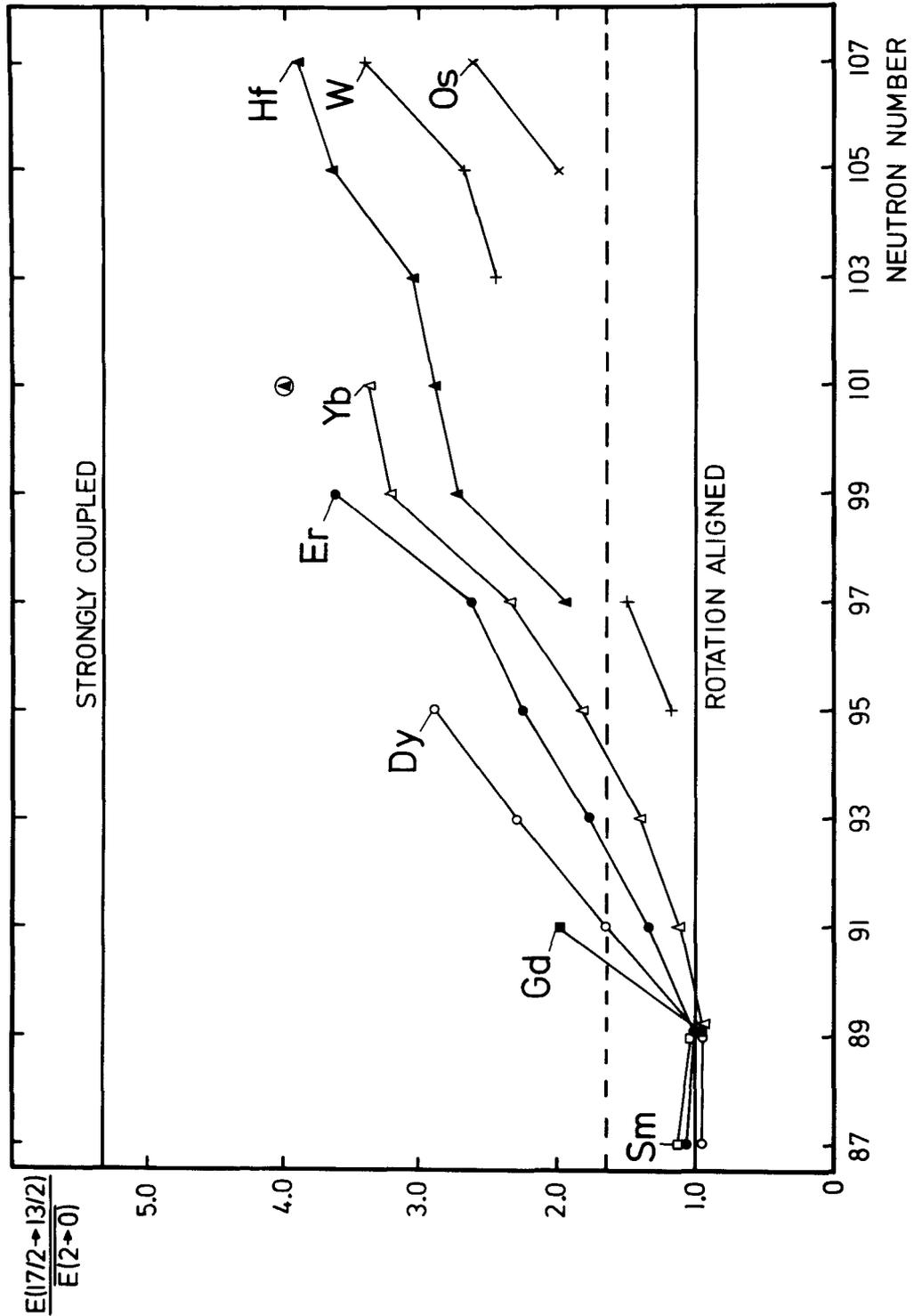


Fig.29: Darstellung des Energieverhältnisses $E(17/2 \rightarrow 13/2)/E(2 \rightarrow 0)$ gegen die Neutronenzahl für $i_{13/2}$ Neutronenbanden von ungeraden deformierten Kernen und für die $5/2^- [512]$ Bande in ^{175}Hf (im Kreis). Die Grenzwerte für das starke bzw. RAL-Kopplungsschema sind eingezeichnet.

und sie ändern sich nicht durch möglicherweise existierende tiefliegende Bandenmitglieder. Die Energieabstände in der entkoppelten Bande auf der rechten Seite von Fig. 28 sind nach Gl. (32) für $\alpha=j=13/2$ berechnet worden. Die Energieabstände in dieser Bande werden durch das Trägheitsmoment des Rumpfkerns bestimmt, für das im allgemeinen der Mittelwert der Grundzustandsträgheitsmomente der beiden benachbarten geraden Kerne mit derselben Protonenzahl verwendet wird. Das Verhältnis gebildet aus der Energie des $17/2^+ \rightarrow 13/2^+$ Übergangs in dem ungeraden Kern und dem Mittelwert der $2^+ \rightarrow 0^+$ Übergangsenergien $\overline{E(2 \rightarrow 0)}$ der geraden Nachbarkerne ist signifikant unterschiedlich für stark gekoppelte bzw. entkoppelte Banden. Aus Fig. 28 läßt sich ersehen, daß das Energieverhältnis $E(17/2 \rightarrow 13/2) / \overline{E(2 \rightarrow 0)}$ einen Wert von 1,00 für entkoppelte Banden und 5,33 für stark gekoppelte Banden hat.

Für die in den Kernen der Seltenen Erden beobachteten $i_{13/2}$ Neutronenbanden ist in Fig. 29 die Größe $E(17/2 \rightarrow 13/2) / \overline{E(2 \rightarrow 0)}$ gegen die Neutronenzahl aufgetragen worden. Die Grenzwerte für stark gekoppelte bzw. entkoppelte Banden sind ebenfalls in Fig. 29 angedeutet. Das Energieverhältnis $E(17/2 \rightarrow 13/2) / \overline{E(2 \rightarrow 0)}$ nimmt innerhalb jeder Isotopenkette mit der Neutronenzahl ab und bei sehr neutronenarmen Kernen wird der Grenzwert 1,0 für entkoppelte Banden erreicht. Das wird erwartet, da dann sowohl der Deformationsparameter β klein ist, als auch die Fermikante in der Nähe der $\Omega=1/2$ Zustände der $i_{13/2}$ -Neutronenschale zu liegen kommt. Gut entwickelte entkoppelte Banden werden bereits beobachtet, wenn $E(17/2 \rightarrow 13/2) / \overline{E(2 \rightarrow 0)} < 1,65$ ist. Dieser Wert ist in Fig. 29

durch eine gestrichelte Linie angedeutet worden. Die $i_{13/2}$ Neutronenbanden der Kerne $^{155,157,159}\text{Er}$ z.B. haben Energieverhältnisse $< 1,65$ und sind typische Beispiele für entkoppelte Banden (s. Fig. 25).

In Fig. 29 zeigt sich, daß der Grenzwert für gekoppelte Banden in keinem Fall erreicht wird. Zum Vergleich ist in Fig. 29 auch das Energieverhältnis $E(17/2 \rightarrow 13/2) / \overline{E(2 \rightarrow 0)}$ für die $5/2^- [512]$ Bande in ^{175}Hf (Ref. 138) eingetragen worden, da es sich bei ihr um eine stark gekoppelte Bande handelt (s. oben). Das Energieverhältnis ist $3,99$ und mithin ebenfalls kleiner als der Grenzwert $5,33$. Diese Abweichung rührt daher, daß angenommen wird, daß die Bande in dem ungeraden Kern im Mittel dasselbe Trägheitsmoment hat wie die GRB in den benachbarten geraden Kernen. Diese Annahme trifft nur im RAL-Modell zu, in dem das Leuchtnukleon vollständig vom Rumpf entkoppelt ist. Im starken Kopplungsschema ist das Leuchtnukleon an den Rumpf gekoppelt und trägt daher auch zu dem Trägheitsmoment bei. Dieser Beitrag kann berücksichtigt werden, indem man z.B. im Fall der $5/2^- [512]$ Bande in ^{175}Hf den Energiemittelwert $\overline{E(2 \rightarrow 0)} = 89,6$ keV der Kerne $^{174,176}\text{Hf}$ durch die Energie $6 \frac{\hbar^2}{2\theta} = 69,8$ keV ersetzt, die sich aus dem Trägheitsmoment dieser Bande ergibt, das aus Fig. 24 abgelesen werden kann. Das resultierende Energieverhältnis $E(17/2 \rightarrow 13/2) / 69,8 = 5,13$ ist nur wenig kleiner als der Grenzwert für entkoppelte Banden.

4.2. Vergleich des Backbending-Verhaltens von geraden und ungeraden Kernen

Aufgrund der Beobachtung ausgeprägter Corioliseffekte in deformierten ungeraden Kernen sind die Hochspinzustände dieser Kerne systematisch untersucht worden, um zusätzliche Information über den Backbending-Effekt in den geraden Kernen zu erhalten. Das Backbending-Verhalten der in $^{157,159}\text{Er}$ (Ref. 7,143,144) beobachteten entkoppelten $i_{13/2}$ Neutronenbanden (s. Fig. 25) ist in Fig. 30 gemeinsam mit dem der GRB der benachbarten geraden Kerne $^{156,158,160}\text{Er}$ (Ref. 29,50) dargestellt worden. Das Trägheitsmoment $\frac{2\theta}{\hbar^2}$ und das Quadrat der Rotationsfrequenz $\hbar^2\omega^2$ ist für die entkoppelten Banden in $^{157,159}\text{Er}$ nach den Gln. (2), (8) berechnet worden, wobei jedoch der Drehimpuls I durch I-j ersetzt worden ist. Hierbei ist j der Drehimpuls des Schalenmodellzustandes. Die resultierenden Gleichungen lauten

$$\frac{2\theta}{\hbar^2} = \left[\frac{E_I - E_{I-2}}{4(I-j) - 2} \right]^{-1} \quad (33)$$

und

$$\hbar^2\omega^2 = \left[(I-j)^2 - (I-j) + 1 \right] \left[\frac{E_I - E_{I-2}}{2(I-j) - 1} \right]^2 \quad (34)$$

Dieses Verfahren wird durch das RAL-Modell nahegelegt und es besteht darin, daß für die Mitglieder der entkoppelten Banden die Drehimpulse der Rumpfzustände 0, 2, 4, ... verwendet werden. Es ist im strengen Sinn nur anwendbar, wenn das Leuchtnukleon vollständig vom Rumpf entkoppelt ist. Es zeigt sich in Fig. 30, daß die Backbending-Kurven der geraden und ungeraden Er-Kerne bis zum Spin 10 ähnlich verlaufen. Oberhalb von diesem Wert zeigen

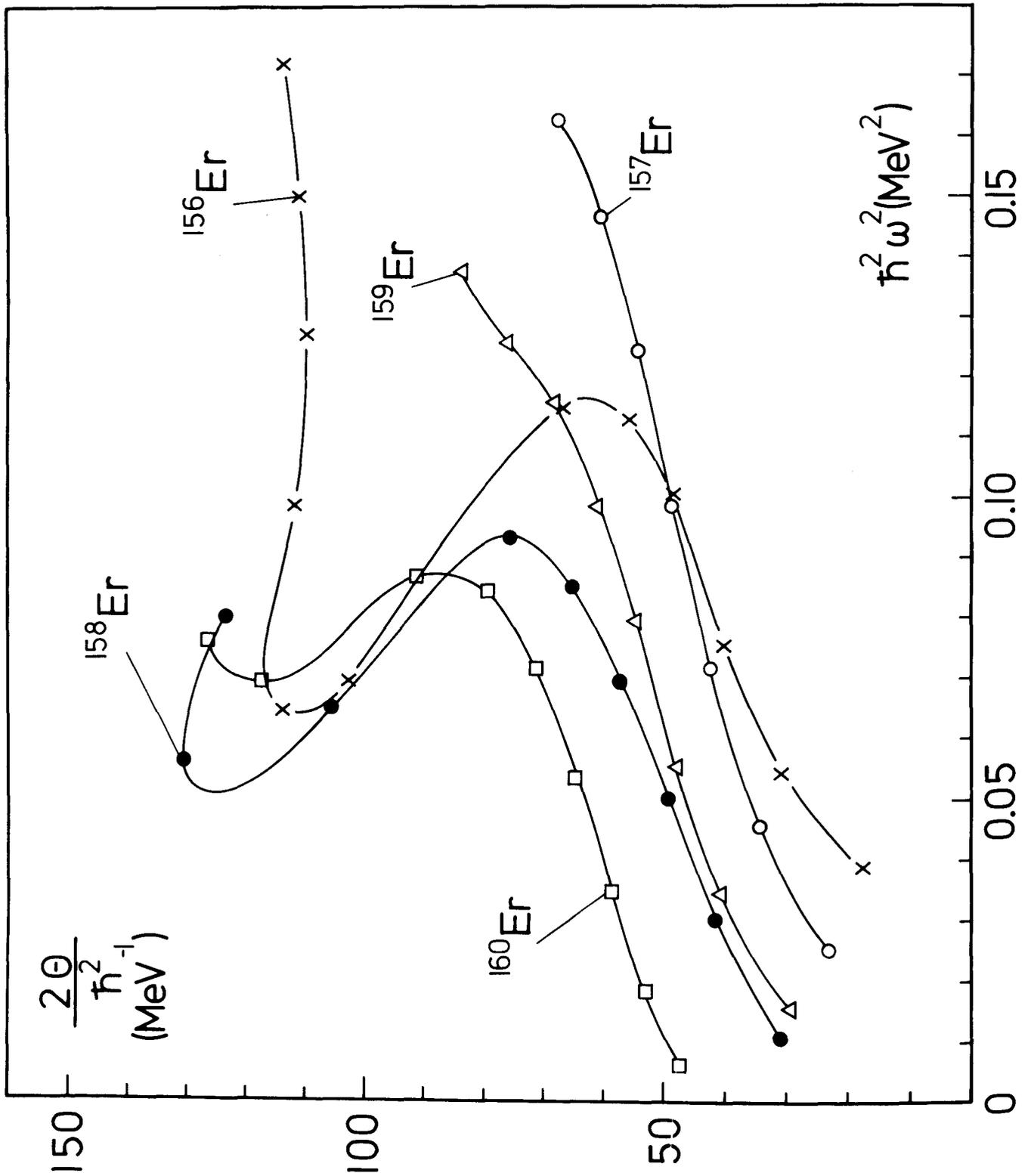


Fig.30: Vergleich des Backbending-Verhaltens der entkoppelten $i_{13/2}$ Neutronenbanden in $^{157,159}\text{Er}$ und der GRB in $^{156,158,160}\text{Er}$.

die geraden Er-Kerne einen Backbending-Effekt, während die Kurven von $^{157,159}\text{Er}$ kein irreguläres Verhalten aufweisen. Die in den ungeraden Kernen $^{155,157}\text{Dy}$ beobachteten entkoppelten $i_{13/2}$ Neutronenbanden sowie die favorisierten Mitglieder der in Folge von Corioliswechselwirkung gemischten $i_{13/2}$ Neutronenbande in ^{159}Dy zeigen ebenfalls keinen Backbending-Effekt, obwohl die entkoppelte Bande in ^{157}Dy bis zum $49/2^+$ Zustand identifiziert worden ist¹⁴³⁾. Es ist auf den ersten Blick überraschend, daß die entkoppelten $i_{13/2}$ Neutronenbanden dieser Kerne keinen Backbending-Effekt aufweisen, obwohl sie eine ähnliche Bandenstruktur wie die GRB der geraden Nachbarkerne haben. Dieses Verhalten kann jedoch als "Blockierungs-Effekt" (Blocking Effect) (Ref. 7) wie folgt erklärt werden:

Der in den geraden deformierten Kernen mit einer Neutronenzahl $N \lesssim 100$ auftretende Backbending-Effekt ist im RAL-Modell der Kreuzung der GRB mit einer Zweiquasiteilchenbande zugeschrieben worden. Die intrinsische Konfiguration der letzteren Bande besteht aus einem entkoppelten und entlang der Rotationsachse ausgerichteten Paar von $i_{13/2}$ Neutronen (vgl. Kap. 3). Die Projektionen der Drehimpulse der beiden ausgerichteten Neutronen auf die Rotationsachse sind $\alpha=13/2$ und $\alpha=11/2$. Bei der entkoppelten Bande der benachbarten ungeraden Kerne mit einem $i_{13/2}$ Leuchtneutron wird bereits der Zustand maximaler Projektion auf die Rotationsachse ($\alpha=13/2$) bevölkert. Um einen Backbending-Effekt zu erzielen, ist eine Kreuzung der entkoppelten $i_{13/2}$ Neutronenbande mit einer Bande aufbauend auf einem $i_{13/2}$ Dreiquasineutronenzustand notwendig⁷⁾. Aufgrund des Pauliprinzipes kann das aufgebro-

chene $i_{13/2}$ Neutronenpaar bestenfalls die $\alpha=11/2$ und $\alpha=9/2$ Zustände bevölkern. Der Energieunterschied zwischen dem vollständig ausgerichtetem Dreiquasineutronenzustand und dem entkoppelten $i_{13/2}$ Neutronenzustand in dem ungeraden Kern ist größer als die Anregungsenergie des vollständig ausgerichtetem $i_{13/2}$ Zweiquasineutronenzustands in den geraden Nachbarkernen, da im ungeraden Kern (i) weniger Coriolisenergie bei dem Aufbrechen des Paares gewonnen wird und (ii) der dabei gewonnene Drehimpuls nur $10 \hbar$ ist, im Vergleich zu $12 \hbar$ im geraden Kern, so daß zusätzlich mehr Rotationsenergie aufzubringen ist, um diesen Zustand zu bilden. Stephens⁷⁾ hat die Summe dieser beiden Effekte zu ungefähr 1 MeV abgeschätzt. In dem ungeraden Kern schneidet die Dreiquasiteilchenbande daher die entkoppelte $i_{13/2}$ Neutronenbande bei einem höheren Drehimpuls, als die Zweiquasiteilchenbande die GRB in dem geraden Nachbarkern kreuzt⁷⁾. Es wird daher erwartet, daß der Backbending-Effekt in den Banden der ungeraden Kerne, die auf $i_{13/2}$ Neutronenzuständen aufbauen, erst bei höheren Drehimpulswerten auftritt, als in den geraden Nachbarkernen. Theoretische Studien zum Backbending-Verhalten von Banden in den ungeraden Kernen ^{155,159}Dy von Ring et al.¹⁴⁰⁾ im Rahmen des HFB-Cranking Modells (s. Kap. 3.2.) stützen die obige, unter Anwendung des Blocking-Effekts erhaltene Interpretation. Als Ergebnis dieser Rechnungen¹⁴⁰⁾ ist in Fig. 31 das Trägheitsmoment des Rumpfes für die gestörte $i_{13/2}$ Neutronenbande und die auf $h_{11/2}$ Neutronenzuständen aufbauende $11/2^- [505]$ Bande in ¹⁵⁹Dy gegen das Quadrat der Rotationsfrequenz aufgetragen worden. Das Trägheitsmoment des Rumpfes ergibt sich nach Korrektur auf den Anteil des Valenzneutrons¹⁴⁰⁾. Es zeigt sich in Fig. 31, daß das

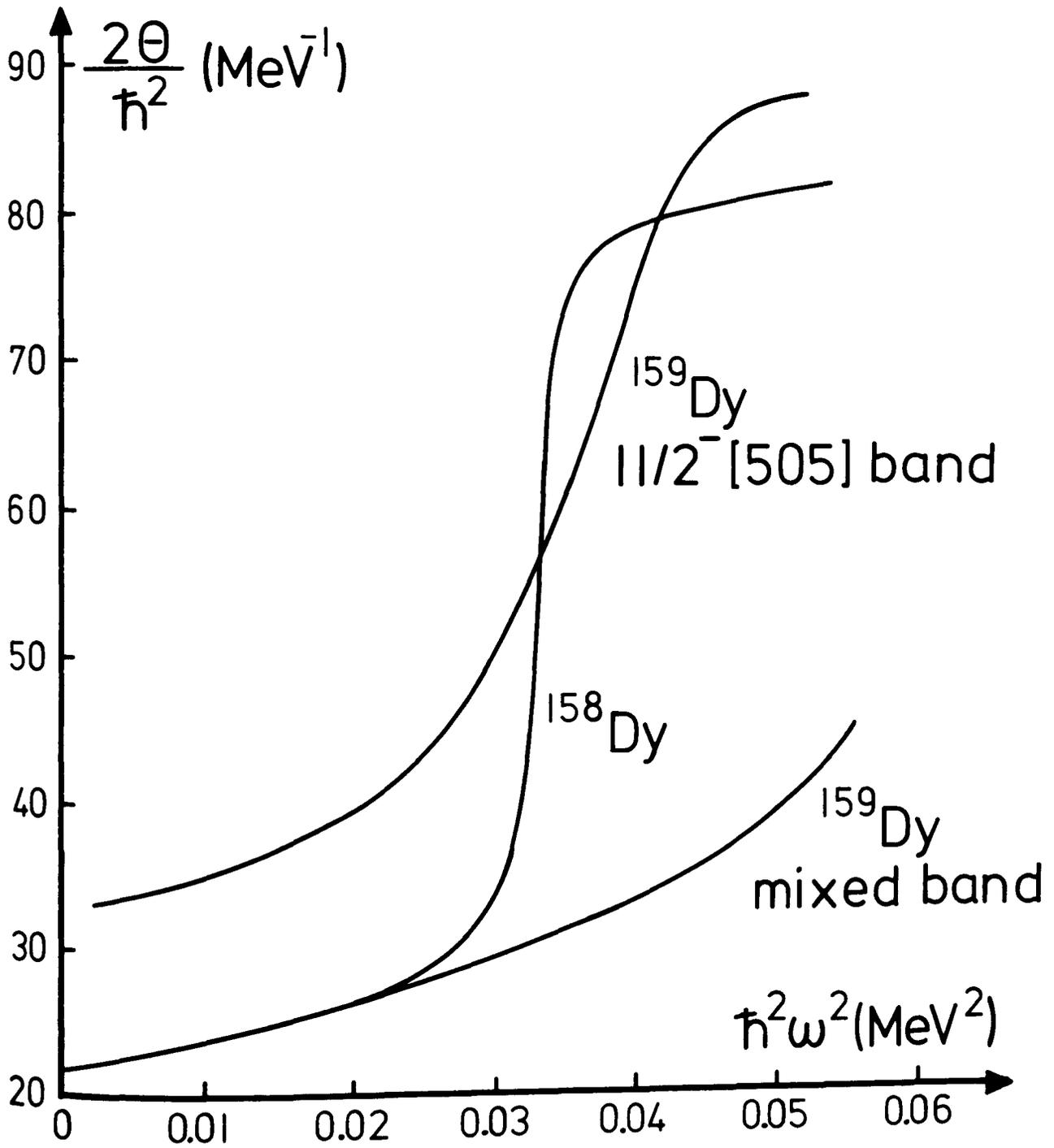


Fig.31: Darstellung des Backbending-Verhaltens der gemischten $i_{13/2}$ Neutronenbande und der $11/2^- [505]$ Bande in ^{159}Dy sowie der GRB in ^{158}Dy berechnet im Rahmen der HFB-Cranking-Theorie.

Rumpfträgheitsmoment der gestörten $i_{13/2}$ Bande viel langsamer mit der Rotationsfrequenz zunimmt, als das Trägheitsmoment der GRB in dem Nachbarkern ^{158}Dy . Ring et al.¹⁴⁰⁾ schreiben dieses Ergebnis der Tatsache zu, daß das Leuchtneutron den $i_{13/2}$ Zustand mit maximaler Projektion auf die Rotationsachse blockiert, in Übereinstimmung mit den obigen Argumenten. Die Rechnungen¹⁴⁰⁾ zeigen außerdem, daß die Blockierung des $11/2^- [505]$ $h_{11/2}$ Neutronenzustands die Ausrichtung eines Paares von $i_{13/2}$ -Neutronen entlang der Rotationsachse nicht behindert. Wie in Fig. 31 zu sehen ist, verhält sich das Trägheitsmoment der $11/2^- [505]$ Bande sehr ähnlich, wie das der GRB in ^{158}Dy . Diese Voraussage konnte bisher nicht experimentell bestätigt werden, da die $11/2^- [505]$ Banden in $^{155,157,159}\text{Dy}$ (Ref. 143,161) nicht bis zu Zuständen genügend hohen Spins untersucht worden sind. Im Folgenden soll jedoch für andere Kerne gezeigt werden, daß die Blockierung von solchen Schalenmodellzuständen, die keine Rolle bei dem Backbending-Effekt spielen, tatsächlich das Backbending-Verhalten des Rumpfes nicht beeinflußt.

Eine andere Konsequenz des Blocking-Effekts ist, daß in Kernen mit einem ungeraden Proton, die den geraden Er und Dy Kernen benachbart sind, die Blockierung eines Protonzustands keinen wesentlichen Einfluß auf das Backbending-Verhalten haben sollte. Um diese Voraussage zu prüfen, haben Grosse et al.¹⁶²⁾ die $7/2^- [523]$ Banden, die sich auf einem $h_{11/2}$ Protonenzustand aufbauen, in den Kernen $^{157,159,161}\text{Ho}$ untersucht. Der Kern ^{159}Ho ist ebenfalls von Forsblom et al.¹⁶³⁾ studiert worden. Die $7/2^- [523]$ Banden in $^{157,159,161}\text{Ho}$ zeigen einen Staggering-Effekt, ihre Bandenstruk-

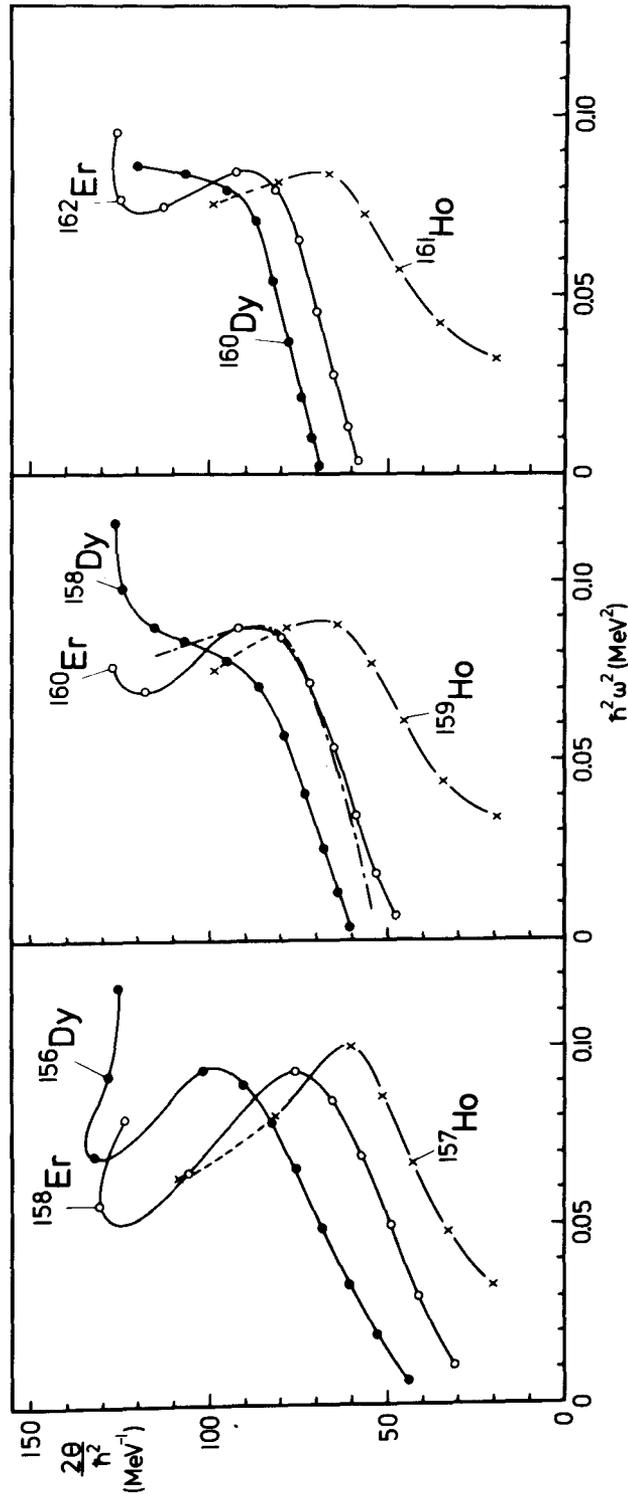


Fig.32: Vergleich des Backbending-Verhaltens der favorisierten Mitglieder der $7/2^- [523]$ Banden in $^{157,159,161}\text{Ho}$ und der GRB der geraden Nachbarkerne. Die strichpunktierte Linie für ^{159}Ho ergibt sich aus einer Analyse im Rahmen des Rotor-plus-Teilchen-Modells.

tur wird also durch Beimischung anderer Banden infolge von Corioliswechselwirkung gestört. Um eine Aussage über das Backbending-Verhalten dieser Banden machen zu können, sind nur die favorisierten Mitglieder mit den Spins $11/2$, $15/2$, $19/2$, ... berücksichtigt worden. Dieses Verfahren wird dadurch gerechtfertigt, daß die favorisierten Zustände im Rahmen des RAL-Modells als Mitglieder einer Bande betrachtet werden. Das Backbending-Verhalten der favorisierten Banden in $^{157,159,161}\text{Ho}$ ist in Fig. 32 mit demjenigen der GRF der benachbarten geraden Er und Dy Kerne gleicher Neutronenzahl verglichen worden. Das Trägheitsmoment und das Quadrat der Rotationsfrequenz sind nach den Gln. (33), (34) berechnet worden, obwohl diese Gleichungen nicht streng für die favorisierten Banden gelten, da das $h_{11/2}$ Proton nicht vollständig vom Rumpf entkoppelt ist. Daher sind die auf diese Weise berechneten Trägheitsmomente kleiner, als die des Rumpfes, wie ein Vergleich mit den geraden Nachbarkernen zeigt (s. Fig. 32). Die Tatsache, daß die favorisierten Mitglieder der $7/2^-$ [523] Banden in $^{157,159,161}\text{Ho}$ einen Backbending-Effekt zeigen (s. Fig. 32), hängt jedoch nicht von diesem Rechenverfahren ab, da der Backbending-Effekt sich direkt aus der Abnahme der Übergangsenergien bei anwachsendem Spin jenseits des kritischen Drehimpulses ergibt¹⁶²⁾. Forsblom et al.¹⁶³⁾ haben im Fall des Kerns ^{159}Ho das Rechenverfahren verbessert, indem sie in den Gln. (33), (34) $I-j$ durch den Erwartungswert des Rumpfdrehimpulses $|\vec{I}-\vec{j}|$ ersetzt haben, der im Rahmen eines Modells berechnet worden ist, in dem ein Teilchen an einen Rotor mit variablem Trägheitsmoment gekoppelt wird. Die resultierende Backbending-Kurve für ^{159}Ho ist in Fig. 32 strichpunktiert eingezeichnet. Diese Kurve hat einen

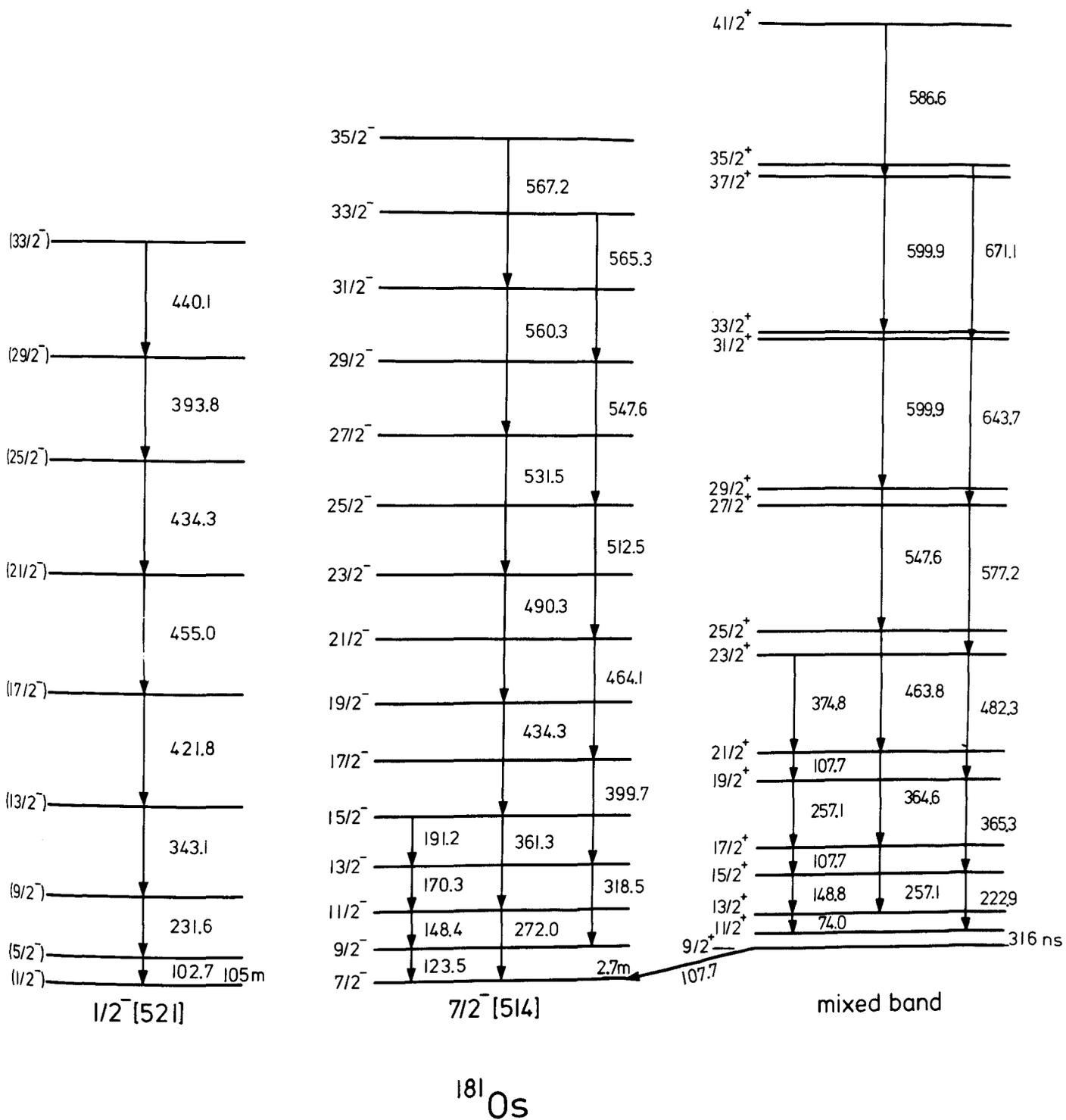


Fig.33: Niveauschema von ^{181}Os .

Verlauf, der sehr dem der GRB in ^{158}Dy und ^{160}Er ähnelt. Dieses Ergebnis bestätigt, daß mit dem vorher erwähnten einfachen Rechenverfahren das Backbending-Verhalten bereits qualitativ richtig beschrieben werden kann. Insbesondere ergibt sich derselbe kritische Drehimpuls. Es sollte erwähnt werden, daß die nichtfavorisierten Zustände der $7/2^- [523]$ Bande in ^{159}Ho ein ähnliches Backbending-Verhalten zeigen, wie die favorisierten Mitglieder; die nichtfavorisierte Bande ist jedoch nicht bis zu sehr hohem Spin identifiziert worden¹⁶³⁾.

Das Auftreten eines Backbending-Effekts in den Kernen $^{157,159,161}\text{Ho}$ zeigt, daß dieser durch die Blockierung eines Protonenzustands nicht wesentlich beeinflusst wird. Dieses Ergebnis stützt die Interpretation, daß das in der GRB der geraden Er und Dy Kerne beobachtete Backbending-Verhalten durch das Aufbrechen eines $i_{13/2}$ Neutronenpaares hervorgerufen wird.

Eine ähnliche Untersuchung ist für ungerade Kerne in der Os Gegend durchgeführt worden^{60,115)}, um die Ursache für den in der GRB von $^{182,184,186}\text{Os}$ beobachteten Backbending-Effekt (s. Abb. 8) zu finden. Das Aufbrechen eines $i_{13/2}$ Neutronenpaares wird im Rahmen des RAL-Modells nicht erwartet, da die Fermioberfläche in der Nähe des $\Omega=9/2$ Unterzustands der $i_{13/2}$ Neutronenschale liegt und somit das Coriolismatrixelement Gl. (16) klein ist. Neskakis et al.⁶⁰⁾ haben die Kerne $^{181,183}\text{Os}$, die ein ungerades Neutron haben sowie den Kern ^{181}Re , der ein ungerades Proton hat, studiert. Das Niveauschema von ^{181}Os ist in Fig. 33 gezeigt. Drei Banden sind gefunden worden, nämlich die infolge Corioliswechsel-

wirkung gemischte $i_{13/2}$ Neutronenbande mit positiver Parität, eine stark gekoppelte $7/2^- [514]$ Bande und eine $K=1/2$ Bande der Konfiguration $1/2^- [521]$ mit einem großen Entkopplungsparameter. In ^{183}Os ist die bereits bekannte¹⁶⁴⁾ gemischte $i_{13/2}$ Neutronenbande bis zum $45/2^+$ Zustand identifiziert worden, obwohl die Spinzunordnung für den höchsten Zustand etwas unsicher ist⁶⁰⁾. In ^{181}Re sind bei den drei schon aus früheren Untersuchungen¹⁶⁵⁾ bekannten Banden Zustände von viel höherem Spin beobachtet worden⁶⁰⁾. Es handelt sich um die entkoppelte $h_{9/2}$ Protonenbande und die stark gekoppelte $5/2^+ [402]$ und $9/2^- [514]$ Banden.

Das Backbending-Verhalten der Banden in $^{181,183}\text{Os}$ und ^{181}Re ist in Fig. 34 mit dem der GRB in den geraden Nachbarkernen $^{182,184}\text{Os}$ (Ref. 29,60) verglichen worden. Das Trägheitsmoment $\frac{2\theta}{\hbar^2}$ und das Quadrat der Rotationsfrequenz $\hbar^2 \omega^2$ sind für die entkoppelte $h_{9/2}$ Protonenbande in ^{181}Re , die entkoppelte $K=1/2$ Bande in ^{181}Os und die favorisierten Mitglieder der gemischten $i_{13/2}$ Neutronenbanden in $^{181,183}\text{Os}$ unter Verwendung der Gln. (33), (34) berechnet worden. Die Grenzen der Anwendbarkeit dieser Formeln sind bereits im Zusammenhang mit den ungeraden Er und Ho Kernen diskutiert worden.

Die Gln. (33), (34) sind jedoch auf die stark gekoppelte $7/2^- [514]$ Bande in ^{181}Os sowie die stark gekoppelten $5/2^+ [402]$ und $9/2^- [514]$ Banden in ^{181}Re nicht anwendbar, da das Trägheitsmoment durch Gl. (33) beträchtlich unterschätzt wird. Im starken Kopp- lungsschema ist das Valenznukleon an den Rumpf gekoppelt

und sein Beitrag zum Trägheitsmoment muß berücksichtigt werden. Die Zustandsenergien stark gekoppelter Banden werden durch Gl. (30), unter der Annahme, daß der Coriolis-Hamiltonoperator H_c verschwindet, beschrieben. Das Trägheitsmoment und die Rotationsfrequenz werden auch bei diesen Banden aus den Energieabständen $E_I - E_{I-2}$ zwischen den Rotationszuständen mit den Drehimpulsen I und $I-2$ bestimmt. Das Trägheitsmoment ergibt sich durch Differenzierung von Gl. (30) unter der Annahme $H_c=0$. Es resultiert derselbe Ausdruck wie in Gl. (2). Das Trägheitsmoment stark gekoppelter Banden muß also nach Gl. (2) statt nach Gl. (33) berechnet werden. Die Rotationsfrequenz kann aus Gl. (3), unter Benutzung des Erwartungswertes für den Drehimpuls stark gekoppelter Banden, hergeleitet werden. Ring et al.^{97,140)} geben im Rahmen der HFB-Cranking-Theorie (s. Kap. 3.2.) für den Erwartungswert des Drehimpulses den Ausdruck

$$\langle I_x \rangle = \sqrt{I(I+1)-K^2} \quad , \quad I \neq K \quad (35)$$

an. Hierbei ist K die Projektion des Drehimpulses auf die Symmetrieachse. Für die Rotationsfrequenz ergibt sich

$$\hbar\omega = \frac{dE}{d\sqrt{I(I+1)-K^2}} = \sqrt{2} \frac{dE}{d(I(I+1)-K^2)} \quad (36)$$

Berechnet man das Quadrat der Rotationsfrequenz, wie in Kap. 2.3 beschrieben, für einen Punkt, der in der Mitte des Intervalls $(I, I-2)$ liegt, unter Verwendung von Gl. (7) und Gl. (30) mit $H_c=0$, so ergibt sich⁶⁰⁾

$$\hbar^2\omega^2 = (I^2 - I + 1 - K^2) \left[\frac{E_I - E_{I-2}}{2I - 1} \right]^2 \quad (37)$$

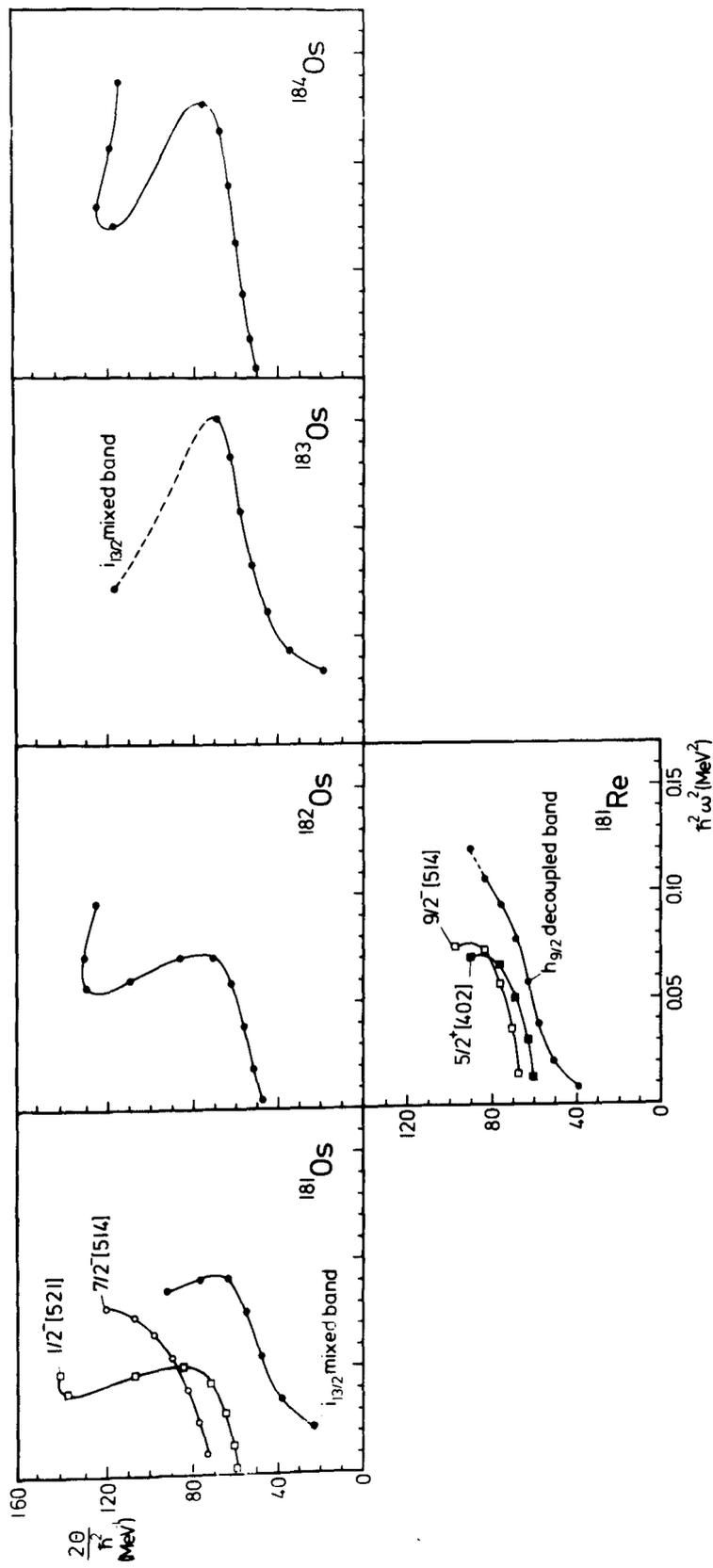


Fig.34: Darstellung des Backbending-Verhaltens von Banden in ^{181}Re und $^{181, 182, 183, 184}\text{Os}$.

Das Trägheitsmoment und das Quadrat der Rotationsfrequenz sind für die stark gekoppelten Banden in ^{181}Re und ^{181}Os also nach den Gln. (2), (37) berechnet worden.

In Fig. 34 zeigt sich, daß in ^{181}Os die gemischte $i_{13/2}$ Neutronenbande und die $1/2^- [521]$ Bande einen Backbending-Effekt aufweisen und daß die $7/2^- [514]$ Bande nach oben abbiegt. Das Backbending-Verhalten der gemischten $i_{13/2}$ Neutronenbande in ^{181}Os ermöglicht einen wichtigen Schluß bezüglich des Backbending-Effekts in der GRB von ^{182}Os . Beide Banden weisen ein erstaunlich ähnliches Backbending-Verhalten auf. Aus diesem Ergebnis haben Neskakis et al.⁶⁰⁾ unter Berücksichtigung des Blocking-Effekts geschlossen, daß die $i_{13/2}$ Neutronen nicht den Backbending-Effekt in ^{182}Os verursachen. Wären die $i_{13/2}$ -Neutronen dafür verantwortlich, so müßte die Blockierung eines $i_{13/2}$ Neutronenzustands in ^{181}Os das Aufbrechen eines $i_{13/2}$ Neutronenpaares verhindern und die gemischte $i_{13/2}$ Neutronenbande sollte sich regulär verhalten, so wie die entkoppelten $i_{13/2}$ Neutronenbanden in $^{157,159}\text{Er}$ (vgl. Fig. 30). Auch die Blockierung der $1/2^- [521]$ und $7/2^- [541]$ Zustände, die sich von den $p_{3/2}$ bzw. $f_{7/2}$ Schalenmodellzuständen herleiten, hat, wie erwartet, keinen Einfluß auf das Backbending-Verhalten des Rumpfes⁶⁰⁾, da diese Zustände einen kleinen Eigendrehimpuls haben und damit nur kleine Coriolismatrixelemente Gl. (16) aufweisen.

Weitere Information über den Backbending-Effekt in ^{182}Os ergibt sich aus dem Backbending-Verhalten der Banden des Kerns ^{181}Re , der ein ungerades Proton hat. Aus Fig. 34 ist zu entnehmen, daß

die stark gekoppelten $5/2^+$ [402] und $9/2^-$ [514] Banden den Ansatz zu einem Backbending-Effekt zeigen. Die entkoppelte $h_{9/2}$ Protonenbande weist jedoch keinen Backbending-Effekt bis zum Spin $41/2$ auf. Der diesem Spin entsprechende Rumpfdrehimpuls $I-j=16$ ist beträchtlich größer als der kritische Drehimpuls $10\hbar$ der GRB in ^{182}Os . Offensichtlich behindert die Blockierung des $\alpha=9/2$ Zustands der $h_{9/2}$ Protonenschale die Entwicklung des Backbending-Effekts. Andererseits hat die Blockierung der $9/2^-$ [514] und $5/2^+$ [402] Zustände in ^{181}Re die sich von den $h_{11/2}$ bzw. $d_{5/2}$ Schalenmodellzuständen herleiten, keinen Einfluß auf das Backbending-Verhalten des Rumpfes. Die Ursache dafür liegt darin, daß das Coriolismatrixelement Gl. (16) für diese Banden klein ist, da die $d_{5/2}$ Schale einen kleinen Eigen-drehimpuls j hat und die $h_{11/2}$ Schale nahezu gefüllt ist, so daß nicht nur j sondern auch Ω groß ist. Aus dem Backbending-Verhalten aller Banden in ^{181}Re haben Neskakis et al.⁶⁰⁾ geschlossen, daß im Rahmen des RAL-Modells die Entkopplung und Ausrichtung eines $h_{9/2}$ Protonenpaares für den Backbending-Effekt in ^{182}Os verantwortlich ist. Unter Berücksichtigung des Backbending-Verhaltens der gestörten $i_{13/2}$ Neutronenbande in ^{183}Os (Ref. 60) erscheint es sinnvoll, anzunehmen, daß auch in ^{184}Os die $h_{9/2}$ Protonen für den Backbending-Effekt verantwortlich sind. Theoretische Untersuchungen von Fäßler et al.¹⁶⁶⁾ legen nahe, daß bei der Interpretation des Backbending-Verhaltens der in den Kernen $^{181,183}\text{Os}$ und ^{181}Re beobachteten Banden nicht nur der Blocking-Effekt, sondern auch das Auftreten einer Hexadekapoldeformation und von Deformationsänderungen berücksichtigt werden muß. Die Autoren¹⁶⁶⁾ schließen aus ihren Rechnungen, daß auch in den Os-Kernen der Backbending-Effekt durch die Entkopplung und Ausrichtung eines $i_{13/2}$ Neutronenpaares hervorgerufen wird. Die experimentellen Ergebnisse zeigen

jedoch, daß die gemischten $i_{13/2}$ Neutronenbanden in ^{181}Os (s. Fig. 33) und ^{183}Os nicht die Struktur von entkoppelten Banden haben, während die $h_{9/2}$ Protonenbande in ^{181}Re eine entkoppelte Bande ist. Die Corioliseffekte sind also in den ersteren Banden viel schwächer als in der letztgenannten Bande, so daß die Entkopplung und Ausrichtung eines $i_{13/2}$ Neutronenpaares weniger wahrscheinlich erscheint, als die eines $h_{9/2}$ Protonenpaares. Weitere Untersuchungen erscheinen notwendig, um vollständig zu klären, welche Interpretation der experimentellen Daten richtig ist.

Da der Backbending-Effekt in den neutronenarmen geraden Er und Dy Kernen durch $i_{13/2}$ Neutronen und in den neutronenreichen geraden Os Kernen wahrscheinlich durch $h_{9/2}$ Protonen hervorgerufen wird, ist es interessant, die Ursache für das Backbending-Verhalten der dazwischen liegenden Yb, Hf und W Kerne zu untersuchen. Aus diesem Grund sind die Kerne $^{165,167}\text{Yb}$ (Ref. 153-155) und ^{169}Hf (Ref. 156), die ein ungerades Neutron besitzen, sowie die Kerne ^{165}Tm (Ref. 157) und $^{167,169}\text{Lu}$ (Ref. 158,159), die ein ungerades Proton haben, bis zu Zuständen hohen Drehimpulses untersucht worden. Ergänzende Daten für ungerade neutronenarme W Kerne gibt es bisher nicht. Das Backbending-Verhalten der in diesen ungeraden Kernen beobachteten Banden ist in Fig. 35 mit dem der GRB in den geraden Nachbarkernen $^{166,168}\text{Yb}$ (Ref. 29) und $^{168,170}\text{Hf}$ (Ref. 29,36) verglichen worden. Das Trägheitsmoment und das Quadrat der Rotationsfrequenz sind für die entkoppelten $h_{9/2}$ Protonenbanden in ^{165}Tm und $^{167,169}\text{Lu}$, für die entkoppelte $1/2^+ [411]$ Bande in ^{165}Tm und die gemischten $i_{13/2}$ Neutronenbanden in $^{165,167}\text{Yb}$ und ^{169}Hf unter Verwendung der Gln. (33), (34) berechnet worden. Die Gln. (2), (37) sind für die stark gekoppelten Banden dieser Kerne, nämlich die $7/2^+ [404]$ Banden in ^{165}Tm und $^{167,169}\text{Lu}$, die $7/2^- [523]$ Bande in ^{165}Tm

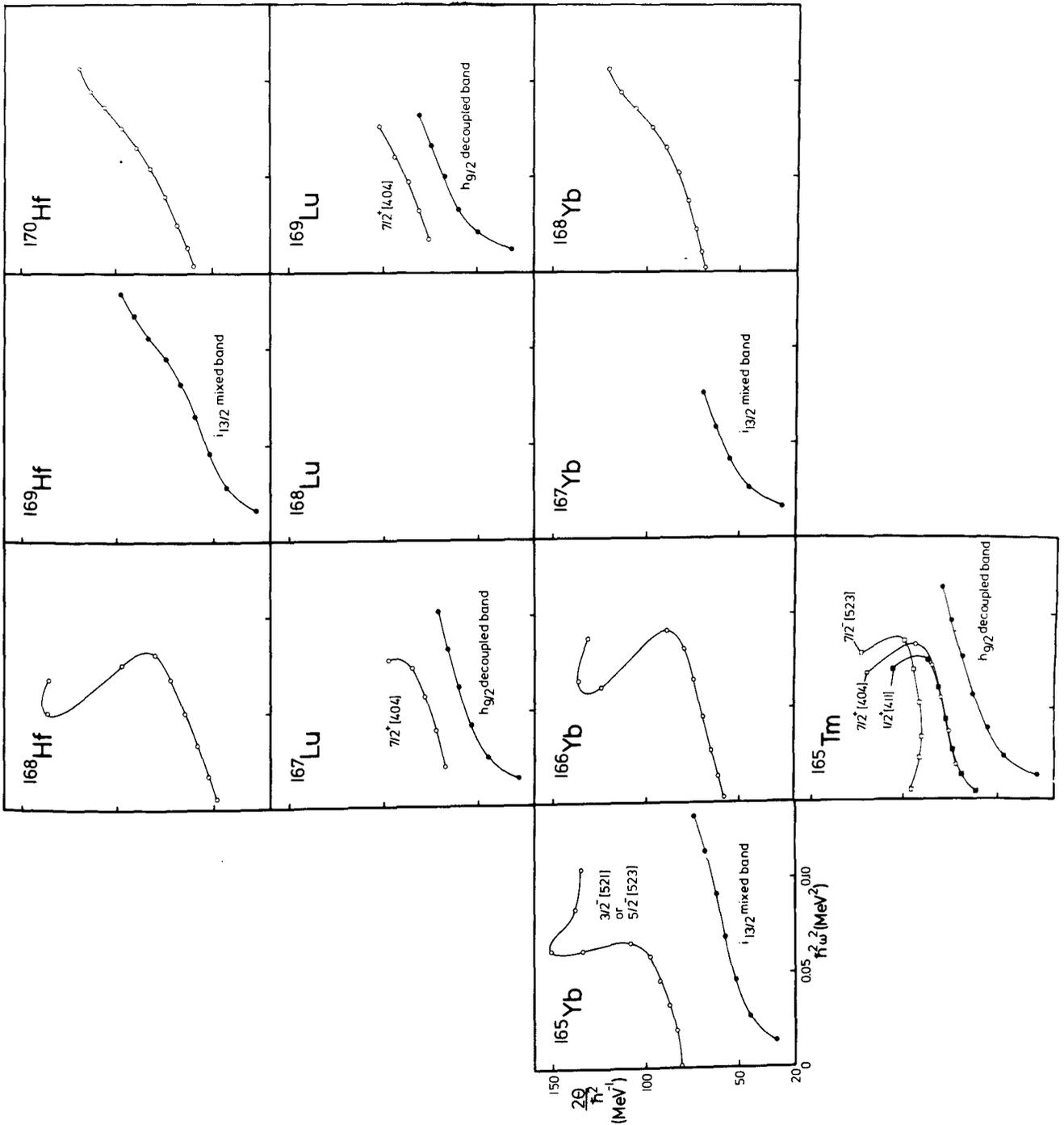


Fig.35: Darstellung des Backbending-Verhaltens von Banden in ^{165}Tm , $^{165},^{166},^{167},^{168}\text{Yb}$, $^{167},^{169}\text{Lu}$ und $^{168},^{169},^{170}\text{Hf}$.

und die zweite Bande in ^{165}Yb benutzt worden. Die letztere Bande ist von Riedinger et al.¹⁵³⁾ als $3/2^- [521]$ Bande und von Backe et al.¹⁵⁴⁾ als $5/2^- [523]$ Bande identifiziert worden. Die letztere Zuordnung erscheint wahrscheinlicher, wie ein Vergleich der Struktur dieser Bande mit der der $3/2^- [521]$ Banden in $^{157,159}\text{Dy}$ (Ref. 161) bzw. ^{161}Er (Ref. 142) sowie mit der der $5/2^- [523]$ Banden in $^{163,165}\text{Er}$ (Ref. 142), ^{167}Yb (Ref. 155) bzw. ^{169}Hf (Ref. 156) zeigt. Die Backbending-Kurven der zweiten Bande in ^{165}Yb sind für beide Konfigurationen jedoch ununterscheidbar in Fig. 35.

Das wichtigste Ergebnis bezüglich des Backbending-Verhaltens der in dem Yb - Hf Gebiet gelegenen Kerne ist, daß sowohl die gemischten $i_{13/2}$ Neutronenbanden in ^{165}Yb und ^{169}Hf als auch die entkoppelten $h_{9/2}$ Protonenbanden in ^{165}Tm und ^{167}Lu keinen Backbending-Effekt zeigen. Alle übrigen in den ungeraden Kernen ^{165}Yb , ^{165}Tm und ^{167}Lu auftretenden Banden haben ein ähnliches Backbending-Verhalten, wie die geraden Nachbarkerne. Dieses Ergebnis zeigt, daß sowohl die Blockierung eines $i_{13/2}$ Neutronenzustandes mit großer Projektion α auf die Rotationsachse als auch die Blockierung des $\alpha=9/2$ Zustands der $h_{9/2}$ Protonenschale die Entwicklung des Backbending-Effekts verhindert. Dagegen hat z.B. die Blockierung des $7/2^+ [404]$ Zustands in ^{165}Tm bzw. ^{167}Lu , der von der $g_{7/2}$ Protonenschale berührt, keinen Einfluß auf das Backbending-Verhalten des Rumpfes. Es muß geschlossen werden, daß sowohl die $i_{13/2}$ Neutronen als auch die $h_{9/2}$ Protonen an der Entstehung des Backbending-Effekts der Kerne ^{166}Yb und ^{168}Hf beteiligt sind. Fäßler et al.¹⁶⁷⁾ untersuchten im Rahmen der HFB-Cranking-Theorie (vgl. Kap. 3.2.) das Backbending-Verhalten der Kerne $^{165,166}\text{Yb}$ und ^{167}Lu . Diese Rechnungen¹⁶⁷⁾ ergaben,

daß die Entkopplung eines $i_{13/2}$ Neutronenpaares und die Ausrichtung der Eigendrehimpulse entlang der Rotationsachse für den Backbending-Effekt dieser Kerne verantwortlich ist. Die Unterdrückung des Backbending-Effekts in der entkoppelten $h_{9/2}$ Protonenbande in ^{167}Lu wird auf einen sekundären Effekt zurückgeführt¹⁶⁷⁾, nämlich dem, daß die Besetzung des $h_{9/2}$ Protonenzustands in ^{167}Lu eine Deformationsänderung bewirkt. Dadurch kommen die für den Backbending-Effekt verantwortlichen $i_{13/2}$ Neutronenzustände tief unterhalb der Fermioberfläche zu liegen, so daß das Aufbrechen und Ausrichten eines $i_{13/2}$ Neutronenpaares behindert wird. Weitere experimentelle und theoretische Untersuchungen sind notwendig, um das Backbending-Verhalten der in dem Yb - Hf Gebiet liegenden Kerne besser verstehen zu können.

Die Beobachtung, daß sowohl die $7/2^+ [404]$ Bande und die entkoppelte $h_{9/2}$ Protonenbande in ^{169}Lu keinen Backbending-Effekt zeigen, ist in Übereinstimmung mit der Tatsache, daß sich auch die GRB der geraden $N=98$ Kerne regulär verhalten, eine Tatsache, die bereits in Kap. 2.3 und 3.2 diskutiert worden ist.

Um die Ursache für das Backbending-Verhalten der leichten Ba und Ce Kerne (s. Fig. 10) zu finden, sind die entkoppelten $h_{11/2}$ Protonenbanden in den Kernen $^{127,129}\text{La}$ untersucht worden. Es ergab sich, daß diese Banden keinen Backbending-Effekt aufweisen⁶⁹⁾. Unter Berücksichtigung des Blocking-Effekts ist aus diesem Ergebnis geschlossen worden, daß das Aufbrechen und Ausrichten eines $h_{11/2}$ Protonenpaares für das Backbending-Verhalten der benachbarten geraden Ba und Ce Kerne verantwortlich ist.

5. Zusammenfassung

In den letzten Jahren sind die in dem Gebiet der Seltenen Erden liegenden deformierten Kerne intensiv untersucht worden. Dabei sind mehrere neue Kerneigenschaften beobachtet worden, nämlich der Backbending-Effekt und das Auftreten von entkoppelten Banden. Diese Phänomene sind in der vorliegenden Arbeit beschrieben worden.

In dem Grundzustand deformierter Kerne existieren starke Paarkorrelationen zwischen den Nukleonen und bewirken eine beträchtliche Reduzierung des Trägheitsmoments. In rotierenden Kernen treten Coriolis- und Zentrifugalkräfte auf. Die Corioliskräfte sind den Paarkräften entgegengerichtet, so daß die Paarkorrelationen mit zunehmender Rotationsfrequenz reduziert werden. Dieser Coriolis-Antipairing-Effekt bewirkt eine gleichmäßige Zunahme des Trägheitsmoments mit dem Drehimpuls, wie sie in den Grundzustandsrotationsbanden vieler stark deformierter Kerne bis zu Zuständen großen Drehimpulses beobachtet worden ist. Theoretische Rechnungen zeigen, daß die Paarkorrelationen für Neutronen bei einem Drehimpuls von ungefähr $24 \hbar$ vollständig verschwunden sein sollten. Der in bestimmten deformierten Kernen beobachtete Backbending-Effekt, unter dem man eine plötzliche starke Zunahme des Kernträgheitsmoments in Rotationsbanden versteht, tritt bereits bei ungefähr $14 \hbar$ auf. Entsprechend dem vorhergesagten, läßt der Backbending-Effekt sich nicht, wie ursprünglich angenommen worden war, durch den Coriolis-Antipairing-Effekt verstehen. Es kann sowohl experimentell als auch theoretisch als gesichert gelten, daß der Backbending-Effekt durch das Kreuzen der Grundzustandsrotationsbande mit einer Bande größeren Trägheitsmoments zustande kommt. Die zweite Bande baut sich

im Rahmen des Rotation-Alignment-Modells auf einem Zweiquasiteilchenzustand auf, der durch das Aufbrechen eines Teilchenpaares mit großem Eigendrehimpuls und dem Ausrichten der Teilchendrehimpulse entlang der Rotationsachse entsteht.

In den ungeraden Kernen ist neben den seit langem bekannten stark gekoppelten Rotationsbanden, die in erster Näherung dem $I(I+1)$ Gesetz gehorchen, ein neuer Bandentyp beobachtet worden, nämlich dem der entkoppelten Banden. Die entkoppelten Banden haben dieselbe Struktur wie die Grundzustandsrotationsbanden der geraden Nachbarkerne. Bei den stark gekoppelten Banden sind die Corioliskräfte verschwindend klein und es gilt das starke Kopplungsschema, in dem die Projektion des Eigendrehimpulses auf die Symmetrieachse eine gute Quantenzahl ist. Bei den entkoppelten Banden sind die Corioliskräfte sehr groß und es gilt das RAL-Kopplungsschema, in dem die Projektion des Eigendrehimpulses auf die Rotationsachse eine Konstante der Bewegung ist.

Die Untersuchung des Backbending-Verhaltens der ungeraden Kerne gibt Aufschluß über die Zustände, in denen sich die Nukleonen befinden, die den Backbending-Effekt in den geraden Kernen hervorrufen. In den neutronenarmen Kernen der Seltenen Erden mit einer Neutronenzahl $N \leq 100$ sind die $i_{13/2}$ Neutronen für den Backbending-Effekt verantwortlich und in den neutronenreichen Kernen am oberen Rand des deformierten Gebietes wahrscheinlich die $h_{9/2}$ Protonen.

Danksagung

Mein besonderer Dank gilt Herrn Professor C. Mayer-Böricke, der diese Arbeit durch sein großes Interesse, durch viele aufschlußreiche Diskussionen und durch seine stete Förderung erst ermöglicht hat.

Ich möchte Dr. H. Beuscher, Dr. W.F. Davidson, Dr. Y. Gono, Herrn H. Jäger, Dr. M. Müller-Veggian und Dr. A. Neskakis für eine hervorragende Zusammenarbeit bei den Experimenten und für zahlreiche fruchtbare Diskussionen danken. Mein Dank gilt auch Prof. A. Fäßler, Dr. K. Goeke, Prof. B.R. Mottelson, Prof. H. Ryde und Dr. F.S. Stephens für anregende Diskussionen über die hier behandelten Themen. Schließlich möchte ich Frl. H. Beckers und Frl. U. Pennartz für das Schreiben dieser Arbeit danken.

Referenzen:

1. J.R. Grover and J. Gilat, Phys. Rev. 157 (1967) 802
2. J.R. Grover and J. Gilat, Phys. Rev. 157 (1967) 814
3. J.R. Grover and J. Gilat, Phys. Rev. 157 (1967) 823
4. J.R. Grover, Phys. Rev. 157 (1967) 832
5. J.O. Newton, Nuclear Spectroscopy and Reactions,
Ed. J. Cerny, Part C, p. 185, Academic Press,
N.Y. and London, 1974
6. R.M. Lieder and H. Ryde, Advances in Nuclear Physics,
Vol. 10, im Druck
7. A. Johnson and Z. Szymański, Physics Report 7C (1973) 181
8. F.S. Stephens, Revs. Modern Physics 47 (1975) 43
9. R.A. Sorensen, Revs. Modern Physics 45 (1973) 353
10. A. Johnson, H. Ryde and J. Sztarkier, Phys. Letters 34B
(1971) 605; A. Johnson, H. Ryde and S.A. Hjorth,
Nucl. Phys. A179 (1972) 753
11. B.R. Mottelson and J.G. Valatin, Phys. Rev. Letters 5
(1960) 511
12. K.Y. Chan and J.G. Valatin, Nucl. Phys. 82 (1966) 222
13. D.R. Bés, S. Landowne and M.A.J. Mariscotti, Phys. Rev.
166 (1968) 1045
14. M. Sano and M. Wakai, Nucl. Phys. 67 (1965) 481, A97 (1967) 298
15. J. Krumlinde, Nucl. Phys. A121 (1968) 306, A160 (1971) 471
16. S. Frauendorf, Nucl. Phys. A263 (1976) 150
17. F.S. Stephens and R.S. Simon, Nucl. Phys. A183 (1972) 257
18. H. Morinaga and P.C. Gugelot, Nucl. Phys. 46 (1963) 210
19. G.B. Hansen, B. Elbek, K.A. Hagemann and W.F. Hornyak, Nucl.
Phys. 47 (1963) 529
20. M. Sakai, T. Yamazaki and H. Ejiri, Phys. Letters 12 (1964) 29
21. F.S. Stephens, N.L. Lark and R.M. Diamond, Phys. Rev. Letters
12 (1964) 225; Nucl. Phys. 63 (1965) 82
22. J. Burde, R.M. Diamond and F.S. Stephens, Nucl. Phys. A92
(1967) 306
23. H. Ejiri, M. Ishihara, M. Sakai, K. Katori and T. Inamura,
Phys. Letters 18 (1965) 314

24. R.M. Diamond, E. Matthias, J.O. Newton and F.S. Stephens, Phys. Rev. Letters 16 (1966) 1205; J.O. Newton, F.S. Stephens, R.M. Diamond, K. Kotajima and E. Matthias, Nucl. Phys. A95 (1967) 357
25. T. Yamazaki, Nucl. Data A3 (1967) 1
26. T. Yamazaki and G.T. Ewan, Phys. Letters 24B (1967) 278; Nucl. Instr. & Methods 62 (1968) 101
27. T. Yamazaki and E. Matthias, Phys. Rev. 175 (1968) 1476
28. R.M. Diamond, F.S. Stephens, W.H. Kelly and D. Ward, Phys. Rev. Letters 22 (1969) 546
29. R.O. Sayer, J.S. Smith III and W.T. Milner, Atomic Data and Nuclear Data Tables 15 (1975) 85
30. Ø. Saethre, S.A. Hjorth, A. Johnson, S. Jägare, H. Ryde and Z. Szymański, Nucl. Phys. A207 (1973) 486
31. M. Sakai, Nuclear Data Tables 10 (1972) 511
32. I. Halpern, B.J. Shepherd and C.F. Williamson, Phys. Rev. 169 (1968) 805
33. T.D. Thomas, Ann. Rev. Nucl. Sci. 18 (1968) 343
34. J.O. Newton, F.S. Stephens, R.M. Diamond, W.H. Kelly and D. Ward, Nucl. Phys. A141 (1970) 631
35. A. Bohr and B.R. Mottelson, Mat. Fys. Medd. Dan.Vid.Selsk. 27, no 16 (1953)
36. Unveröffentlichte Daten, Institut für Kernphysik der KFA Jülich
37. H. Beuscher, W.F. Davidson, R.M. Lieder and C. Mayer-Böricke, Phys. Letters 40B (1972) 449
38. R.M. Lieder, H. Beuscher, W.F. Davidson, P. Jahn, H.-J. Probst and C. Mayer-Böricke, Z.Phys. 257 (1972) 147
39. W.F. Davidson, R.M. Lieder, H. Beuscher, A. Neskakis, G.A. Varley, J.C. Willmott, F. Kearns and J.C. Lisle, J. Phys. G2 (1976) 199
40. J.E. Draper and R.M. Lieder, Nucl. Phys. A141 (1970) 211
41. H.M. Jäger, H. Beuscher, W.F. Davidson, R.M. Lieder and A. Neskakis, Nucl. Instr. & Methods 125 (1975) 53
42. P.J. Twin, in Proc. Int. Conf. of Nuclear Structure and

Spectroscopy, Amsterdam 1974, ed. H.P. Block and A.E.L. Dieperink (Scholar's Press, Amsterdam 1974) vol.2.p.536

43. J.A. Grau, Z.W. Grabowski, F.A. Rickey, D.C. Simms and R.M. Steffen, Phys. Rev. Letters 32 (1974) 677
44. P. Thieberger, A.W. Sunyar, P.C. Rogers, N. Lark, O.C. Kistner, E. der Mateosian, S. Cochavi and E.H. Auerbach, Phys. Rev. Letters 28 (1972) 972
45. R.M. Lieder, H. Beuscher, W.F. Davidson, P. Jahn, H.-J. Probst and C. Mayer-Böricke, Phys. Letters 39B (1972) 196
46. D.R. Zolnowski, T. Kishimoto, Y. Gono and T.T. Sugihara, Phys. Letters 55B (1975) 453
47. G.A. Varley, J.C. Willmott, University of Manchester, private communication, 1974
48. H. Beuscher, W.F. Davidson, R.M. Lieder and C. Mayer-Böricke, in Proc. Int. Conf. on Reactions Between Complex Nuclei, Nashville, 1974, ed. R.L. Robinson, F.K. McGowan, J.B. Ball and J.H. Hamilton (North Holland Publ. Co, Amsterdam, 1974) vol.1 p. 189
49. R.M. Lieder, H. Beuscher, W.F. Davidson, A. Neskakis, C. Mayer-Böricke, Y. El Masri, P. Monseu, J. Steyaert and J. Vervier, Phys. Letters 49B (1974) 161
50. A.W. Sunyar, E. der Mateosian, O.C. Kistner, A. Johnson, A.H. Lumpkin and P. Thieberger, Phys. Letters 62B (1976) 283. A.W. Sunyar, BNL, Brookhaven, private communication, 1975
51. G. Dracoulis, T. Inamura, F. Kearns, J.C. Lisle and J.C. Willmott, Annual Report 1973, Schuster Laboratory, University of Manchester
52. G. Dannhäuser, D.J. Donahue, O. Häusser, R.L. Hersberger, K.E.G. Löbner, R. Lutter, D. Proetel, F. Riess and W. Trautmann, Annual Report, 1974, Beschleuniger Labor der Universität und Technischen Universität München

53. F.S. Stephens, in Proc. Int. Symposium on Highly Excited States in Nuclei, Jülich, 1975, ed. A. Faessler, C. Mayer-Böricke and P. Turek, Jül-Conf.16 (1975) vol. 2, p. 12;
D. Ward, P. Colombani, I.Y. Lee, P.A. Butler, R.S. Simon, R.M. Diamond and F.S. Stephens, Nucl. Phys. A266 (1976) 194
54. Y. Gono, KFA Jülich, private communication, 1975
55. H. Bohn, T.v. Egidy, T. Fastermann, F.v. Feilitzsch, P. Kienle, K.J. Körner and J.P. Schiffer, Annual Report, 1974, Beschleuniger Labor der Universität und Technischen Universität München
56. F.M. Bernthal, C.L. Dors, B.D. Jeltema, T.L. Khoo and R.A. Warner, Physics Letters 64B (1976) 147
57. R.A. Warner, F.M. Bernthal, J.S. Boyno, T.L. Khoo and G. Sletten, Phys. Rev. Letters 31 (1973) 835
58. S. Beshai, K. Fransson, S.A. Hjorth, A. Johnson, Th. Lindblad, and J. Sztarkier, Z. Physik A277 (1976) 351
59. M. Piiparinen, J.C. Cunnane, P.J. Daly, C.L. Dors, F.M. Bernthal and T.L. Khoo, Phys. Rev. Letters 34 (1975) 11
60. A. Neskakis, R.M. Lieder, M. Müller-Veggian, H. Beuscher, W.F. Davidson and C. Mayer-Böricke, Nucl. Phys. A261 (1976) 189
61. A.J. Hartley, R. Chapman, G.D. Dracoulis, S. Flanagan, W. Gelletly and J.N. Mo, J. Phys. A6 (1973) L 60
62. U. Götz, H.C. Pauli, K. Alder and K. Junker, Nucl. Phys. A192 (1972) 1
63. A.L. Goodman and J.P. Vary, Phys. Rev. Letters 35 (1975) 504
64. P. Ring, H.R. Dalafi and H.J. Mang, in Proc. Int. Symposium on Highly Excited States in Nuclei, Jülich, 1975, ed. A. Faessler, C. Mayer-Böricke and P. Turek, Jül-Conf. 16 (1975) vol. 1, p. 61;
H.R. Dalafi, H.J. Mang and P. Ring, preprint, München, 1975;
P. Ring, Technische Universität, München, private communication, 1975

65. R.K. Sheline, T. Sikkeland and R.N. Chanda, Phys. Rev. Letters 7 (1961) 446
R.N. Chanda, J. Clarkson and R.K. Sheline, in Proc. Third Conf. on Reactions between Complex Nuclei, Asilomar, Univ. of California Press, 1963, p. 397
66. P. Taras, W. Dehnhardt, S.J. Mills, M. Veggian, J.C. Merdinger, U. Neumann and B. Povh, Phys. Letters 41B (1972) 295
67. W. Dehnhardt, S.J. Mills, M. Müller-Veggian, U. Neumann, D. Pelte, G. Poggi, B. Povh and P. Taras, Nucl. Phys. A225 (1974) 1
68. C. Flaum, D. Cline, A.W. Sunyar and O.C. Kistner, Phys. Rev. Letters 33 (1974) 973;
C. Flaum, D. Cline, A.W. Sunyar, O.C. Kistner, Y.K. Lee and J.S. Kim, Nucl. Phys. A264 (1976) 291
69. D. Ward, H. Bertschat, P.A. Butler, P. Colombani, R.M. Diamond and F.S. Stephens, Phys. Letters 56B (1975) 139
70. T.L. Khoo, F.M. Bernthal, J.S. Boyno and R.A. Warner, Phys. Rev. Letters 31 (1973) 1146
71. H.R. Andrews, D. Ward, R.L. Graham and J.S. Geiger, Nucl. Phys. A219 (1974) 141
72. Y. El Masri, R. Janssens, C. Michel, P. Monseu, J. Steyaert and J. Vervier, Z.Phys. A274 (1975) 113
73. Z. Szymański and J. Krumlinde, Institut for Nuclear Research, Warsaw and Technical University Lund, private communication, 1973
74. R.M. Diamond, F.S. Stephens, K. Nakai and R. Nordhagen, Phys. Rev. C3 (1971) 344
75. N. Rud, G.T. Ewan, A. Christy, D. Ward, R.L. Graham and J.S. Geiger, Nucl. Phys. A191 (1972) 545
76. R.O. Sayer, R.J. Sturm, N.R. Johnson, E. Eichler, N.C. Singhal, M.W. Guidry and G.D. O'Kelly, Bull. Am. Phys. Soc., Ser.2, 19 (1974) 524
77. D. Ward, H.R. Andrews, J.S. Geiger, R.L. Graham and J.F. Sharpey-Schafer, Phys. Rev. Letters 30 (1973) 493

78. B. Bochev, S.A. Karamian, T. Kutsarova, E. Nadjakov and Ya.Ts. Oganessian, Nucl. Phys. A267 (1976) 344
79. B. Bochev, S.A. Karamian, T. Kutsarova and V.G. Subbotin, preprint P7-8033, Dubna, 1974
80. B. Bochev, S.A. Karamian, T. Kutsarova, E. Nadjakov, T. Venkova and R. Kalpakchieva, Physica Scripta 6 (1972) 243
81. B. Bochev, R. Kalpakchieva, S.A. Karamian, T. Kutsarova, E. Nadjakov and V.G. Subbotin, preprint P7-8531, Dubna, 1975
82. F. Kearns, G.D. Dracoulis, T. Inamura, J.C. Lisle and J.C. Willmott, J.Phys. A7 (1974) L 11;
J.C. Lisle, University of Manchester, private communication 1975
83. D. Ward, H.R. Andrews, R.L. Graham, J.S. Geiger and S.H. Sie, Izv. Akad. Nauk. SSSR, Ser. Fiz. 39 (1975) 44;
Bull. Akad. Sci. USSR, Phys. Ser. 39 (1975) 36
84. G.B. Hagemann, D.C. Hensley, N.R. Johnson, W.T. Milner and L.L. Riedinger, Bull. Am. Phys. Soc., Ser.2, 18 (1973) 581
85. A.S. Davydov and A.A. Chaban, Nucl. Phys. 20 (1960) 499
86. R.M. Diamond, F.S. Stephens and W.J. Swiatecki, Phys. Letters 11 (1964) 315
87. G.M. Kalvius, in Proc. Int. Conf. on Hyperfine Interactions in Excited Nuclei, Rehovot, 1970, ed. G. Goldring and R. Kalish (Gordon and Breach Science Publ., New York, 1971) vol.2, p. 523
88. H.K. Walter, Nucl. Phys. A234 (1974) 504
89. M.A.J. Mariscotti, G. Scharff-Goldhaber and B. Buck, Phys. Rev. 178 (1969) 1864
90. S.M. Harris, Phys. Rev. 138 (1965) B509
91. A. Klein, R.M. Dreizler and T.K. Das, Phys. Letters 31B (1970) 333
92. D.R. Inglis, Phys. Rev. 96 (1954) 1059; Phys. Rev. 103 (1956) 1786
93. J.J. Griffin and M. Rich, Phys. Rev. 118 (1960) 850

94. S.G. Nilsson and O. Prior, Mat.Fys.Medd.Dan.Vid.Selsk.
32 (1961) No. 16
95. A. Faessler, W. Greiner and R.K. Sheline, Nucl. Phys. 62
(1965) 241
96. F. Grümmer, K.W. Schmid and A. Faessler, Nucl. Phys. A239
(1975) 289
97. P. Ring, R. Beck and H.J. Mang, Z. Phys. 231 (1970) 10;
R. Beck, P. Ring and H.J. Mang, Z. Phys. 231 (1970) 26
98. E.R. Marshalek, Phys. Rev. 158 (1967) B993
99. S. Wahlborn and R.K. Gupta, Phys. Letters 40B (1972) 27
100. J.E. Draper, Phys. Letters 41B (1972) 105
101. A. Molinari and T. Regge, Phys. Letters 41B (1972) 93
102. R.A. Broglia, A. Molinari, G. Pollarolo and T. Regge, Phys.
Letters 50B (1974) 295; Phys. Letters 57B
(1975) 113
103. Y. El Masri, J. Vervier and A. Faessler, Nucl. Phys.
A279 (1977) 223
104. A. Bohr, Lecture notes from the International School of
Physics "Enrico Fermi", 1976
105. H. Weigman and J.P. Theobald, preprint, Geel, 1972
106. P. Thieberger, Phys. Letters 45B (1973) 417
107. B.C. Smith and A.B. Volkov, Phys. Letters 47B (1973) 193
108. A. Faessler, in Proc. Int. Conf. on Reactions between
Complex Nuclei, Nashville, 1974, ed. R.L.
Robinson, F.K. McGowan, J.B. Ball and J.C.
Hamilton (North Holland; Amsterdam, 1974)
vol.2, p.437
109. F.S. Stephens, P. Kleinheinz, R.K. Sheline and R.S. Simon,
Nucl. Phys. A222 (1973) 235
110. J. Damgaard and A. Faessler, Phys. Letters 43B (1973) 157;
J. Damgaard, S. Kusuno and A. Faessler, Nucl. Phys. A243
(1975) 492
111. H. Beuscher, W.F. Davidson, R.M. Lieder, A. Neskakis and
C. Mayer-Böricke, Phys. Rev. Letters 32
(1974) 843;
R.M. Lieder, H. Beuscher, W.F. Davidson, A. Neskakis and
C. Mayer-Böricke, Nucl. Phys. A248 (1975) 317

112. J.C. Cunnane, M. Piiparinen, P.J. Daly, C.L. Dors, T.L. Khoo and F.M. Bernthal, Phys. Rev. C13 (1976) 2197
113. L. Funke, P. Kemnitz, G. Winter, S.A. Hjorth, A. Johnson and Th. Lindblad, Phys. Letters 55B (1975) 436; S.A. Hjorth, A. Johnson, Th. Lindblad, L. Funke, P. Kemnitz and G. Winter, Nucl. Phys. A262 (1976) 328
114. R.M. Lieder, in Proc. Int. Symposium on Collectivity of Medium and Heavy Nuclei, Tokyo, 1976, ed. Y. Shida, p. 459
115. R.M. Lieder, in Proc. Int. Conf. on Nuclear Structure and Spectroscopy, Amsterdam, 1974, ed. H.P. Blok and A.E.L. Dieperink (Scholar's Press, Amsterdam, 1974), vol.2, p.212
116. J. Krumlinde and Z. Szymański, Phys. Letters 36B (1971) 157; Ann. Phys. (N.Y.) 79 (1973) 201
117. J. Krumlinde and Z. Szymański, Nucl. Phys. A221 (1974) 93
118. R.A. Sorensen, in Proc. Orsay Colloquium on Intermediate Nuclei, July 1971, p.70
119. J. Bardeen, L.N. Cooper and J.R. Schrieffer, Phys. Rev. 108 (1957) 1175
120. S.T. Belyaev, Mat.Fys.Medd.Dan.Vid.Selsk. 31 (1959) No. 11
121. D.J. Thouless and J.G. Valatin, Nucl. Phys. 31 (1962) 21
122. K. Kumar, Physica Scripta 6 (1972) 270; Phys. Rev. Letters 30 (1973) 1227
123. A. Faessler, L.L. Lin and F. Wittman, Phys. Letters 44B (1973) 127
124. A. Faessler, F. Grümmer, L.L. Lin and J. Urbano, Phys. Letters 48B (1974) 87
125. A. Faessler, K.R. Sandhya Devi, F. Grümmer, K.W. Schmid and R.R. Hilton, Nucl. Phys. A256 (1976) 106
126. M. Vallieres, A. Klein and R.M. Dreizler, Phys. Letters 41B (1972) 125
127. L.L. Lin, R.M. Dreizler and B.E. Chi, Phys. Letters 49B (1974) 117
128. H.R. Dalafi, B. Banerjee, H.J. Mang and P. Ring, Phys. Letters 44B (1973) 327
129. B. Banerjee, H.J. Mang and P. Ring, Nucl. Phys. A215 (1973) 36

130. P.C. Bhargava, Nucl. Phys. A207 (1973) 258
131. F. Grümmer, K.W. Schmid and A. Faessler, Z.Phys. A275
(1975) 391
132. I. Morrison, A. Faessler, F. Grümmer, K.W. Schmid and K.
Goeke, Phys. Letters 60B (1975) 29
133. K.W. Schmid, H. Müther, K. Goeke, A. Faessler and F.
Grümmer, Phys. Letters 63B (1976) 399
134. M. Sano and M. Wakai, Prog. Theor. Physics 47 (1972) 880
135. M. Baranger and K. Kumar, Nucl. Phys. A110 (1968) 490;
K. Kumar and M. Baranger, Nucl. Phys. A110 (1968) 529
136. S.Y. Chu, E.R. Marshalek, P. Ring, J. Krumlinde and J.O.
Rasmussen, Phys. Rev. C12 (1975) 1017
137. M. Sano, T. Takemasa and M. Wakai, J. Phys. Soc. Japan 34
(1973) 365
138. S. Hultberg, I. Rezanka and H. Ryde, Nucl. Phys. A205
(1973) 321
139. A. Bohr and B.R. Mottelson, Nuclear Structure, (W.A. Ben-
jamin, New York, 1975) vol.2
140. P. Ring, H.J. Mang and B. Banerjee, Nucl. Phys. A225 (1974) 141
141. P. Ring and H.J. Mang, Phys. Rev. Letters 33 (1974) 1174
142. S.A. Hjorth, H. Ryde, K.A. Hagemann, G. Løvnhøiden and J.C.
Waddington, Nucl. Phys. A144 (1970) 513
143. H. Beuscher, W.F. Davidson, R.M. Lieder, A. Neskakis and
C. Mayer-Böricke, Nucl. Phys. A249 (1975) 379
144. E. Grosse, F.S. Stephens and R.M. Diamond, Phys. Rev.
Letters 31 (1973) 840
145. A. de-Shalit, Phys. Rev. 122 (1961) 1530
146. F.S. Stephens, R.M. Diamond and S.G. Nilsson, Phys. Letters
44B (1973) 429
147. J. Meyer-ter-Vehn, Nucl. Phys. A249 (1975) 111 and 141
148. P. Vogel, Phys. Letters 33B (1970) 400
149. H.J. Wiebicke and L. Münchow, Phys. Letters 50B (1974) 429
150. Y. Tanaka and R.K. Sheline, Phys. Letters 58B (1975) 414
151. J.F.W. Jansen, R.J. de Meijer, Z. Sujkowski, D. Chimielewska
and J. Grabowski, in Proc. Int. Conf. on

- Nuclear Structure and Spectroscopy, Amsterdam, 1974, ed. H.P. Block and A.E.L. Dieperink (Scholar's Press, Amsterdam 1974) vol. 1, p. 104
152. P. Kleinheinz, A. Stefanini, M.R. Maier, R.K. Sheline, F.S. Stephens and R.M. Diamond, in Proc. Int. Symposium on Highly Excited States in Nuclei, Jülich, 1975, ed. A. Faessler, C. Mayer-Böricke and P. Turek, Jül-Conf-16 (1975) vol. 1, p. 55
153. L.L. Riedinger, G.J. Smith, P.H. Stelson, E. Eichler, G.B. Hagemann, D.C. Hensley, N.R. Johnson, R.L. Robinson and R.O. Sayer, Phys. Rev. Letters 33 (1974) 1346
154. H. Backe, E. Kankeleit and L. Richter, private communication, 1976
155. Th. Lindblad, Nucl. Phys. A238 (1975) 287
156. I. Rezanka, I.M. Ladenbauer-Bellis, J.O. Rasmussen, W. Ribbe and E. der Mateosian, Phys. Rev. C11 (1975) 1767
157. C. Foin, S. André and D. Barnéoud, Phys. Rev. Letters 35 (1975) 1697
158. C. Foin and D. Barnéoud, Phys. Rev. Letters 33 (1974) 1049
159. C. Foin, D. Barnéoud, S.A. Hjorth and R. Bethoux, Nucl. Phys. A199 (1973) 129
160. J.R. Leigh, J.O. Newton, L.A. Ellis, M.C. Evans and M.J. Emmott, Nucl. Phys. A183 (1972) 177
S.K. Saha, M. Piiparinen, J.C. Cunnane, J.P. Daly, C.L. Dors, T.L. Khoo and F.M. Bernthal, preprint MSUCL-223, East Lansing, 1976
161. K. Krien, R.A. Naumann, J.O. Rasmussen and I. Rezanka, Nucl. Phys. A209 (1973) 572;
W. Klamra, S.A. Hjorth, J. Boutet, S. André and D. Barnéoud, Nucl. Phys. A199 (1973) 81;
W. Klamra, S.A. Hjorth and K.-G. Rensfelt, Physics Scripta 7 (1973) 117
162. E. Grosse, F.S. Stephens and R.M. Diamond, Phys. Rev. Letters 32 (1974) 74

163. I. Forsblom, S.A. Hjorth and A. Špalek, Nucl. Phys. A252
(1975) 315
164. Th. Lindblad, R. Bethoux, R.H. Price and P. Kleinheinz,
Nucl. Phys. A217 (1973) 459
165. S.A. Hjorth, H. Ryde and B. Skånberg, Arkiv Fysik 38
(1968) 537;
P.P. Singh, L.R. Medsker, G.T. Emery, L.A. Beach and C.R.
Gossett, Phys. Rev. C10 (1974) 656
166. A. Faessler, M. Ploszajczak and K.R. Sandhya Devi, pre-
print, Jülich, 1977
167. A. Faessler, K.R. Sandhya Devi and A. Baroso, preprint,
Jülich, 1976