

**KERNFORSCHUNGSZENTRUM
KARLSRUHE**

Mai 1973

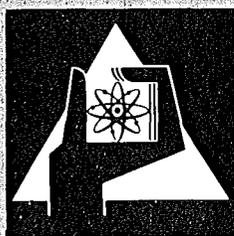
KFK 1808

Geschäftsführung

Technisch-wissenschaftliche Koordination und Planung

Die Anti-Compton-Methode in der (n,γ) -Spektroskopie

W. Michaelis



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

KARLSRUHE



KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE

KFK 1808

Geschäftsführung

Technisch-wissenschaftliche Koordination und Planung

Die Anti-Compton-Methode in der (n,γ) -Spektroskopie

von

W. Michaelis

Gesellschaft für Kernforschung m.B.H., Karlsruhe

Zusammenfassung

Die Verwendung Lithium-gedrifteter Germaniumdetektoren mit Compton-Unterdrückung in einer Antikoinzidenzanordnung brachte wohl den bedeutendsten Durchbruch in der Experimentiertechnik der Neutroneneinfang-Spektroskopie. Die experimentellen Voraussetzungen für die Erzielung optimaler Ergebnisse und die Leistungsfähigkeit der Methode werden in dieser Arbeit aufgezeigt.

Um die Bedeutung des Verfahrens für die Lösung von Kernstrukturproblemen ersichtlich zu machen, wird an Hand mehrerer Beispiele die Anwendung bei Kernstrukturuntersuchungen in verschiedenen Massenbereichen diskutiert. Im Vordergrund stehen dabei Untersuchungen zu (1) Schalenmodellkonfigurationen in sphärischen Kernen, (2) Konfigurationsmischungen und Zwei-Quasiteilchen-Zuständen in deformierten Kernen sowie (3) zur Termstruktur der Übergangskerne. Die experimentellen Resultate erlauben detaillierte Aussagen über die Eigenschaften der nuklearen Anregungszustände.

Abstract

The application of lithium-drifted germanium detectors with Compton suppression in an anticoincidence setup perhaps represents the most significant breakthrough in the experimental techniques of neutron capture gamma-ray spectroscopy. The paper describes the experimental procedures for obtaining optimum results and illustrates the efficiency of the method. In order to point out the importance of this technique for solving nuclear structure problems, the application to nuclear structure investigations in different mass regions is discussed with the aid of several examples. The main subjects are studies of (i) shell model configurations in spherical nuclei, (ii) band mixing and two-quasiparticle states in deformed nuclei and (iii) the level structure of transition nuclei. The experimental results allow detailed conclusions on the properties of nuclear excited states.

Zum Druck eingereicht am 4.4.1973.



Inhalt

	Seite
1. Einführung	1
2. Experimentelle Verfahren	4
2.1 Prinzip und allgemeine Gesichtspunkte	4
2.2 Das Peak-zu-Compton-Verhältnis	9
2.3 Spektrum-Stabilisierung	13
2.4 Linienform und Spektrumanalyse	15
2.5 Eichverfahren und Nichtlinearitätskorrektur	16
2.6 Meßablauf und Leistungsfähigkeit der Methode	18
3. Anwendungen der Anti-Compton-Spektroskopie bei Kernstrukturuntersuchungen in verschiedenen Massenbereichen	20
3.1 Vorbemerkungen und Überblick	20
3.2 Untersuchungen zu Schalenmodellkonfigurationen in sphärischen Kernen	21
3.3 Arbeiten zu Konfigurationsmischungen in ungeraden deformierten Kernen	27
3.4 Untersuchung von Zwei-Quasiteilchen- Zuständen in geraden deformierten Kernen	34
3.5 Übergangskerne	
3.5.1 Die neutronenreichen geraden Molybdän-Isotope	42
3.5.2 Die doppelt-ungeraden Europium-Isotope	50
4. Zusammenfassung	52
5. Literaturverzeichnis	54

1. Einführung

Seitdem für die Forschung Reaktoren mit hinreichend hohem Neutronenfluß zur Verfügung stehen, haben Kernstrukturuntersuchungen mit Hilfe der (n,γ) -Reaktion zunehmend an Bedeutung gewonnen. Dies ist vor allem darauf zurückzuführen, daß die Neutroneneinfangreaktion ein außerordentlich umfangreiches Datenmaterial über die Kerneigenschaften liefert, wenn auch Aussagen über die Anregungsenergien direkter durch andere Kernreaktionen zu erhalten sind.

Beim Neutroneneinfang wird die Bindungsenergie des Neutrons frei, die für die meisten Kerne 6 bis 10 MeV beträgt. Aus Intensitätsgründen sowie wegen der einfacheren Experimentiertechnik werden für (n,γ) -Untersuchungen bevorzugt thermische Neutronen eingesetzt, so daß die kinetische Energie des Neutrons bei der Bestimmung der Anregungsenergie vernachlässigt werden kann. Die Abregung des Kerns erfolgt im allgemeinen kaskadenförmig mit einer Multiplizität zwischen 2 und 5. Die hohe Ausgangsanregungsenergie des Kerns und der Abregungsmechanismus machen die Vorteile der (n,γ) -Reaktion deutlich: Im unteren Bereich der nuklearen Anregungsenergien bis zu 2 oder 3 MeV werden praktisch alle Zustände mit meßbarer Intensität bevölkert, wobei die Spinwerte erheblich vom Einfangspin abweichen können. Dies unterscheidet (n,γ) -Experimente z.B. von Untersuchungen mit Hilfe des radioaktiven Zerfalls, bei dem die Population der unteren Anregungszustände oft durch die verschiedenen Auswahlregeln merklich eingeschränkt wird.

Die Vorteile der (n,γ) -Methode müssen jedoch durch einige Nachteile erkaufte werden. Zum einen sind die Gammaskpektren außerordentlich kompliziert. Mehrere hundert Gammalinien lassen sich mit heutigen Techniken pro Kern nachweisen, in Einzelfällen sogar einige tausend. Zum anderen müssen Aussagen über das Termschema indirekt gewonnen werden. Hier hilft entweder das Ritz'sche Kombinationsprinzip oder die Lage eines Übergangs im Termschema muß durch Ermittlung verschiedener Koinzidenzbeziehungen fixiert werden. Die Anwendung des Kombinationsprinzips setzt eine hohe Energieauflösung und eine hohe Präzision in der Energiebestimmung voraus. Auch Koinzidenzmessungen sind nur bei guter Kenntnis des Einzelspektrums erfolgversprechend, da bei zwei- und mehrparametrischen Untersuchungen ein Kompromiß zwischen Ansprechvermögen und Spektrumsqualität geschlossen werden muß.

Die ersten (n,γ) -Untersuchungen waren auf die Verwendung von NaJ(Tl)-Detektoren angewiesen und litten daher unter mangelhafter Energieauflösung. Einen Fortschritt brachte die Entwicklung von magnetischen Compton- und Paarspektrometern, die vor allem für den oberen Energiebereich des Gammapektrums und damit vorrangig für die Primärübergänge vom Einfangzustand erste relevante Daten lieferten. Auf der Basis dieser Messungen entstand in den Jahren 1958/59 auch der erste Atlas über (n,γ) -Spektren¹⁾. Für die Analyse des niederenergetischen Spektrums bis etwa 1.5 MeV wurden Anfang der 60er Jahre hochauflösende Kristallspektrometer entwickelt (siehe z.B. Ref. ²⁾), die den kohärenten Streuprozeß an Einkristallen - vorzugsweise an gebogenen Kristallen - ausnutzen.

Wohl den bedeutendsten Durchbruch in der Experimentiertechnik brachte 1964 und in den folgenden Jahren die Entwicklung Lithium-gedrifteter Germaniumdetektoren³⁾. Diese Zähler vereinen ein gutes Energieauflösungsvermögen mit einer im Vergleich zu anderen Instrumenten hohen Ansprechwahrscheinlichkeit. Die Bedeutung dieser Eigenschaften für die (n,γ) -Spektroskopie wurde sofort erkannt und so erschienen u.a. von der Karlsruher (n,γ) -Gruppe bereits 1965 die ersten Veröffentlichungen über Anwendungen auf Neutroneneinfangreaktionen⁴⁻⁸⁾.

Ge(Li)-Detektoren können über den gesamten Energiebereich bis 10 MeV eingesetzt werden. Oberhalb 1 oder 1.5 MeV sind sie in Bezug auf Auflösung, Präzision und Empfindlichkeit allen anderen Spektrometern überlegen. Bei kleinen Energien ($\lesssim 500$ keV) hingegen werden die hervorragenden Eigenschaften der Kristallspektrometer nicht erreicht. Im Bereich zwischen 0.5 und 1.5 MeV besteht eine Konkurrenzsituation zwischen Germaniumzählern und den besten Kristallspektrometern. Eine allgemeingültige Aussage zum Vergleich der Leistungsfähigkeit kann in diesem Bereich nicht gemacht werden. Da sich beide Systeme erheblich in der Ansprechwahrscheinlichkeit unterscheiden, liefert der alleinige Vergleich der Energieauflösung unter Annahme einer hinreichend hohen Ordnung für den Streuprozeß keine relevante Aussage. Es muß vielmehr der Wirkungsquerschnitt des jeweiligen Probenmaterials berücksichtigt werden. Für Targets mit sehr hohen Querschnitten (> 1000 b) können Kristallspektrometer auch oberhalb 0.5 MeV Germaniumzählern überlegen sein, während für Materialien mit niedrigen Querschnitten (< 100 b) die besseren Eigenschaften der Halbleiterdetektoren oberhalb 0.5 MeV - und gegebenenfalls auch darunter - unbestritten

sind. In diesem Zusammenhang ist es nützlich, darauf hinzuweisen, daß etwa 60 % der natürlichen Elemente Neutroneneinfangquerschnitte unterhalb 10 b aufweisen. Dies macht die Bedeutung der Ge(Li)-Detektoren für die (n, γ)-Spektroskopie besonders deutlich.

Ein Nachteil der Germaniumzähler ist das ungünstige Peak-zu-Compton-Verhältnis, das durch die relativ niedrige Ordnungszahl des Germaniums bedingt ist. Zusätzliche Schwierigkeiten entstehen im Energiebereich von etwa 1.5 bis 3 MeV, wo Photopeak und Paarlinien vergleichbare Intensität besitzen. Glücklicherweise erlaubt die Koinzidenzfähigkeit des Germaniumzählers den Einsatz in komplexeren Systemen. Mitte der 60er Jahre wurden daher bereits Überlegungen angestellt, den Compton-Untergrund - und damit auch die Paarlinien - durch einen Antikoinzidenz-Mantel zu unterdrücken. Vom Autor und Mitarbeitern wurde dabei ein kombiniertes System von Plastik- und NaJ (Tl)-Detektor als Anti-Compton-Schild vorgeschlagen^{9,10}) und in den folgenden Jahren am Karlsruher Reaktor FR 2 mit großem Erfolg in einer Vielzahl von Kernstrukturuntersuchungen eingesetzt¹¹⁻²⁷). Gleichzeitig wurde das System unter Beibehaltung der prinzipiellen Konstruktionsmerkmale ständig weiterentwickelt²⁸⁻³³).

Der Anwendungsbereich solcher Anti-Compton-Spektrometer liegt im allgemeinen im Bereich von etwa 0.1 MeV bis 3 MeV Gammaenergie. Bei höheren Energien haben sich 3-Detektor- oder auch 5-Detektor-Paarspektrometer bewährt, die - allerdings unter Intensitätsverlust - die zweite Paarlinie herausdiskriminieren. Ein Merkmal der Anti-Compton-Methode ist, daß der Compton-Untergrund und der Paareffekt praktisch ohne Intensitätseinbuße für den Photopeak⁺⁾ unterdrückt werden können. Dies unterscheidet ein Anti-Compton-Spektrometer (ACS) vorteilhaft von anderen Versuchen, die Spektrumsqualität zu verbessern. So haben sich Compton-Spektrometer-Anordnungen, die Streuprozesse durch Koinzidenzmessungen zwischen zwei Halbleiterzählern oder innerhalb einer Duodiode nachweisen, wegen des großen Intensitätsverlustes bei gleichzeitig verschlechterter Auflösung nicht durchgesetzt.

+) Im folgenden wird der Einfachheit halber im allgemeinen der Ausdruck "Photopeak" oder "Photolinie" verwendet, obwohl diese Bezeichnung nicht ganz korrekt ist. Richtiger wäre die Bezeichnung "Linie der totalen Energieabsorption", da - insbesondere bei größeren Detektoren - neben dem Photoeffekt auch Mehrfachprozesse zu der Intensität dieser Linie beitragen.

Die Anti-Compton-Methode hat in erheblichem Maße dazu beigetragen, eine Vielzahl von Kernstrukturproblemen aufzuklären. Es ist das Ziel der vorliegenden Arbeit, die experimentellen Voraussetzungen für diese Erfolge darzulegen und die Leistungsfähigkeit der Methode an Hand einiger Beispiele aus der Kernspektroskopie aufzuzeigen. Dabei wird vorrangig von den Entwicklungen und Ergebnissen der Karlsruher (n, γ)-Gruppe ausgegangen, da hier ein außerordentlich umfangreiches Datenmaterial für die verschiedensten Massenbereiche vorliegt.

2. Experimentelle Verfahren

2.1 Prinzip und allgemeine Gesichtspunkte

Der konstruktive Aufbau des Karlsruher Spektrometers, das 1966 am Reaktor FR 2 aufgebaut wurde, ist in Abb. 1 schematisch dargestellt. Die Anti-koinzidenz-Anordnung besteht aus einem 50 cm \varnothing x 40 cm Plastik-Szintillator (NE 102 A) und einem 4" \varnothing x 6" NaJ (Tl)-Detektor, der in einer Bohrung des Plastik-Szintillators direkt hinter der im Zentrum angeordneten Ge-Diode angebracht ist. Die meisten der in Abschnitt 3 diskutierten Resultate wurden mit einer ungekapselten 5 cm³ Diode gewonnen. Die Gammastrahlung wird mit Hilfe eines Bleikollimators auf den Germaniumdetektor fokussiert.

In der Literatur wird vor allem über zwei weitere Grundtypen berichtet. So beschreiben Kantele und Suominen³⁴⁾ eine Anordnung mit einem großen ringförmigen NaJ (Tl)-Mantel. Orphan und Rasmussen³⁵⁾ geben ein System an, das zugleich als Paarspektrometer verwendbar ist. Hier ist der Ge(Li)-Detektor zwischen zwei NaJ(Tl)-Zählern montiert, die an ihrer Stirnseite jeweils eine halbkreisförmige Bohrung enthalten.

Das in Abb. 1 beschriebene Spektrometer verzichtet ausdrücklich auf andere Anwendungsmöglichkeiten. Dadurch wird eine uneingeschränkte Flexibilität in Bezug auf die Optimalisierung als Anti-Compton-System gewonnen. Insbesondere kann den speziellen Anforderungen der (n, γ)-Spektroskopie Rechnung getragen werden. Der in Vorwärtsrichtung angeordnete NaJ-Detektor stellt eine hohe Absorptionswahrscheinlichkeit für vorwärtsgestreute hochenergetische Gammaquanten sicher und reduziert so wirkungsvoll den Compton-Untergrund im unteren Teil des Spektrums. Andererseits gewährleistet der Plastik-Szintillator - bei vergleichsweise niedrigen Kosten - eine hinreichend hohe Absorption für große Streuwinkel, wobei sich günstig aus-

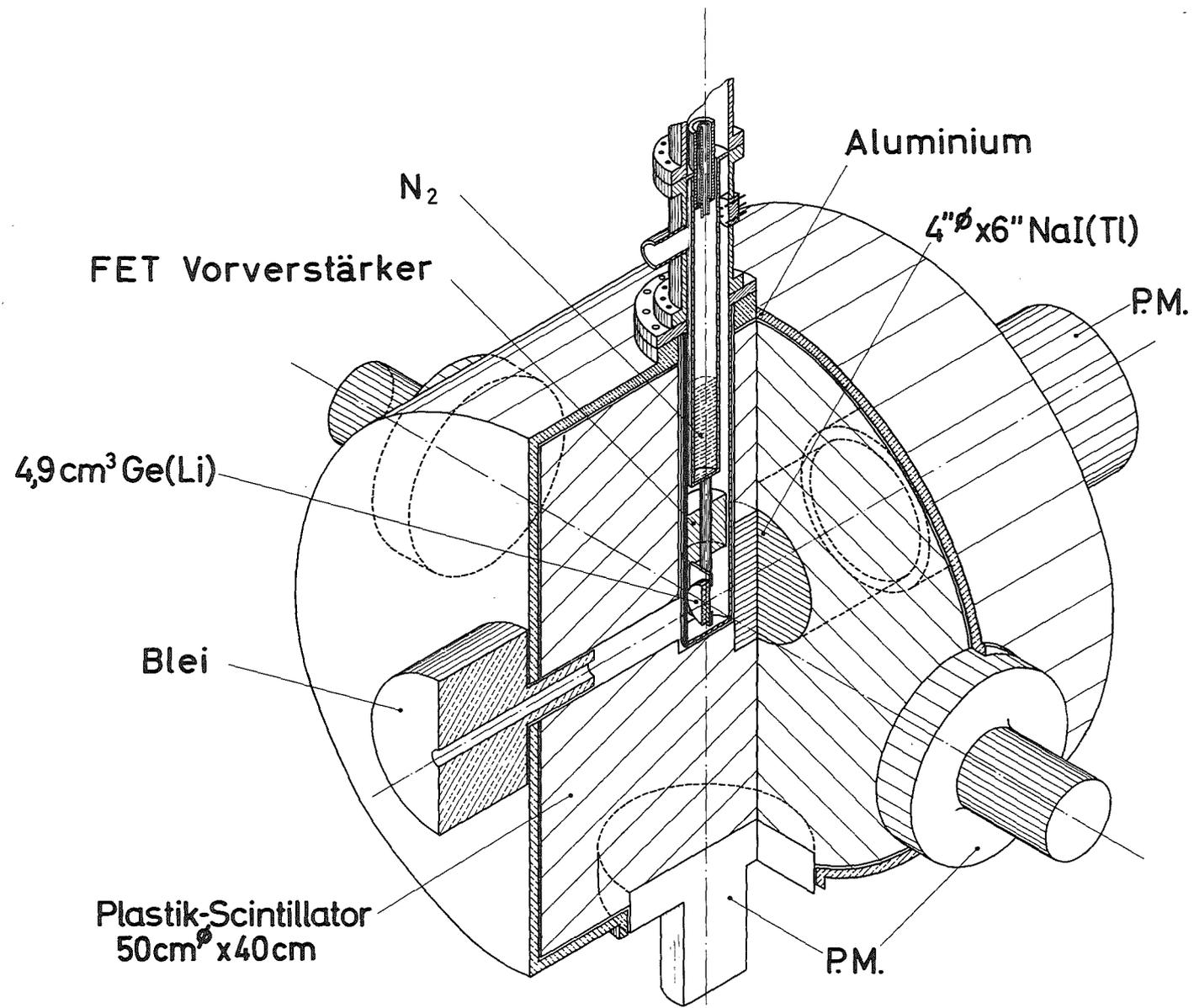


Abb.1 Schematische Darstellung des Karlsruher Anti-Compton-Spektrometers
(nach Michaelis und Küpfer¹⁰)).

wirkt, daß der Szintillator ungekapselt verwendet werden kann. Insgesamt wird praktisch 4π Geometrie für die Streuquanten erreicht. Einzelheiten sind Ref. ¹⁰⁾ zu entnehmen.

Grundsätzlich sind für den Betrieb eines Anti-Compton-Spektrometers zwei Targetgeometrien möglich. Die eine verwendet einen gefilterten externen Neutronenstrahl. Die Meßprobe befindet sich dabei im Schnittpunkt der senkrecht zueinander stehenden Strahl- und Spektrometerachsen. Als Beispiel ist in Abb. 2 die Anordnung des Karlsruher Systems am Tangentialkanal des FR 2 wiedergegeben. Der Vorteil dieser Geometrie besteht vor allem in der leichten Zugänglichkeit des Targets und damit der Möglichkeit eines schnellen Probenwechsels sowie in der einfacheren Durchführung von Eichmessungen. Die zweite Anordnung verwendet ein internes Target im Reaktor, wobei ein eng kollimierter und gegen Neutronen gefilterter Gammastrahl in die Experimentierhalle austritt. Diese Targetgeometrie zeichnet sich insbesondere durch eine höhere Intensität und damit ein günstigeres Verhältnis von Meßeffekt zu Raumuntergrund aus. Seit Inbetriebnahme des Hochflußreaktors in Grenoble wird das Karlsruher Spektrometer dort - in leicht modifizierter Ausführung - zusammen mit einem Kristallspektrometer bei interner Targetgeometrie betrieben.

Ein typisches Blockdiagramm für die Elektronik zeigt Abb. 3. Eine Besonderheit dieser Schaltung ist die Verwendung eines Impulsformdiskriminators²⁸⁾, der eine zusätzliche Reduzierung des Untergrundes unter den Photolinien bewirkt, indem Ereignisse, bei denen Elektronen einen Teil ihrer Energie außerhalb der empfindlichen Zone des Halbleiterdetektors verlieren, über eine Zeitkonstanten-Analyse eliminiert werden. Die Elektronik ist so zu justieren, daß in den Peakzählraten keine Verluste durch Koinzidenz von Ereignissen im Germaniumdetektor mit Rauschimpulsen der Photomultiplier auftreten.

Soll das Potential der Anti-Compton-Methode voll ausgeschöpft werden, so müssen die folgenden Anforderungen erfüllt sein:

- (1) Die Rauscheigenschaften des Halbleitersystems sollten eine Linienbreite nahe dem durch die Statistik bedingten Grenzwert ermöglichen. Zählrateneffekte müssen vernachlässigbar sein.

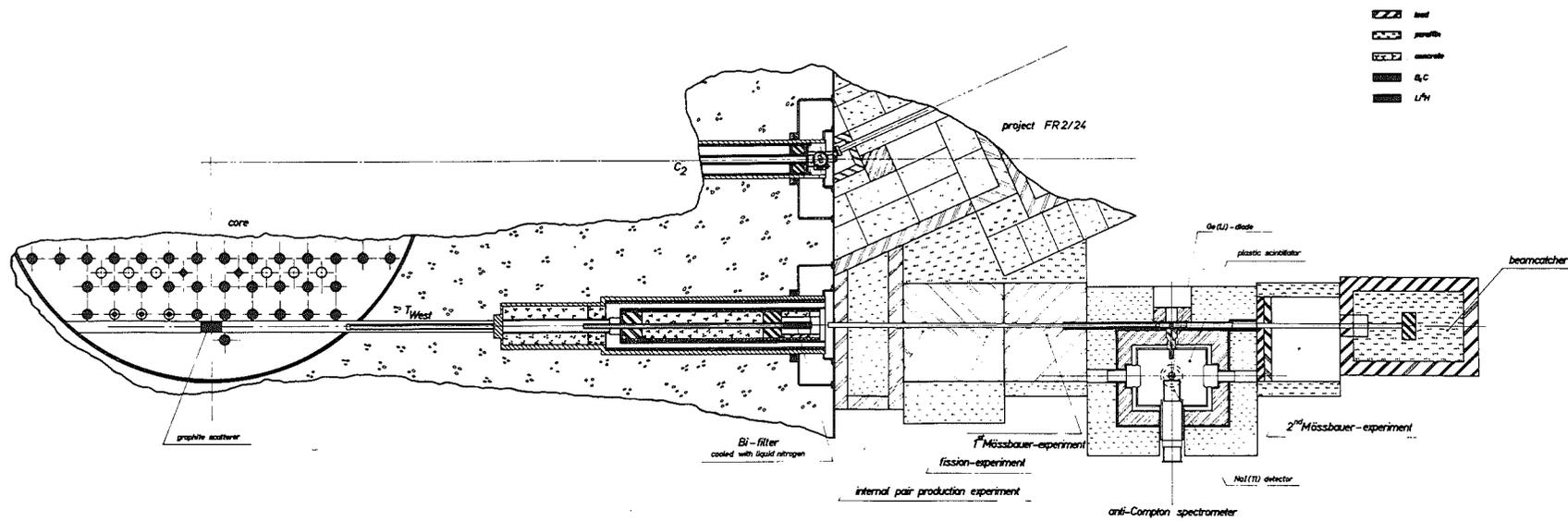


Abb.2 Anordnung des Spektrometers am Tangentialkanal des FR 2 (nach Michaelis und Horsch³⁰)).

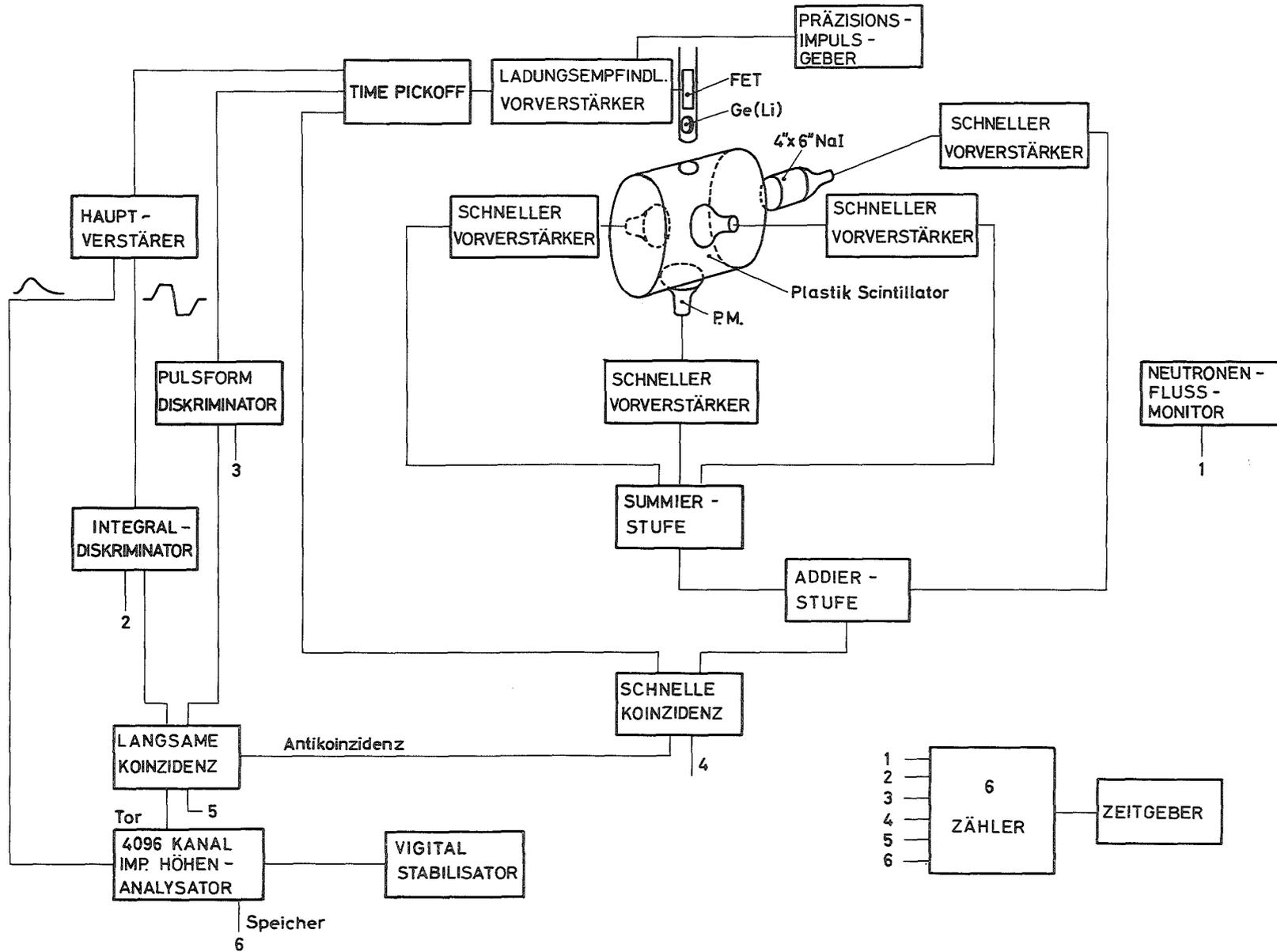


Abb.3 Prinzipschaltbild der Elektronik (nach Michaelis und Küpfer¹⁰)).

- (2) Das Peak-zu-Compton-Verhältnis sollte so groß wie möglich sein. Der Compton-Untergrund sollte als Funktion der Energie einen flachen und glatten Verlauf zeigen.
- (3) Das Spektrometer muß sich durch eine hohe Stabilität und eine gute Linearität auszeichnen.
- (4) Die Peaklagen müssen mit größtmöglicher Genauigkeit bestimmt werden.
- (5) Die Spektren sind sorgfältig zu eichen und auf Nichtlinearitäten zu korrigieren.

Die erste Forderung stellt ein allgemeines Problem der Halbleiterspektroskopie dar und soll als nichtspezifisch für die Anti-Compton-Methode unter Hinweis auf die einschlägige Literatur hier nicht näher diskutiert werden. Die unter (2) bis (5) angesprochenen Gesichtspunkte haben jedoch besondere Bedeutung für die Anti-Compton-Spektroskopie. Entwicklungsstand und geeignete Lösungsverfahren werden daher im folgenden kurz erläutert.

2.2 Das Peak-zu-Compton-Verhältnis

Abb. 4 zeigt einen Ausschnitt aus der Impulshöhenverteilung für ^{137}Cs , die mit der in Abb. 1 beschriebenen Anordnung unter Verwendung einer 5 cm^3 Diode aufgenommen wurde. Das Peak-zu-Compton-Verhältnis beträgt etwa 73:1 an der Compton-Kante und etwa 150:1 im Minimum der Compton-Verteilung. Die Energieauflösung ist dabei 1.62 keV FWHM unter Einschluß von Langzeitinstabilitäten. Die Driftgeometrie des Germaniumdetektors ist ebenfalls in Abb. 4 angegeben. Durch die Abwesenheit einer toten Zone an der Stirnseite der Diode wird die Absorption der energiearmen, in Rückwärtsrichtung gestreuten Gammaquanten klein gehalten. Ohne Antikoinzidenz betrug das Peak-zu-Compton-Verhältnis 10:1 an der Compton-Kante und ungefähr 18.4 im Compton-Minimum. Der Reduktionsfaktor für die Antikoinzidenz berechnet sich somit zu etwa 7.3 bzw. 8.2.

In den letzten Jahren konnten diese Werte weiter verbessert werden. Zu Beginn der Entwicklung waren koaxial gedriftete Dioden mit größeren empfindlichen Volumina kleinen planaren Detektoren in Bezug auf Energieauflösung unterlegen. Bei der Auswahl des Detektors war daher das Postulat (1) in Abschnitt 2.1 das entscheidende Kriterium. Inzwischen sind jedoch

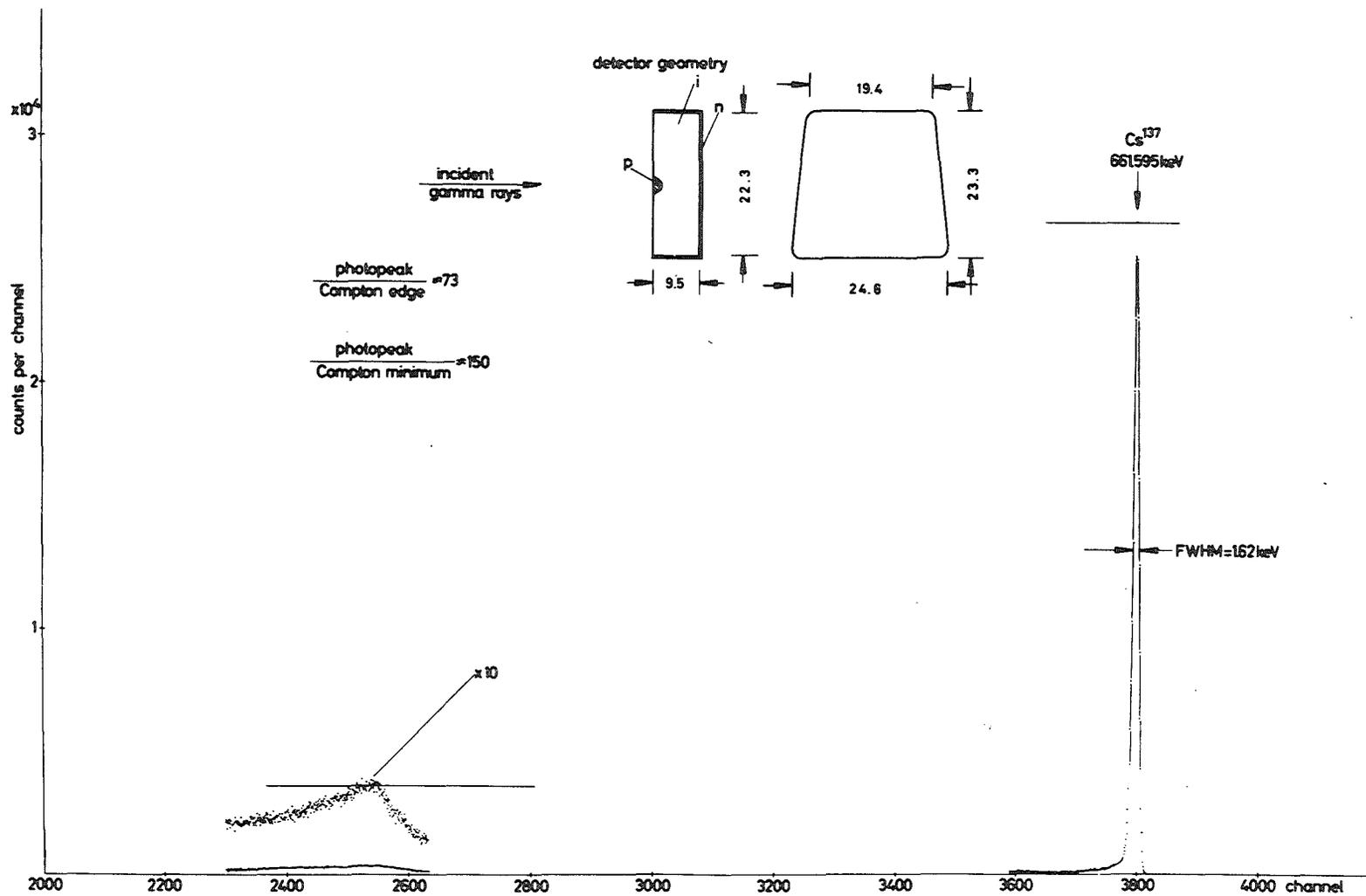


Abb.4 Ausschnitt aus der Impulshöhenverteilung für ^{137}Cs , gemessen 1968 mit einer 5 cm^3 Ge(Li)-Diode in der Karlsruher Anordnung (nach Michaelis und Horsch³⁰)).

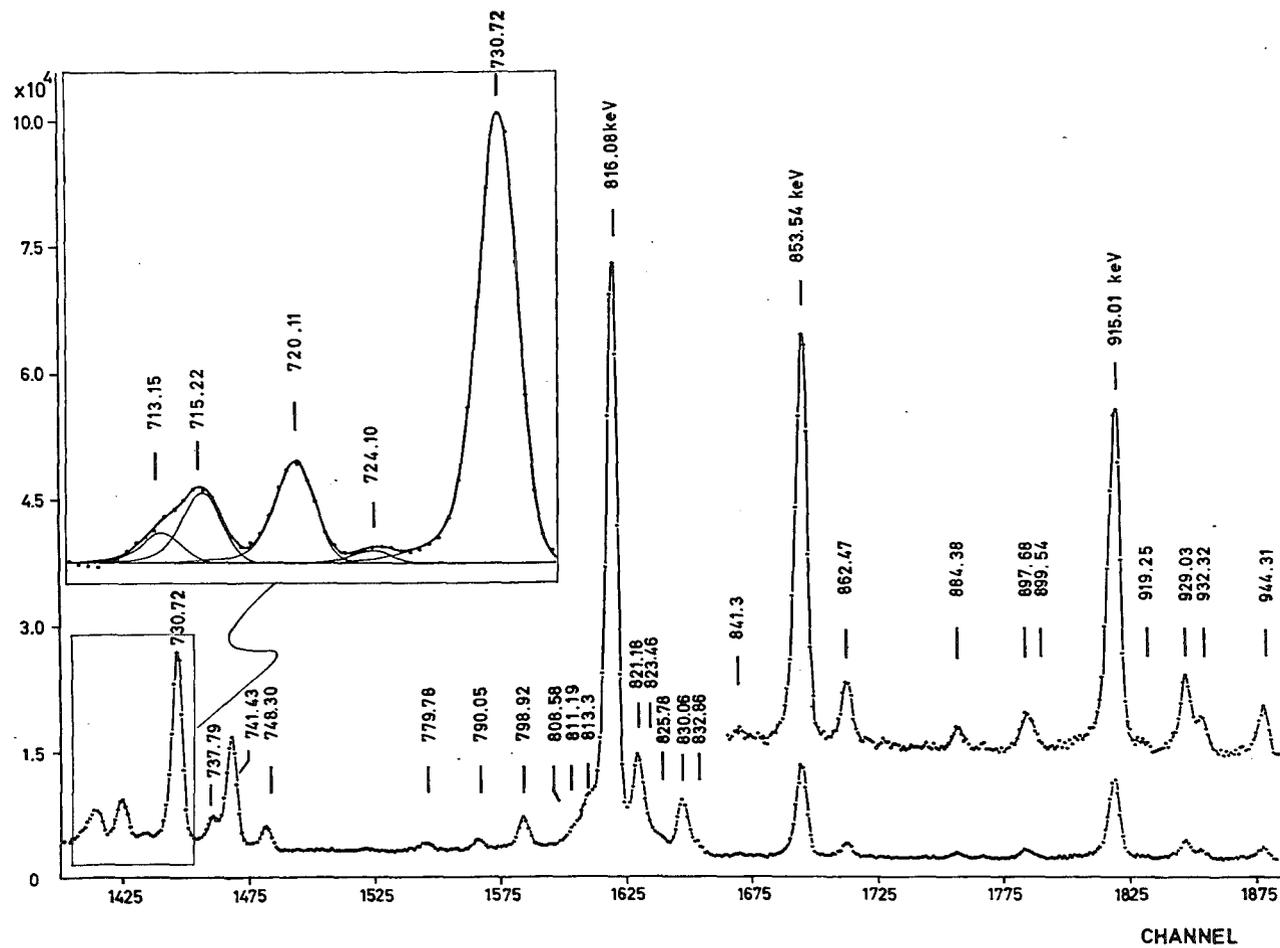


Abb.5 Ausschnitt aus dem Neutroneneinfangspektrum von einer Erbium-Probe natürlicher Isotopenzusammensetzung, aufgenommen mit dem Karlsruher Anti-Compton-Spektrometer (nach Michaelis et al.²⁰)).

koaxiale Dioden auf dem Markt, die bei optimaler Auflösung im Sinne dieses Kriteriums für das Peak-zu-Compton-Verhältnis wesentlich günstigere Ausgangswerte gewährleisten. Die über mehrere Jahre erfolgreich eingesetzte 5 cm^3 Diode wurde daher durch einen koaxial gedrifteten Zähler vom single-open ended Typ mit 32 cm^3 aktiven Volumen und einem Peak-zu-Compton-Verhältnis von 41:1 für ^{137}Cs ersetzt³²⁾. Eine weitere, wenn auch nur geringfügige Verbesserung der Apparatur konnte durch den Austausch der ursprünglich verwendeten Photomultiplier vom Typ EMI 9618 B gegen jeweils drei rauschärmere ausgesuchte Exemplare des Fabrikats 56 DVP/03 erzielt werden. Die jetzige gute Kollimation des Gammastrahles ($2 \text{ mm } \varnothing$) am HFR Grenoble (vgl. Abschnitt 2.1) erlaubt schließlich eine Optimalisierung des Peak-zu-Compton-Verhältnisses durch Auswahl des günstigsten Auftreffpunktes auf den Detektor³²⁾. Z.Zt. liefert die Anordnung bei einer Energieauflösung von 1.5 keV FWHM für ^{137}Cs ein Peak-zu-Compton-Verhältnis von $^{33)} > 300:1$ an der Compton-Kante. Die theoretische Grenze dürfte bei Zugrundelegung der vorgegebenen Konstruktionsmerkmale (Abb. 1) mit heutigen Techniken bei etwa 390:1 liegen und ist damit nahezu erreicht.

Das im vorhergehenden diskutierte Peak-zu-Compton-Verhältnis für Gammastrahlung, die im eigentlichen Anwendungsbereich des Spektrometers ($\ll 3 \text{ MeV}$) liegt, ist jedoch in der Neutroneneinfangspektroskopie nicht das allein ausschlaggebende Charakteristikum für die Güte einer Spektrometeranordnung. Ebenso entscheidend ist die Unterdrückung des Untergrundes, der im Meßbereich durch die ausgeprägte Vorwärtsstreuung der stets vorhandenen hochenergetischen Strahlung oberhalb 3 MeV zustande kommt. Wird hierfür keine besondere Vorsorge getroffen, so steigt der Untergrund unter den Peaks im Meßbereich mit abnehmender Energie stark an⁺⁾ . Diese Eigenschaft zeigen insbesondere Anordnungen, die in Vorwärtsrichtung keinen Antikoinzidenzdetektor vorsehen (z.B. Annulus-Geometrie). Der in Abb. 1 dargestellte Aufbau vermeidet diesen Nachteil durch den NaJ(Tl)-Detektor mit seiner sehr hohen Ansprechwahrscheinlichkeit. Das wird durch Abb. 5 demonstriert, die einen Ausschnitt aus dem (n, γ) -Spektrum einer natürlichen Erbium-Probe wiedergibt (5 cm^3 Diode). Oberhalb des gezeigten Energieintervalls wurden bis ca. 7.7 MeV insgesamt mehr als 300 Gammalinien nachgewiesen^{20,30)}. Alle diese Linien tragen zu dem Untergrund in Abb. 5 bei. Das dennoch ausgezeichnete Peak-zu-Untergrund-Verhältnis und der sehr flache Verlauf des

+) Mehrere Beispiele enthält der Atlas Ref. ³⁶⁾.

Untergrundes verdeutlichen die Wirksamkeit der angewandten Methode. Weitere Beispiele liefern die in Abschnitt 3 wiedergegebenen Spektren.

2.3 Spektrum-Stabilisierung

Je nach Wirkungsquerschnitt des Targetmaterials kann sich die Messung einer Impulshöhenverteilung mit hinreichender Statistik für alle Kanäle über einen Zeitraum von Tagen oder sogar Wochen erstrecken. Die Digitalstabilisierung der Verstärkerkette und des Analog-zu-Digital-Wandlers ist daher Voraussetzung für die Erlangung äußerster Präzision. Diese Forderung schließt sowohl die Stabilisierung der Null-Lage wie die der Verstärkung ein. In der Neutroneneinfangspektroskopie ist die Gesamtintensität über eine Vielzahl von Gammalinien verteilt. In den meisten Fällen steht daher für die Digitalstabilisierung keine gut isolierte Linie mit gleichzeitig hinreichender Peakzählrate zur Verfügung. Aus diesem Grunde empfiehlt sich für die Verstärkungsstabilisierung die Verwendung eines Präzisionsimpulsgenerators. Diese Methode besitzt gegenüber der Einstrahlung einer zusätzlichen natürlichen Gammalinie den Vorteil, daß kein zusätzlicher Untergrund im Spektrum erzeugt wird. Die Speicherung der diskreten Generatorsignale kann im übrigen auf elektronischem Wege leicht unterbunden werden.

An einen Impulsgenerator werden für diese Zwecke ungewöhnliche Anforderungen gestellt. Da die Spektroskopie auf eine Genauigkeit von 50 eV oder besser bei 2 MeV Gammaenergie abzielt (vgl. Abschn. 2.6), muß die Stabilität der Schaltung in der Größenordnung 10^{-5} liegen. Abb. 6 zeigt das Prinzipschaltbild eines Impulsgebers, der diese Spezifikation erfüllt und der sowohl für die Verstärkungsstabilisierung wie für Nichtlinearitätskorrekturen (siehe Abschn. 2.5) eingesetzt werden kann. Die Instabilität beträgt ≤ 10 ppm pro $^{\circ}\text{C}$ und die Nichtlinearität $\leq \pm 10$ ppm. Die wesentlichen Komponenten sind ein spannungs- und temperaturstabilisierter Zener-Dioden-Kreis (optimale Betriebstemperatur 65°C), ein Kelvin Varley Präzisionsspannungsteiler, ein chopperstabilisierter Operationsverstärker zur Impedanzwandlung und ein Quecksilberrelais mit Impulsformer ^{+) .} Bei

+) Einzelheiten sind Ref. ³⁰⁾ und der dort angegebenen Literatur zu entnehmen.

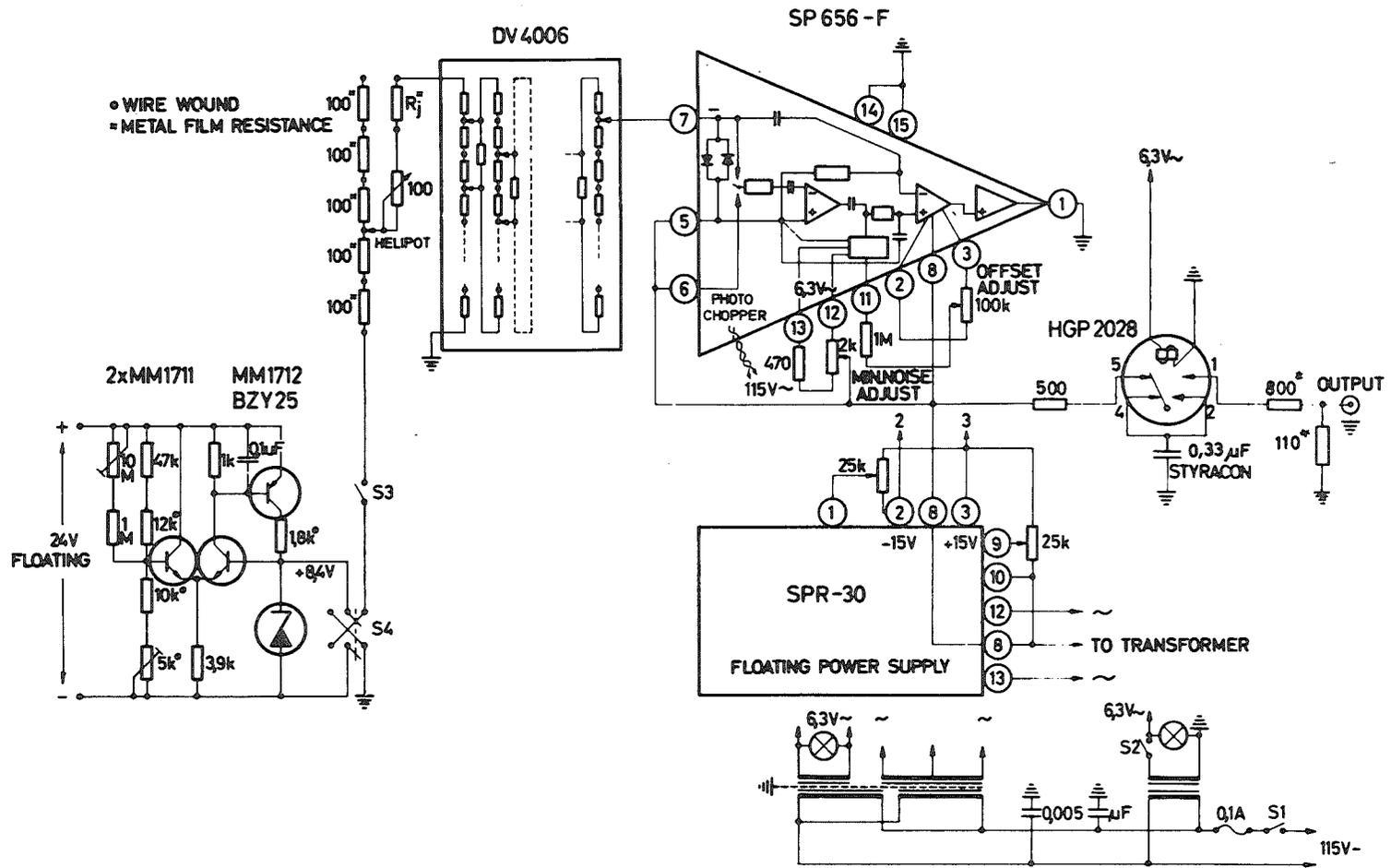


Abb.6 Prinzipschaltbild des Präzisionsimpulsgebers (nach Michaelis und Horsch³⁰)).

alleiniger Verwendung zur Verstärkungsstabilisierung kann der Impedanzwandler entfallen und der Kelvin Varley Spannungsteiler kann durch ein einfacheres Widerstandsnetzwerk ersetzt werden.

Für die Stabilisierung der Null-Lage werden die Einwände gegen die zusätzliche Einstrahlung einer natürlichen Gammalinie hinfällig, da hier die Stabilisierung am unteren Ende des Meßbereiches erfolgt. ⁵⁷Co-Präparate ⁺⁾ geeignet gewählter Quellstärke haben sich für diesen Zweck ausgezeichnet bewährt. Wichtig ist, daß innerhalb des Meßintervalls keine Gammaquanten emittiert werden.

2.4 Linienform und Spektrumanalyse

Hohe Genauigkeit in der Energiebestimmung erfordert äußerste Präzision in der Peaklagenbestimmung. Dabei sollten alle Kanäle eines Peaks zur Ermittlung der Peaklage herangezogen werden. Dies wiederum setzt eine analytische Darstellung der Linienform voraus, wenn die Auswertung eines komplizierten Spektrums mit sinnvollem Aufwand bewältigbar sein soll. Ein entsprechender analytischer Ausdruck hat vor allem zwei Ansprüchen zu genügen: Einmal muß natürlich die für Halbleiterdetektoren charakteristische Linienform mit ihrem niederenergetischen Ausläufer innerhalb der Meßgenauigkeit dargestellt werden, zum anderen darf die Anwendung auf sehr komplexe Spektren nicht untragbar lange Computerzeiten bedingen. Ausgezeichnete Resultate wurden mit dem folgenden Ansatz erzielt ³⁰⁾:

$$\begin{aligned}
 y &= A \exp \left\{ - \lambda (x - x_0)^2 \right\} \quad \text{für } x \geq x_0 - b \\
 y &= A \left[\exp \left\{ - \lambda (x - x_0)^2 \right\} - B x_{\text{COR}} \exp (x_{\text{COR}}) \right] \quad (1) \\
 &\quad \text{für } x < x_0 - b.
 \end{aligned}$$

Dabei ist $b = (\lambda^{-1} \ln 2)^{1/2}$ und $x_{\text{COR}} = (x - x_0 + b)/b$. Die Form des Ansatzes für den niederenergetischen Ausläufer setzt eine wirksame Ladungsträgersammlung in der Diode voraus. Für Zähler guter Energieauflösung ist diese Annahme immer erfüllt. Abb. 7 zeigt einen Vergleich experimenteller und berechneter Linienformen in verschiedenen Energiebereichen. Auch komplexe Strukturen werden nach diesem Verfahren mit Erfolg aufgelöst. Bei-

⁺⁾ Gammalinien bei 122 und 136 keV.

spiele bringen die vergrößerten Ausschnitte in den Abb. 5, 15 und 20.

Das in Karlsruhe entwickelte Verfahren analysiert das Spektrum in Gruppen von jeweils bis zu sechs Gammalinien. Da der Untergrund unter den Peaks einen glatten Verlauf zeigt, läßt er sich gut durch eine Gerade oder eine Exponentialfunktion approximieren. Die die Linienform bestimmenden Größen λ und B in Gl. (1) sind stetige Funktionen der Energie und werden zweckmäßig für jede Messung neu bestimmt und interpoliert. Die Energien und Intensitäten werden unter Berücksichtigung einer Nichtlinearitätskorrektur (vgl. Abschn. 2.5) bzw. der Ansprechfunktion des Spektrometers berechnet. Einzelheiten des Verfahrens werden in der Literatur ^{30,37)} beschrieben.

2.5 Eichverfahren und Nichtlinearitätskorrektur

Für die Energieeichung sind insbesondere die folgenden Betastrahler geeignet, da die Energien der von den Tochterkernen emittierten Gammaquanten sehr genau bekannt sind ³⁸⁻⁴¹⁾: ^{57}Co , ^{192}Ir , ^{137}Cs , ^{95}Zr , ^{95}Nb , ^{54}Mn , ^{88}Y , ^{60}Co , ^{22}Na und ^{24}Na . Zusätzliche Eichpunkte lassen sich mit dem in Abschn. 2.3 beschriebenen Präzisionspulser gewinnen. Dies ist insbesondere in den Energieintervallen von Interesse, in denen keine oder nur wenige natürliche Linien hinreichender Genauigkeit für die Eichung zur Verfügung stehen.

Die Nichtlinearität der meisten kommerziellen Verstärker liegt in der Größenordnung $\pm 0,05$ bis $0,1$ %. Ähnliche Werte gelten für Analog-zu-Digital-Wandler. Für das Gesamtsystem sind also Nichtlinearitäten von $\pm 0,1$ % oder mehr zu erwarten. Abb. 8 gibt ein typisches Beispiel für die Abweichung der Kanal-Energie-Beziehung von einer Geraden ⁴⁾. Wie man an Hand dieser Abbildung sieht, sind auch bei Verzicht auf die Randbereiche des dargestellten Intervalls ohne Nichtlinearitätskorrektur Genauigkeiten wesentlich besser als ± 1 keV nicht zu erzielen. Die gestrichelte Kurve gibt die "exakte" Kanal-Energie-Beziehung wieder, die mit den oben genannten Eichpräparaten unter Zuhilfenahme des Impulsgebers gewonnen wurde und mit einer Genauigkeit von etwa 50 eV oder besser bestimmt werden kann. Die ausgezogene Kurve zeigt das Ergebnis eines Fits an die experimentellen Punkte unter Verwendung eines Polynoms 4ten Grades. Die maximale Abweichung von der gestrichelten Kurve beträgt 90 eV. Im größten Teil des Intervalls ist sie jedoch wesentlich

⁴⁾ Vorverstärker: FET gekühlt, Eigenbau (Ref. ⁴²⁾); Hauptverstärker: Ortec 410; ADC: 4096 Kanal ND - 160 F.

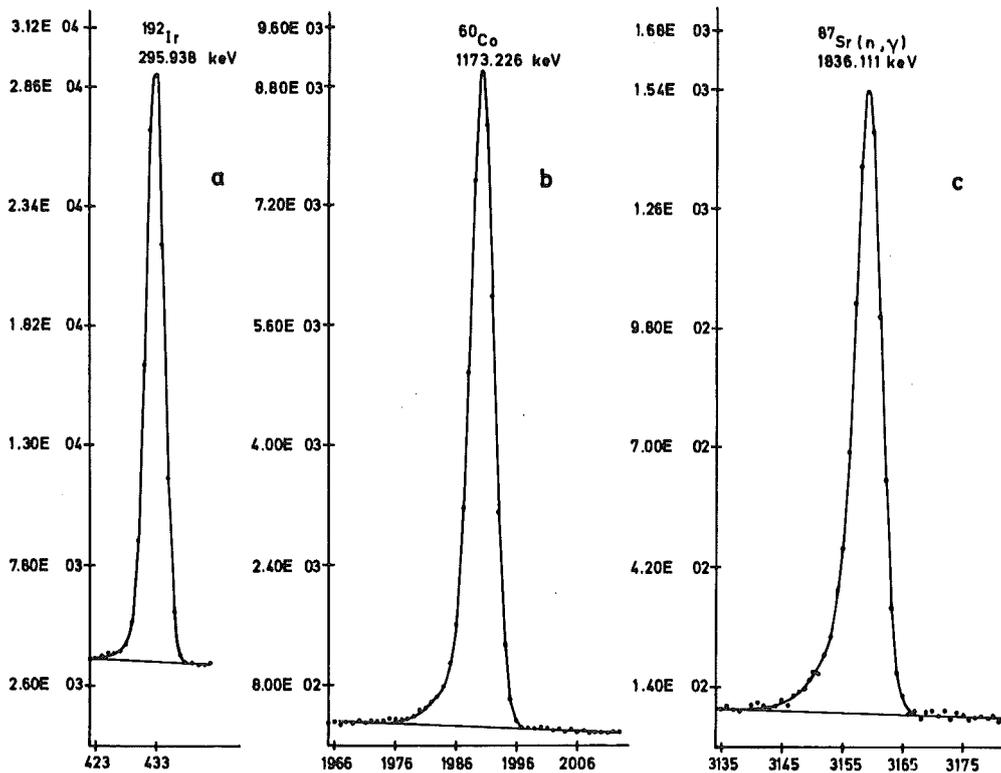


Abb.7 Experimentelle Linienform und Fit nach Gl.(1) in verschiedenen Energiebereichen (nach Michaelis und Horsch³⁰)).

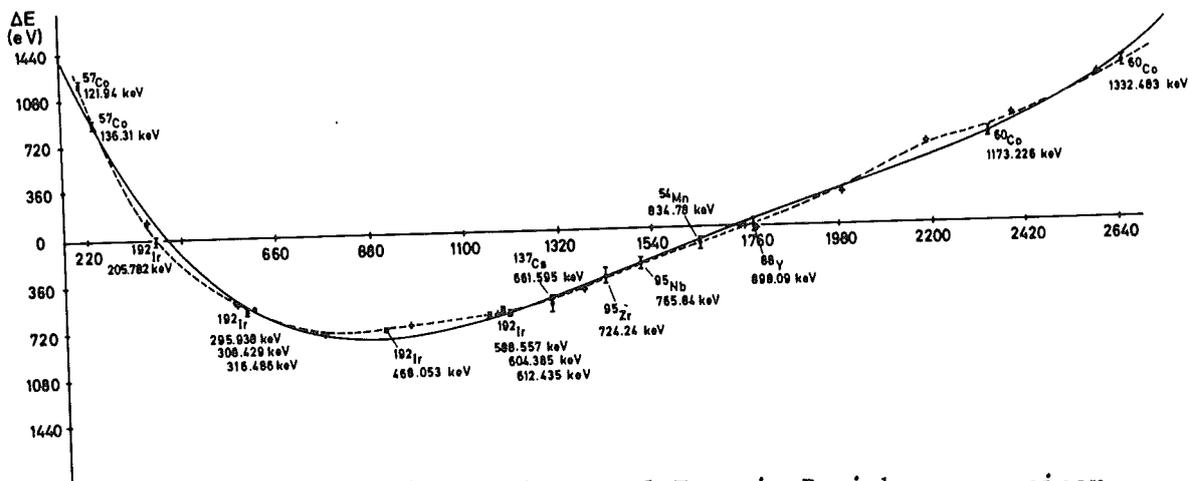


Abb.8 Typische Abweichung der Kanal-Energie-Beziehung von einer Geraden in eV (nach Michaelis und Horsch³⁰)). Energiebereich 0,1 bis 1,4 MeV. Die Kreuze markieren Eichpunkte des Präzisionsimpulsgebers.

geringer. Man sieht hieraus, daß für eine sorgfältige Korrektur viele Eichpunkte und ein Fit-Polynom hohen Grades erforderlich sind.

Die hier diskutierte Nichtlinearitätskorrektur erfaßt nicht Schwankungen der differentiellen Nichtlinearität von der Art des bekannten "odd-even-Effekts". Um den Einfluß dieser Fehlerquellen zu minimalisieren, ist es zweckmäßig, möglichst kleine Kanalbreiten zu wählen (≤ 200 eV).

2.6 Meßablauf und Leistungsfähigkeit der Methode

Die Einbeziehung der im vorhergehenden diskutierten Gesichtspunkte bedingt für Messungen hoher Präzision einen bestimmten Ablauf des Meßverfahrens. So ist es vorteilhaft, vor und nach jeder (n,γ) -Messung mit guter Statistik ein Spektrum der Eichpräparate aufzunehmen. Das Resultat liefert zuverlässige Aussagen über den Zustand der Gesamtapparatur und ein Vergleich der beiden Spektren ermöglicht eine Kontrolle der vollen Funktionstüchtigkeit aller kritischen elektronischen Komponenten (Vorverstärker, Hauptverstärker, Impulsgeber, ADC, Digitalstabilisatoren, Antikoinzidenzkreis) sowie des Detektors während des Experiments. Bei positivem Ergebnis dieses Vergleichs eignen sich die Spektren wegen ihrer relativ einfachen Struktur gut für die Bestimmung der Größen λ und B aus Gl. (1). Im zweiten Lauf wird das eigentliche (n,γ) -Spektrum aufgenommen. Nach Beendigung dieser Messung und Ausgabe der Daten werden - wiederum mit guter Statistik - die Eichlinien auf das (n,γ) -Spektrum akkumuliert. Dieses kombinierte Spektrum dient zur eigentlichen Energieeichung. Das Verfahren stellt sicher, daß alle Linien unter den gleichen Untergrundbedingungen analysiert werden. Mit der oben erwähnten Kontrollmessung wird das Experiment sodann abgeschlossen.

Zur Demonstration der Leistungsfähigkeit der Methode sollen hier aus der Fülle des vorliegenden Materials einige Daten exemplarisch angeführt werden. Die hohe Präzision in der Energiebestimmung bis hinauf zu 3 MeV dokumentiert Tabelle 1 (nach Michaelis und Horsch³⁰). Der Grad der erzielten Genauigkeit erfordert bei leichten und mittelschweren Kernen die Anbringung einer Rückstoßkorrektur für das jeweilige Gammaquant. Eine Berücksichtigung des Rückstoßes durch vorangegangene Gammaemission (Kaskaden) ist dagegen nicht erforderlich, da dieser Effekt im wesentlichen nur

Tabelle 1
Gammakaskaden in ^{68}Zn und ^{88}Sr

Target- kern	ζ (b)	Gammaenergie (keV)			Rückstoß- korrektur (keV)	Niveau- energie (keV)
		E_{γ_1}	E_{γ_2}	E_{γ_3}		
^{67}Zn	6.9	805.75	1077.35	-	0.014	1883.12
		1883.09	-	-	0.028	1883.12
		670.89	1261.00	1077.35	0.026	3009.27
		1126.07	1883.09	-	0.038	3009.20
^{87}Sr	~17	898.05	1836.08	-	0.025	2734.16
		2733.97	-	-	0.046	2734.02
		1493.41	2733.97	-	0.060	4227.44
		2391.20	1836.08	-	0.055	4227.34

zu einer unmerklichen Linienverbreiterung führt. Die absoluten Fehler für die Gammaenergien in Tabelle 1 betragen etwa 50 eV. Die Fehler aus dem Linienfit und der Nichtlinearitätskorrektur liegen zwischen 5 und 100 eV. Die Methode erlaubt die Anwendung des Ritz'schen Prinzips bis zu Anregungsenergien von 4 oder 5 MeV.

Messungen von (n,γ) -Spektren mit Hilfe der Anti-Compton-Methode wurden in den letzten Jahren an einer Vielzahl von Kernen durchgeführt. Dabei konnten pro Einzelspektrum bis zu 300 oder mehr Gammalinien identifiziert und ausgemessen werden (siehe z.B. Ref. ¹⁹). Der Wirkungsquerschnittsbereich erstreckt sich bis unterhalb 1 b. Bei 6.9 b (^{67}Zn) wurden noch Gammalinien nachgewiesen, deren Intensität um etwa einen Faktor $5 \cdot 10^{-5}$ unter der der intensivsten Linie liegt ²⁵). In der Intensitätsbestimmung konnten Genauigkeiten von $\pm 3\%$ erreicht werden ²⁰). In diesem Punkt ist die Anti-Compton-

Methode Kristallspektrometern generell überlegen. Ein gutes Beispiel hierfür liefert die Tabelle 2 in Ref. ²⁰).

3. Anwendungen der Anti-Compton-Spektroskopie bei Kernstrukturuntersuchungen in verschiedenen Massenbereichen

3.1 Vorbemerkungen und Überblick

Je nach Massenbereich und Anzahl der ungepaarten Nukleonen im Produktkern haben die Neutroneneinfangspektren unterschiedliche Struktur und Komplexität. Soweit es meßtechnisch durchführbar ist, wird man immer bemüht sein, für die Konstruktion des Termschemas auch andere Meßverfahren heranzuziehen. Im Vordergrund stehen dabei Untersuchungen des hochenergetischen Spektrums mit Ge(Li)-Detektoren in Einzel- oder Paarspektrometer-Anordnung, Koinzidenzmessungen einschließlich Winkelkorrelationsanalysen mit Ge(Li)-Zählern, NaJ (Tl)-Detektoren oder Kombinationen von beiden sowie Konversionselektronen-Untersuchungen mit Halbleiter- oder Magnetspektrometern. Die Kenntnis des hochenergetischen Spektrums liefert vor allem Aussagen über die Primärübergänge vom Einfangzustand und gibt somit wichtige Anhaltspunkte für die Konstruktionen des Termschemas. Koinzidenzmessungen ergänzen oder bestätigen die nach dem Ritz'schen Prinzip gewonnenen Einordnungen. Winkelkorrelations- und Konversionselektronen-Untersuchungen liefern Spinwerte und Multipolmischungsparameter und damit zugleich eine zusätzliche Prüfung der Konsistenz.

Die folgenden Abschnitte beschreiben stichwortartig einige für verschiedene Massenbereiche charakteristische Beispiele für Kernstrukturuntersuchungen, die von der Karlsruher (n, γ)-Gruppe unter Einsatz der Anti-Compton-Spektroskopie durchgeführt wurden. Außer für die Messung von Konversionselektronenspektren standen bei diesen Arbeiten zusätzlich Experimentiereinrichtungen für alle der oben erwähnten Meßverfahren zur Verfügung. Soweit es meßtechnisch sinnvoll und erfolgversprechend war, wurde jede Methode für die Untersuchungen herangezogen. Die abgeleiteten Termschemata und deren Interpretationen sind daher durch einen hohen Grad von Zuverlässigkeit gekennzeichnet.

Der Beitrag der Anti-Compton-Spektroskopie zu den einzelnen Resultaten ist unterschiedlich. Teils steht sie gleichgewichtig neben den anderen Metho-

den - so z.B. bei dem sphärischen Kern ^{58}Fe (Abschnitt 3.2) oder den geraden Molybdän-Isotopen (Abschnitt 3.5.1), die zu den Übergangskernen gerechnet werden können -, teils liefert sie den überwiegenden und entscheidenden Teil der spektroskopischen Information - so vor allem bei den deformierten Kernen (Abschnitt 3.3 und 3.4). Die Anwendung auf die außerordentlich komplizierten Einfangspektren der Europium-Isotope (Abschnitt 3.5.2) läßt andererseits die Leistungsgrenze des Verfahrens erkennen.

Die Diskussion wird die physikalischen Gesichtspunkte in den Vordergrund stellen, um die Bedeutung der gewonnenen spektroskopischen Daten für die Lösung der jeweiligen Kernstrukturprobleme ersichtlich zu machen.

3.2 Untersuchungen zu Schalenmodellkonfigurationen in sphärischen Kernen

Die geraden Kerne in der Nähe der aufgefüllten Schale $1 f \frac{7}{2}$ für Neutronen und/oder Protonen gelten im allgemeinen als sphärische Kerne mit der Neigung zu Oberflächenschwingungen. So werden die Nickelisotope ^{60}Ni und ^{62}Ni in der Literatur ⁴³⁻⁴⁵⁾ als typische Beispiele für kollektive Quadrupolvibrationen angeführt. Auf der anderen Seite wurden von Auerbach ⁴⁶⁾ und Cohen et al. ⁴⁷⁾ detaillierte Schalenmodellrechnungen durchgeführt, die die unteren Energieniveaus dieser Kerne recht gut innerhalb 200 keV reproduzieren konnten. Neben den Nickelisotopen - (n, γ)-Experimente werden in den Arbeiten ¹⁶⁾ und ²¹⁾ beschrieben - interessiert in diesem Zusammenhang auch der Kern ^{58}Fe , für den von Mc Grory ⁴⁸⁾ Schalenmodellrechnungen vorliegen und der hier als Beispiel etwas näher diskutiert werden soll.

Erste Informationen über die Anregungszustände in ^{58}Fe brachten Untersuchungen ^{49,50)} des β^+ - EC Zerfalls von ^{58}Co ($T_{1/2} = 71$ d). Hierbei werden wegen der geringen Zerfallsenergie von 2.3 MeV nur die beiden niedrigsten Niveaus von ^{58}Fe populiert. Das Verhältnis der beiden Anregungsenergien wurde zu 2:1 bestimmt, die Spins und Paritäten zu 2^+ festgelegt und ein E2 Strahlungsanteil von 84 % für den ($2^+ \rightarrow 2^+$) Übergang gefunden. Diese Ergebnisse paßten recht gut in das Bild von kollektiven Kern-Quadrupolschwingungen. Spätere Messungen ^{51,52)} nach derselben Methode bestätigten jene ersten Untersuchungen, lediglich für das Multipol-Mischungsverhältnis des ($2^+ \rightarrow 2^+$) Überganges wurde ein etwas kleinerer Anteil von 70 % gefunden.

Neben diesen Daten aus dem ^{58}Co -Zerfall liegen Ergebnisse aus der Protonenstreuung, der Streuung von α -Teilchen sowie aus Stripping-Reaktionen vor ⁺⁾ . Über den Abregungsmechanismus und den Charakter der Strahlungsübergänge konnten diese Arbeiten naturgemäß keine Aussagen machen. Aus diesem Grunde bot sich die (n,γ) -Reaktion als geeignete Untersuchungsmethode an.

Der Einfangquerschnitt des ^{57}Fe für thermische Neutronen beträgt nur 2.5 ± 0.2 b. Im natürlichen Isotopengemisch kommt ^{57}Fe mit 2.17 % vor, so daß der Einfanganteil nur 2.19 % ausmacht. (n,γ) -Untersuchungen werden daher erst bei hohen Anreicherungsgraden von ^{57}Fe sinnvoll und erfordern Detektoranordnungen guter Ansprechwahrscheinlichkeit. Präzisionsmessungen an Kernen dieser Art sind daher der Anti-Compton-Spektroskopie vorbehalten. Hinzukommt, daß sich der physikalisch relevante Teil des Spektrums in diesem Massenbereich bis zu mehreren MeV erstreckt.

Einen Ausschnitt aus dem Anti-Compton-Spektrum einer Probe mit 90.7 % Anreicherung - entsprechend einem Einfanganteil von 90.2 % - zeigt Abb. 9. Wie man sieht, besitzt das Gammaspektrum der sphärischen, doppelt-geraden Kerne in diesem Massenbereich eine relativ einfache Struktur. Dadurch werden auch Koinzidenzmessungen einschließlich Winkelkorrelationsanalysen möglich. Die Konstruktion des Termschemas kann daher in solchen Fällen weitgehend auf der Basis von gemessenen Koinzidenzbeziehungen erfolgen, wenn dabei fortgeschrittene Verfahren wie vor allem die Doppelfenstermethode (siehe z.B. Ref. ¹⁴⁾) herangezogen werden. Aufgabe der Anti-Compton-Spektroskopie ist vor allem, die Widerspruchsfreiheit und Schlüssigkeit der Koinzidenzergebnisse zu überprüfen, intensitätsschwache Übergänge (vgl. Abb. 9) aufzuspüren und zusätzlich nach dem Ritz'schen Prinzip einzuordnen, mögliche Störungen der Winkelverteilungsmessungen zu identifizieren und gegebenenfalls Daten für entsprechende Korrekturen ⁺⁺⁾ bereitzustellen sowie physikalisch besonders interessante Verzweigungsverhältnisse mit guter Genauigkeit auszumessen.

⁺⁾ Eine ausführliche Würdigung der bestehenden Literatur bringt Ref. ¹⁴⁾.

⁺⁺⁾ Ein typisches Beispiel wird in Abschnitt 3.5.1 näher behandelt.

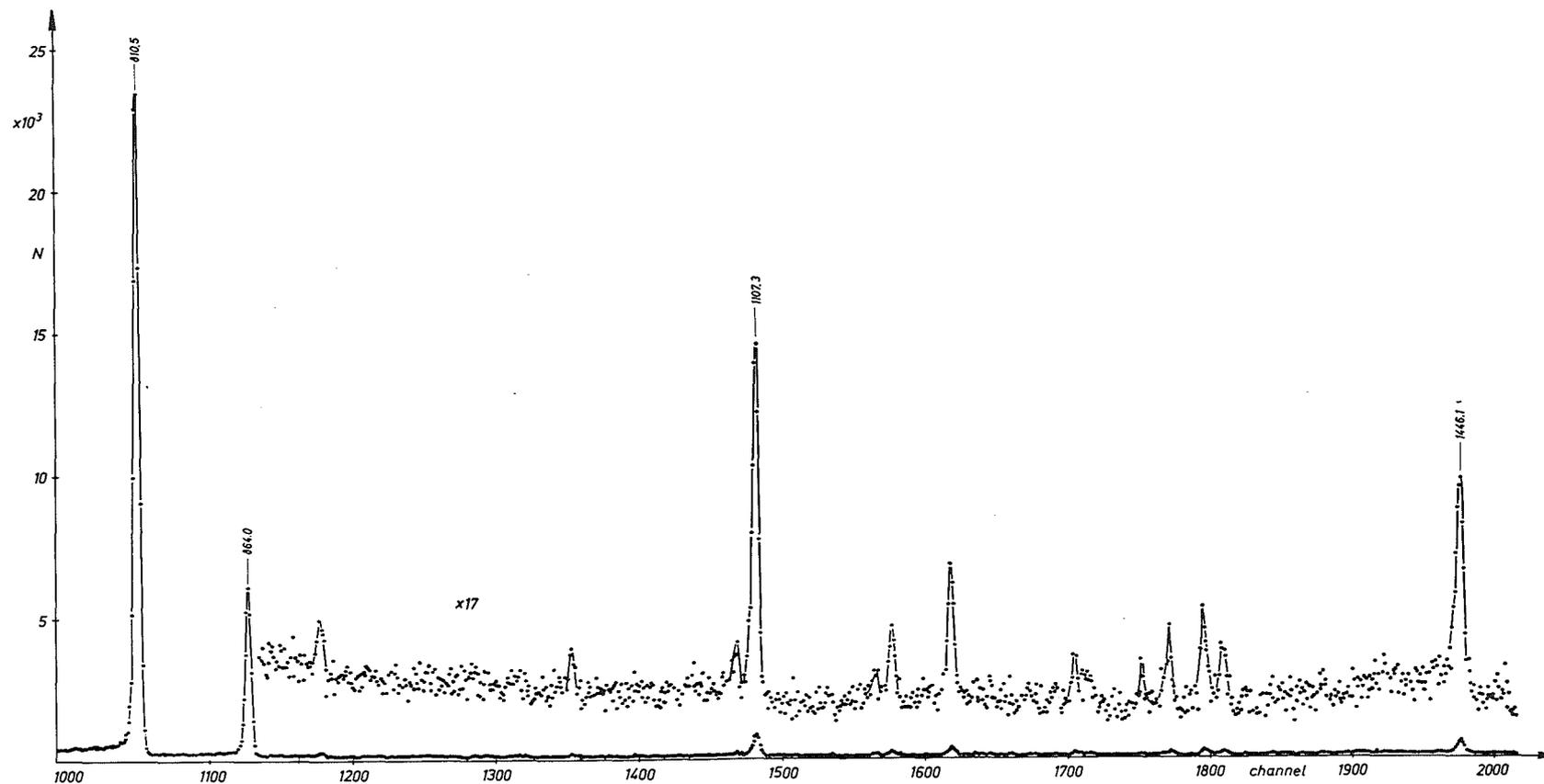


Abb.9 Ausschnitt aus dem Gammasktrum von Neutroneneinfang in einer Probe von angereichertem ^{57}Fe , gemessen mit dem Karlsruher Anti-Compton-Spektrometer (nach Michaelis und Kupfer¹⁰). Anreicherung 90.7 %. Energiebereich 800 keV bis 1500 keV. 5 cm³ Diode.

Das auf dieser Basis unter Einschluß von Paarspektrometer-Messungen erstellte Termschema ¹⁴⁾ für ⁵⁸Fe ist in Abb. 10 wiedergegeben. 97 % der insgesamt beobachteten Gammaintensität konnten in das Diagramm eingeordnet werden. Dabei brachte die (n,γ)-Untersuchung einige überraschende, aber in sich konsistente Ergebnisse:

- (1) Der E2-Anteil im ($2^+ \rightarrow 2^+$) Übergang ist wesentlich geringer als in früheren Arbeiten ⁴⁹⁻⁵²⁾ über den ⁵⁸Co-Zerfall angenommen worden war.
- (2) Das "Crossover-Kaskaden"-Verhältnis ⁺⁾ für die ersten beiden Anregungszustände ist größer als die meisten der in der Literatur angegebenen Werte ^{49,51-54)}.
- (3) Das experimentelle Termschema zeigt bis ca. 3.2 MeV eine erstaunlich gute Übereinstimmung mit Schalenmodellrechnungen ⁴⁸⁾.

Dem E2/M1 Mischungsverhältnis von 70 % bis 84 % aus dem β^+ - EC Zerfall steht aus der (n,γ)-Winkelkorrelationsmessung der Wert 24.5 ± 3.9 % gegenüber. Diese starke Diskrepanz, die sich aus vergleichsweise kleinen Unterschieden in den A_2 , A_4 -Koeffizienten ableitet, bedarf einer Erklärung. Der Grund dürfte darin liegen, daß die experimentellen Voraussetzungen zu einer γγ-Winkelkorrelationsanalyse für die (n,γ)-Reaktion im Prinzip wesentlich günstiger als für den ⁵⁸Co-Zerfall sind: Das Intensitätsverhältnis der 810 keV Übergänge, die in der Kaskade (864-810) auftreten, zu den 810 keV Übergängen aus direkter Population ist im ersten Fall 38 %, im zweiten nur ca. 1 %. Entsprechend sind auch die Fehlergrenzen für die A_2 , A_4 -Koeffizienten bei der (n,γ)-Messung nahezu eine Größenordnung kleiner. Dennoch liegt der Meßwert in der parametrischen Darstellung (vgl. Abb. 4 in Ref. ¹⁴⁾) exakt auf der 2 - 2 - 0 Ellipse. Andererseits besteht bei der (n,γ)-Spektroskopie die Gefahr systematischer Fehler durch die größere Liniendichte. Die Untersuchung des Anti-Compton-Spektrums im Energiebereich zwischen 800 keV und 900 keV hat jedoch ergeben, daß bei der (n,γ)-Reaktion in diesem Gebiet keine anderen Linien hinreichender Intensität existieren, die die Abweichung zu den Messungen aus dem ⁵⁸Co-Zerfall erklären könnten. Dennoch wurde wegen der bestehenden Diskrepanz im Rahmen einer ausführlichen Winkelkorrelationsstudie ⁵⁵⁾ zusätzlich die (n,γ)-Kaskade (8368-864/810) ausgewertet. Das Ergebnis 21.7 ± 2.9 % für das E2/M1 Mischungsverhältnis

⁺⁾ Im Falle des ⁵⁸Fe erfährt die Messung dieses Verzweigungsverhältnisses eine besondere Komplikation durch die Existenz eines Dubletts bei der Energie des Crossover-Übergangs mit weniger als 200 eV Abstand ¹⁴⁾.

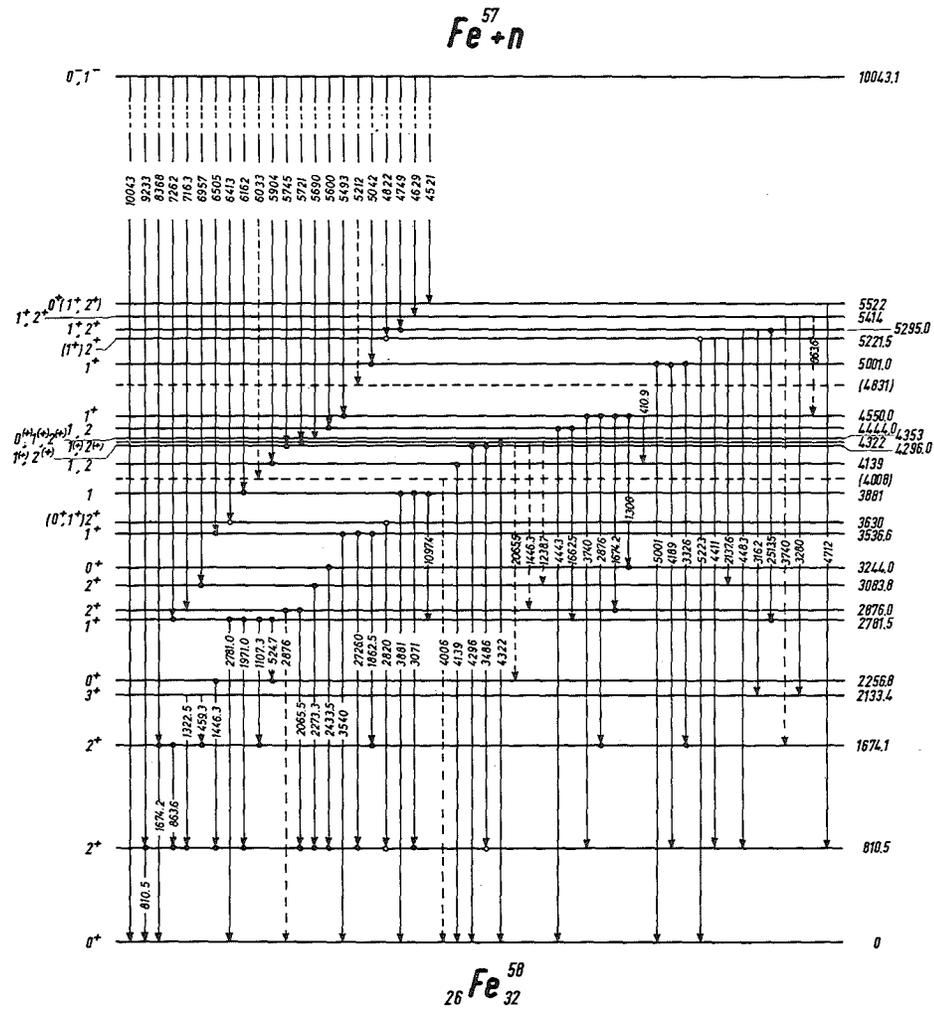


Abb.10 ^{58}Fe Termschema aus der Reaktion $^{57}\text{Fe} (n, \gamma) ^{58}\text{Fe}$
(nach Fanger et al.¹⁴)).

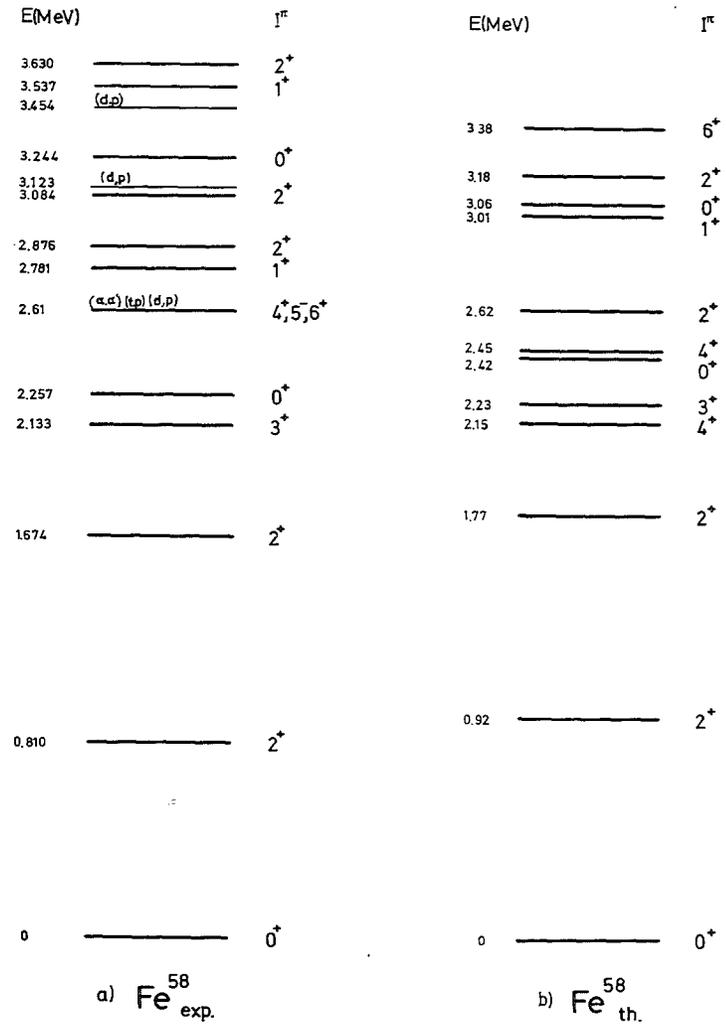


Abb.11 Vergleich des experimentellen Niveauschemas von ^{58}Fe
mit Schalenmodellrechnungen (nach Fanger et al.¹⁴)).

des ($2^+ \rightarrow 2^+$) Übergangs steht in guter Übereinstimmung mit dem obigen Wert. Es ist interessant anzumerken, daß die Resultate der (n, γ)-Messungen und ihre innere Konsistenz Anlaß waren, die Daten aus dem ^{58}Co -Zerfall noch einmal zu überprüfen. So haben andere Autoren ⁵⁶⁾ inzwischen die Ergebnisse der Neutroneneinfanguntersuchungen vollauf bestätigt.

Das relativ große Intensitätsverhältnis $I_\gamma(1674)/I_\gamma(864)$ von 0.65 ± 0.04 verträgt sich gut mit dem kleinen E2-Anteil im 864 keV Übergang. Auch die Abregung von höheren Zuständen erfolgt, wie die (n, γ)-Studien ^{14, 55)} mit hoher Konsistenz zeigen, vorzugsweise über M1 Strahlung mit nur geringen E2 Beimischungen. Alle diese Ergebnisse sind mit den Vorstellungen der Theorie über Quadrupolvibrationen nur schwer in Einklang zu bringen und weisen darauf hin, daß die Anregungszustände in ^{58}Fe entgegen früheren Annahmen nur geringe kollektive Anteile haben.

Es ist daher nicht überraschend, daß die Zuordnung der Niveaus zu den bekannten Multipletts des anharmonischen Vibrators Schwierigkeiten bereitet ¹⁴⁾. Auch der Versuch einer Interpretation nach den Modellen von Belyaev/Zelenskii ⁵⁷⁾, Brink ⁵⁸⁾ und Leal Ferreira ⁵⁹⁾ führt zu Widersprüchen.

Interessant ist ein Vergleich mit den Schalenmodellrechnungen von Mc Grory ⁴⁸⁾. Die Voraussetzungen dieser Rechnungen sind: (i) die Annahme eines inerten ^{48}Ca Rumpfes, (ii) die Beschränkung der letzten 6 Protonen auf die $\pi 1 f 7/2$ Schale, (iii) die freie Besetzungsmöglichkeit der letzten 4 Neutronen auf die Schalen $\nu 2 p 3/2$, $\nu 1 f 5/2$ und $\nu 2 p 1/2$. Die Neutronen-Einteilchen-Anregungsenergien sind ^{49}Ca entnommen, die Proton-Proton-Wechselwirkung dem ^{54}Fe , die Neutron-Neutron-Wechselwirkung den Schalenmodellrechnungen ⁴⁷⁾ für die Nickelisotope und die Neutron-Proton-Wechselwirkung aus einem Vergleich der Einteilchenanregungen von ^{49}Ca und ^{57}Ni .

Das Ergebnis dieser Rechnungen wird zusammen mit dem experimentellen Niveauschema in Abb. 11 gezeigt. In Anbetracht der Tatsache, daß kein Parameter an experimentelle Daten des Kernes ^{58}Fe angepaßt wurde und insbesondere schon der Neutron-Neutron-Wechselwirkung eine Energieunsicherheit von ca. 200 keV anhaftet, ist die Übereinstimmung bis 3.2 MeV erstaunlich gut. Zu jedem experimentellen Niveau (unter Einbeziehung eines in der (n, γ)-Reaktion vermutlich wegen seines hohen Spinwertes ^{+) nicht}

+) Der Spin des Einfangzustandes ist 0^- , 1^- .

beobachteten Zustandes bei 2.61 MeV) existiert ein theoretisches Pendant mit gleichem Spin und Parität innerhalb einer 250 keV Umgebung. Lediglich das theoretische 4^+ Niveau bei 2.15 MeV scheint überzählig zu sein.

Bei einem Vergleich von ^{58}Fe mit seinen doppelt-geraden Nachbarkernen ^{56}Fe und ^{60}Ni fällt auf, daß ^{56}Fe mit nur zwei Valenzneutronen ebenfalls kaum Kollektivstruktur zeigt, während das Nachbarisoton ^{60}Ni mit seiner aufgefüllten $\pi 1 f 7/2$ Protonenschale ausgesprochene Kollektiv-Phänomene aufweist. Im ersten Fall ist vom 2-Phononen-Triplett möglicherweise nur das 4^+ Niveau vorhanden, hingegen sind im ^{60}Ni die Multipllettzustände gut ausgeprägt und auch ihre Abregung steht im Einklang mit der Deutung als stark kollektive Zustände.

Weitere Hinweise auf Beiträge der Anti-Compton-Spektroskopie zur Untersuchung von Schalenmodellkonfigurationen gibt das Literaturverzeichnis 16, 17, 21, 24-26).

3.3 Arbeiten zu Konfigurationsmischungen in ungeraden deformierten Kernen

Im Gegensatz zu den Spektren der sphärischen Kerne zeigen die Einfangspektren der deformierten Kerne eine wesentlich höhere Liniendichte. Als Folge treten häufig recht komplizierte Strukturen auf, die nur mit hochleistungsfähigen Instrumenten aufzulösen sind. Ein Beispiel hierzu bringt Abb. 5 mit dem insgesamt 9 Linien umfassenden Multipllett in der Mitte des dargestellten Spektrumsausschnitts. Es ist daher verständlich, daß der größte Teil der existierenden spektroskopischen Information in diesem Massenbereich aus Messungen mit Kristall- und Anti-Compton-Spektrometern stammt. Entsprechend den Ausführungen in Abschn. 1 bietet sich dabei die Anti-Compton-Spektroskopie vor allem bei relativ kleinen Einfangquerschnitten und/oder verfügbaren Mengen des Targetmaterials sowie allgemein bei der Ausdehnung der Daten in Richtung auf höhere Anregungsenergien des Kerns an. Auf Grund der komplexen Struktur der Spektren und des ungünstigen Peak-zu-Untergrund-Verhältnisses in Einzeldetektoranordnungen liegen Koinzidenzuntersuchungen nur in geringem Umfang vor. Die entscheidenden Hilfsmittel bei der Konstruktion des Termschemas sind daher Präzisionsmessungen des Einzelspektrums und das Ritz'sche Kombinationsprinzip. Die Rotationsstruktur der Anregungen und die damit verbundenen ausgeprägten

Verzweigungsverhältnisse sind einerseits eine der Ursachen für die hohe Liniendichte, andererseits sind diese Strukturen jedoch eine wichtige Stütze beim Aufbau des Niveauschemas.

Physikalisch von besonderem Interesse ist bei den ungeraden Kernen das offensichtliche Auftreten starker Konfigurationsmischungen. Diese Effekte führen zu Diskrepanzen zwischen den experimentellen Befunden und dem Nilsson-Modell. Es wurden daher verschiedene theoretische Versuche unternommen, das Nilsson-Modell zu erweitern⁶⁰⁻⁶²). Insbesondere die Arbeiten von Bès und Cho Yi Chung⁶¹) sowie von Soloviev, Vogel und Jungklausen⁶²), die neben der Paarkorrelation auch die Quasiteilchen-Phonon-Wechselwirkung berücksichtigen, stellen eine wesentliche Verbesserung der Theorie dar.

Weller⁶³) beschreibt ein Modell, das Paarkorrelationen, Quasiteilchen-Phonon-Wechselwirkung, Rotations-Vibrations-Wechselwirkung und Coriolis-Kopplung einschließt. Aufbauend auf diesen Vorstellungen wurden vom Autor und Mitarbeitern verschiedene experimentelle und theoretische Untersuchungen von Konfigurationsmischungen in ungeraden Kernen durchgeführt^{13,18,19}). Wichtigstes experimentelles Hilfsmittel war dabei die Anti-Compton-Spektroskopie.

Der Hamilton-Operator läßt sich schreiben in der Form^{64,65})

$$H = H_0 + H'$$

mit

$$H_0 = H_N + H_{0C}.$$

Dabei ist H_N der Nilsson-Hamilton-Operator⁶⁶) und H_{0C} beschreibt die ungestörten kollektiven Bewegungen des Kernes. Die Wechselwirkung zwischen den verschiedenen Bewegungsformen wird durch H' beschrieben. Dieser Term enthält die Operatoren der Coriolis-Kopplung, der Teilchen-Phonon-Wechselwirkung und der Rotations-Vibrations-Wechselwirkung^{67,68}). Die Vernachlässigung von Paarkorrelationen ergibt unsinnige Matrixelemente und ernste Widersprüche zu den experimentellen Resultaten.

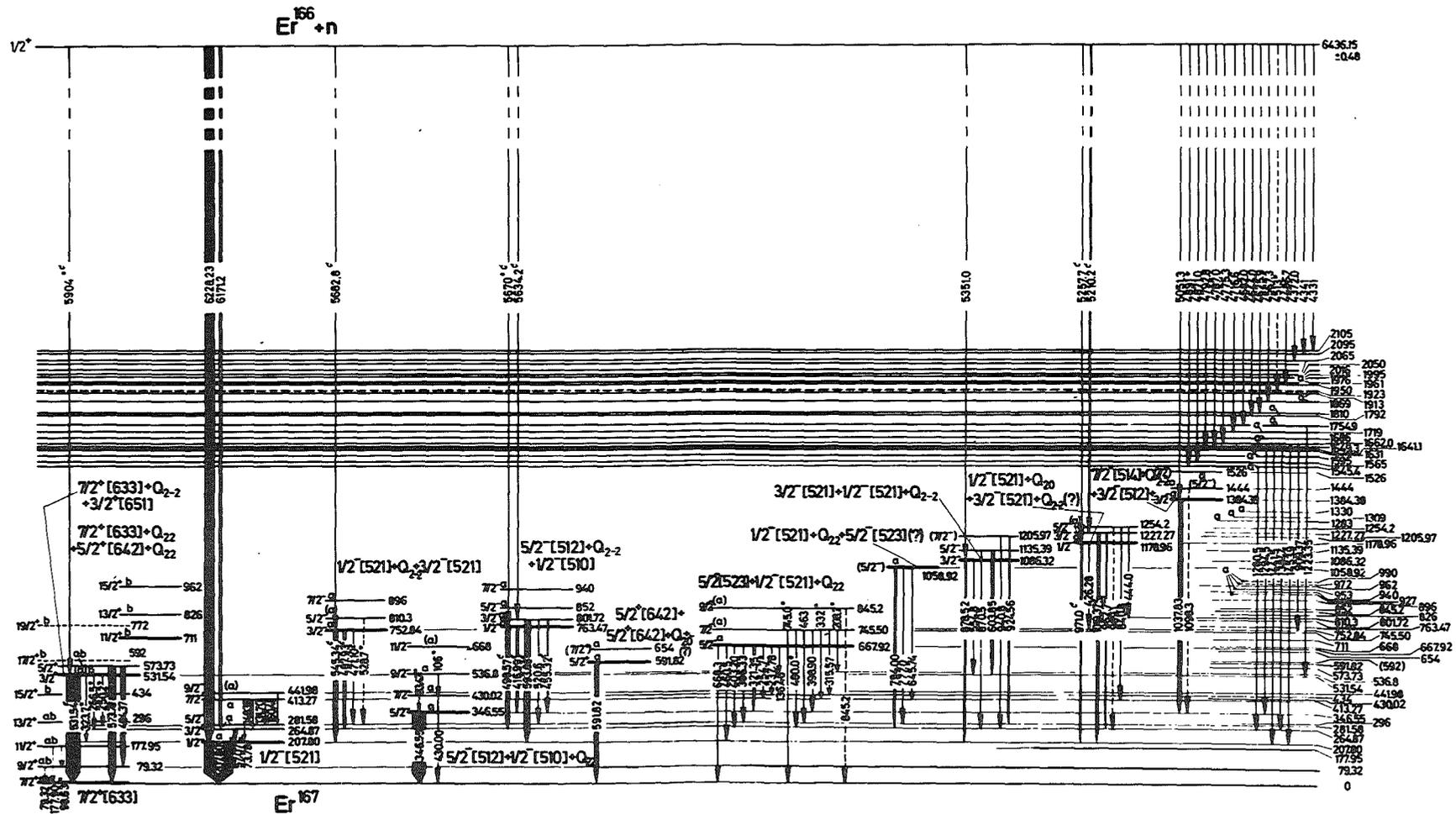


Abb.12 Niveauschema des ¹⁶⁷Er (nach Michaelis et al.¹⁹)).

Der Operator

$$H_N = \sum_{\nu} \epsilon_{\nu} a_{\nu}^{\dagger} a_{\nu}$$

ist daher zu ersetzen durch

$$H_{QP} = \sum_{\nu} E_{\nu} \alpha_{\nu}^{\dagger} \alpha_{\nu}$$

mit der üblichen Schreibweise

$$E_{\nu} = [(\epsilon'_{\nu} - \lambda)^2 + \Delta_{\nu}^2]^{1/2}$$

und

$$\epsilon'_{\nu} = \epsilon_{\nu} - G V \frac{2}{\nu}.$$

Einzelheiten des Modells und der Berechnungsmethoden sind der angeführten Literatur zu entnehmen.

Das experimentelle Material ist außerordentlich umfangreich. Als Beispiel zeigt Abb. 12 das Niveauschema von ^{167}Er aus der Reaktion $^{166}\text{Er}(n,\gamma)^{167}\text{Er}$. Es beruht auf Messungen mit einem zu 95,6 % angereicherten Target von ^{166}Er ($G = 45$ b). Beiträge von Neutroneneinfang in ^{167}Er ($G = 650$ b) wurden durch eine Vergleichsmessung mit einer Probe natürlicher Isotopenzusammensetzung bestimmt. Eine große Anzahl von Rotationsbanden in ^{167}Er konnte identifiziert und interpretiert werden. Es würde hier zu weit führen, die experimentellen Daten und ihren Vergleich mit der Theorie ausführlich zu diskutieren. Vielmehr soll an Hand von zwei Teilaspekten versucht werden, die Aussagekraft der Ergebnisse zu verdeutlichen. Dabei seien Struktur und Abregung der $5/2^{-}$ [512] + Q_2 -2 + $1/2^{-}$ [510] Bande sowie ein summarischer Vergleich der theoretischen und experimentellen Anregungsenergien willkürlich herausgegriffen.

Die $1/2^{-}$ Rotationsbande, die bei 763 keV beobachtet wurde (vgl. Abb. 12), stellt ein hervorragendes Beispiel für das Auftreten starker Konfigurationsmischungen dar. Für $N = 99$ ist die Nilsson-Bahn $1/2^{-}$ [521] der einzige Zustand mit Spin und Parität $1/2^{-}$ in der Nähe der Fermi-Kante. Dieser Zustand wird jedoch eindeutig dem Bandenkopf bei 208 keV Anregungsenergie zugeordnet. Außerdem wäre bei Annahme eines Nilsson-Zustandes für das 763 keV Niveau das experimentelle Intensitätsverhältnis für die Übergänge zu den $3/2^{-}$ und $1/2^{-}$ Zuständen bei 265 und 208 keV mit >15 im

Widerspruch zu der theoretischen Voraussage mit dem Wert 7.0. Es ist daher die Annahme berechtigt, daß die 763 keV Bande der Gamma-Vibration $Q_2 -_2$ zu der Konfiguration $5/2^- [512]$ entspricht. In der Tat wird auch ausgehend vom Bandenkopf ein kollektiver E2 Übergang zur Grundbande beobachtet. Im übrigen zeigt die Abregung jedoch deutliche Anomalien. Sowohl vom ersten wie vom zweiten Mitglied der Rotationsbande treten Übergänge zum $1/2^- [521]$ Nilsson-Zustand auf, die in ihrer Intensität die kollektiven E2 Übergänge zur zugehörigen Grundbande erheblich übertreffen. Ferner ist das Verzweigungsverhältnis zu den $3/2^-$ und $1/2^-$ Niveaus ungewöhnlich. Eine einleuchtende Erklärung für diese Anomalien liefert die Annahme, daß in der Quadrupolanregung $5/2^- [512] + Q_2 -_2$ eine starke Beimischung des Nilsson-Zustandes $1/2^- [510]$ auftritt. Dieser Nilsson-Zustand wird zwar erst bei wesentlich höheren Energien erwartet, er ist aber mit dem $5/2^- [512]$ Zustand durch ein großes E2 Matrixelement verbunden. Folgerichtig ergibt die oben skizzierte Theorie eine erhebliche Mischung der Quadrupolanregung mit der $1/2^- [510]$ Konfiguration. Für das 763 keV Niveau wird die Struktur

$$56 \% \ 5/2^- [512] + Q_2 -_2; \ 38 \% \ 1/2^- [510] ; \ 5 \% \ 3/2^- [512] + Q_2 -_2$$

vorausgesagt. Andererseits enthält auch die 208 keV Rotationsbande Beimischungen anderer Konfigurationen:

$$92 \% \ 1/2^- [521]; \ 2 \% \ 1/2^- [521] + Q_{20}; \ 3 \% \ 3/2^- [521] + Q_2 -_2;$$

$$2 \% \ 5/2^- [523] + Q_2 -_2.$$

Mit den Eigenfunktionen dieser Zustände lassen sich nun die angesprochenen Übergangswahrscheinlichkeiten berechnen. Einige Daten sind in Tabelle 2 zusammengestellt und werden dort einerseits mit den experimentellen Ergebnissen und andererseits mit den Voraussagen des adiabatischen Modells $H' = 0$ verglichen. Man sieht, daß die aus H' resultierenden Konfigurationsmischungen die beobachteten Anomalien recht gut zu erklären vermögen. Auch die starke Beschleunigung des Übergangs zum $3/2^-$ Niveau gegenüber der Abregung zum $1/2^-$ Zustand wird vorhergesagt und in der Tat ist in keiner der bisher bekannten Untersuchungen der Isotone ^{165}Dy , ^{167}Er und ^{169}Yb ein Übergang zum $1/2^-$ Niveau nachgewiesen worden.

Tabelle 2

Übergangswahrscheinlichkeiten für die Rotationsbande ^{a)}

$$5/2^- [512] + Q_2^{-2} + 1/2^- [510] + \dots$$

E _i (keV)	Niveau			Übergang 1			Übergang 2			Intensitätsverhältnis I/I'		
	J _i	π _i	K _i	J _f	π _f	K _f	Multipolarität	J _{f'}	π _{f'}	K _{f'}	Multipolarität	Theorie H ₂ = 0 H ₂ ≠ 0
763	1/2 ⁻	1/2 ⁻	3/2 ⁻	1/2 ⁻	M1 + E2	5/2 ⁻	5/2 ⁻	E2	0	6.2	4.1 ⁺ - 0.8	1.1 - 0.8
			3/2 ⁻									
802	3/2 ⁻	1/2 ⁻	1/2 ⁻	1/2 ⁻	M1 + E2	5/2 ⁻	5/2 ⁻	M1 + E2	0	6.4	10.0 ⁺ - 3.0	5.5 - 3.0
			5/2 ⁻									

a) Nach Michaelis et al. ¹⁹⁾

b) Im adiabatischen Modell treten beide Übergänge nicht auf.

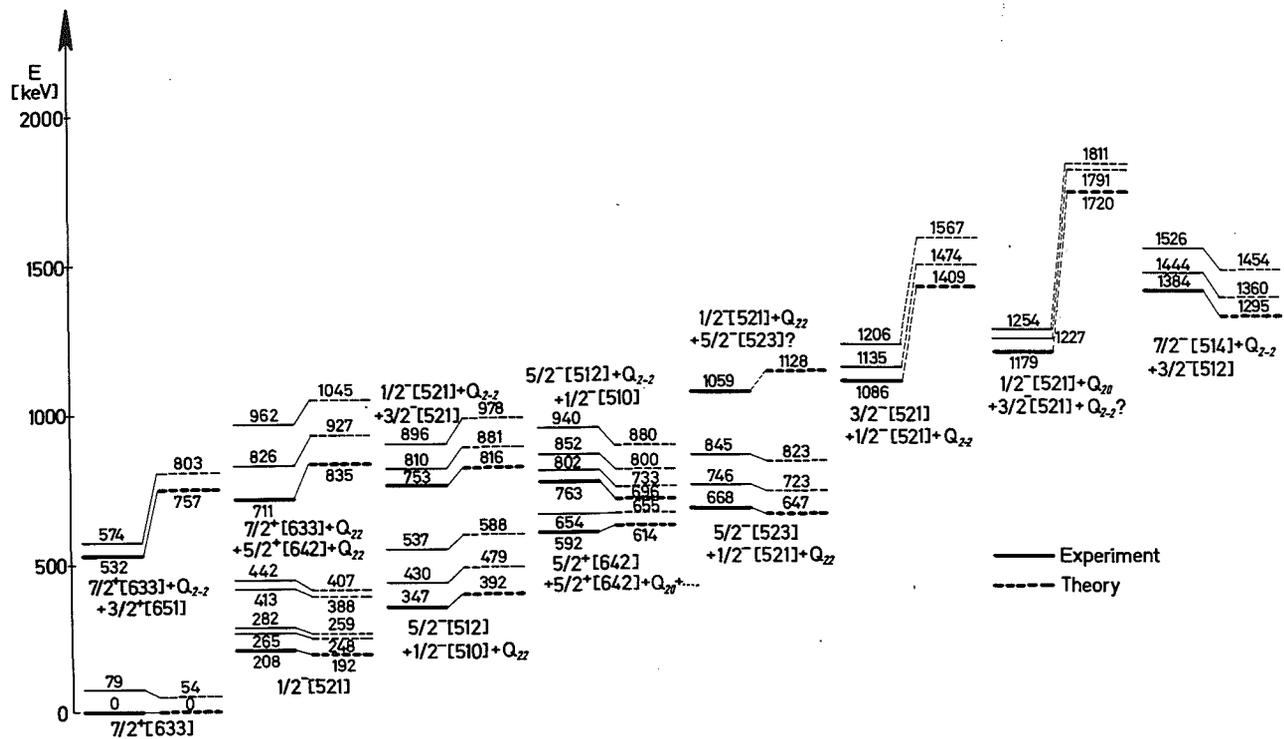


Abb.13 Vergleich der experimentellen und theoretischen Anregungsenergien in ^{167}Er (nach Michaelis et al. ¹⁹)).

Es sei hier ausdrücklich darauf hingewiesen, daß die in den Zeilen 1 und 3 der Tabelle angegebenen Übergangswahrscheinlichkeiten Übergänge zu verschiedenen Rotationsbanden betreffen. Sie reagieren daher sehr empfindlich auf die Strukturen der beteiligten Zustände. Schließlich sei vermerkt, daß auch die Voraussage der energetischen Lage der Zustände gut mit den experimentellen Resultaten übereinstimmt (s. unten). Ähnliche Überlegungen wie für die 763 keV Rotationsbande lassen sich auch für andere Banden anstellen.

Einen summarischen Überblick über das Anregungsspektrum für ^{167}Er gibt Abb. 13. Im allgemeinen ist die Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment überraschend gut und dieses Ergebnis stützt sehr stark die spektroskopische Interpretation der beobachteten Rotationsbanden. Nicht nur die Lage der Bandenköpfe, sondern auch die Trägheitsmomente und Entkopplungsparameter werden recht gut vorausgesagt. Der von 0 verschiedene Entkopplungsparameter für die 763 keV Bande ist übrigens ein weiteres Indiz für die Beimischung des $1/2^- [510]$ Nilsson-Zustandes. Es ist nicht verwunderlich, daß die Übereinstimmung in Abb. 13 oberhalb 1 MeV Anregungsenergie schlechter wird. In diesem Bereich ist die Struktur der Zustände komplizierter als in dem vorliegenden Modell angenommen wird. Insbesondere die Vernachlässigung von Oktupolschwingungen und Drei-Quasiteilchen-Konfigurationen beeinträchtigt die Genauigkeit der Voraussagen bei höheren Energien in wachsendem Maße. Bei Banden mit starken β -Vibrationsanteilen kommt hinzu, daß die Lage der β -Schwingung in ^{166}Er , die in die Rechnungen eingeht, z.Zt. noch sehr unsicher ist.

Neben den Verzweigungsverhältnissen, Anregungsenergien, Trägheitsmomenten und Entkopplungsparametern sind auch die Multipolmischungen und partiellen Halbwertszeiten wichtige experimentelle Kriterien für die Untersuchung von Konfigurationsmischungen. Bezüglich Einzelheiten und Daten für andere ungerade Kerne wird auf die Originalarbeiten ^{12, 13, 18, 19)} verwiesen.

3.4 Untersuchung von Zwei-Quasiteilchen-Zuständen in geraden deformierten Kernen

Die Ausführungen in Abschnitt 3.3 zu Struktur und Liniendichte der Neutroneneinfangspektren gelten für gerade Kerne entsprechend, jedoch mit dem Unterschied, daß sich wegen des Gaps in den nuklearen Anregungsenergien der

physikalisch interessante Teil des Spektrums bis zu wesentlich höheren Energien erstreckt. Als Beispiel für die sehr erfolgreiche Anwendung der Anti-Compton-Methode soll hier die Untersuchung des Kerns ^{168}Er angeführt werden ²⁰⁾.

Vor Durchführung der in Ref. ²⁰⁾ beschriebenen Experimente lagen bereits Daten für die unteren Anregungsniveaus bis ca. 1 MeV vor, die auf Messungen mit einem leistungsfähigen Kristallspektrometer mit gebogenem Kristall beruhten ⁶⁹⁾. Die Untersuchung des Einfangspektrums wurde von anderen Autoren ⁷⁰⁾ mit Hilfe einer Kombination von flachem Kristall und Ge(Li)-Detektor zu höheren Energien hin ausgedehnt. Diese Messungen erlaubten jedoch keine zusätzlichen Rückschlüsse auf das ^{168}Er Termschema. Es lag daher nahe, mit Hilfe der Anti-Compton-Spektroskopie eine Verbesserung der experimentellen Daten im Energiebereich von 500 bis 2 000 keV zu versuchen. Präzisionsmessungen in diesem Bereich liefern, wie weiter unten ersichtlich wird, interessante Informationen über die Kernstruktur der geraden deformierten Kerne.

Ein Ausschnitt aus dem Anti-Compton-Spektrum von einer Erbiumprobe natürlicher Isotopenzusammensetzung wurde bereits in Abb. 5 gezeigt (5 cm³ Diode). ^{167}Er hat einen Wirkungsquerschnitt für thermische Neutronen von 650 b und trägt mit 89.8 % zum Einfang im natürlichen Element bei. Der Einfanganteil von ^{166}Er ist 9.1 % und war aus einer getrennten Messung mit einem hochangereicherten ^{166}Er Target bereits im Detail bekannt.

Die Existenz von experimentellen Daten aus verschiedenen Spektrometeranordnungen erlaubt einen interessanten Vergleich der Leistungsfähigkeit dieser Systeme. Tabelle 3 bringt eine Zusammenstellung der in vier kleinen Energieintervallen beobachteten Gammalinien mit ihren Energien und Intensitäten sowie den zugehörigen Fehlergrenzen ⁺⁾ . Die zweite Gruppe von Linien entspricht dabei dem Multiplett bei Kanal 1625 in Abb. 5. Trotz des relativ hohen Einfangquerschnitts hat das Anti-Compton-Spektrometer bereits bei 500 keV die Auflösung und Energiegenauigkeit des Kristallspektrometers mit gebogenem Kristall erreicht. Bei höheren Energien zeigt das Anti-Compton-Spektrometer deutlich überlegene Eigenschaften. Generell gilt dies für einen Vergleich mit der Kombination von flachem Kristall und Ge(Li)-Detektor.

⁺⁾ Ausführliche Vergleiche und Tabellen gibt Ref. ²⁰⁾.

Aus Tabelle 3 wird deutlich, daß die ACS-Messungen eine erhebliche Verbesserung der experimentellen Daten brachten. Unter Verwendung des Ritz'schen Prinzips und unter Zuhilfenahme zusätzlicher Daten aus dem hochenergetischen Spektrum konnte das Termschema mit hoher Konsistenz bis zu etwa 2 MeV ausgedehnt werden. Abb. 14 zeigt das Ergebnis. Um zu einer gewissen Klassifikation der zahlreichen Rotationsbanden zu kommen, wurden die Banden durch K-Werte gekennzeichnet, obwohl einschränkend hierzu bemerkt werden muß, daß starke Kopplungen zwischen den Banden möglich sind, so daß die Zustände u.U. nicht mehr durch eine eindeutige K-Quantenzahl charakterisiert werden können. Aus der Fülle des spektroskopischen Materials seien auch hier wieder nur einige interessante Aspekte herausgegriffen.

Neben den γ - und β -Vibrationen erwartet man, beginnend bei etwa 1 MeV, Zwei-Quasiteilchen-Zustände sowohl vom Proton-Proton- als auch vom Neutron-Neutron-Typ. Mikroskopische Berechnungen der Struktur der Oktupol-schwingungen haben gezeigt, daß nur wenige Zwei-Quasiteilchen-Konfigurationen zu diesen Zuständen beitragen⁷¹⁾. Dabei sollten die Eigenschaften der $K^\pi = 1^-$ und $K^\pi = 3^-$ Banden denen von Zwei-Quasiteilchen-Zuständen sehr nahe kommen. Die Anregungsenergien werden für alle Oktupolvibrationen ($K^\pi = 0^-, 1^-, 2^-, 3^-$) zwischen 1.3 und 2.2 MeV vorausgesagt⁷¹⁻⁷⁵⁾. Eine starke Coriolis-Wechselwirkung zwischen den Banden kann zu erheblichen Störungen in der Systematik der Rotationsenergien führen⁷⁶⁾.

Zunächst ist festzustellen, daß die Experimente diese theoretischen Voraussagen weitgehend bestätigen. Die Zustände bei 1094 keV und 1542 keV entsprechen den Zwei-Quasiteilchen-Zuständen $[633 \uparrow + 521 \downarrow]_{nn}$ und $[633 \uparrow - 521 \downarrow]_{nn}$. Die Rotationsbanden bei 1354 keV, 1569 keV und 1542 keV sind mit den Oktupolbanden $K^\pi = 1^-, 2^-,$ bzw. 3^- zu identifizieren und der 3^- Zustand bei 1914 keV entspricht mit großer Sicherheit dem 3^- Mitglied der $K^\pi = 0^-$ Oktupolrotationsbande. Damit konnten - innerhalb des vorausgesagten Energieintervalls - alle Oktupolzustände nachgewiesen werden, so daß¹⁶⁸⁾ Er zu den wenigen Kernen gehört, für die alle Zustände dieses Typs bekannt sind. Die $K^\pi = 1^-$ Bande zeigt - wie aus ihrer energetischen Lage relativ zu den anderen Banden zu erwarten ist - deutliche Abweichungen von der üblichen Rotationssystematik auf Grund starker Coriolis-Kopplung. Die Struktur entspricht dabei weitgehend der der Neutronenkonfiguration $[512 \uparrow - 633 \uparrow]_{nn}$.

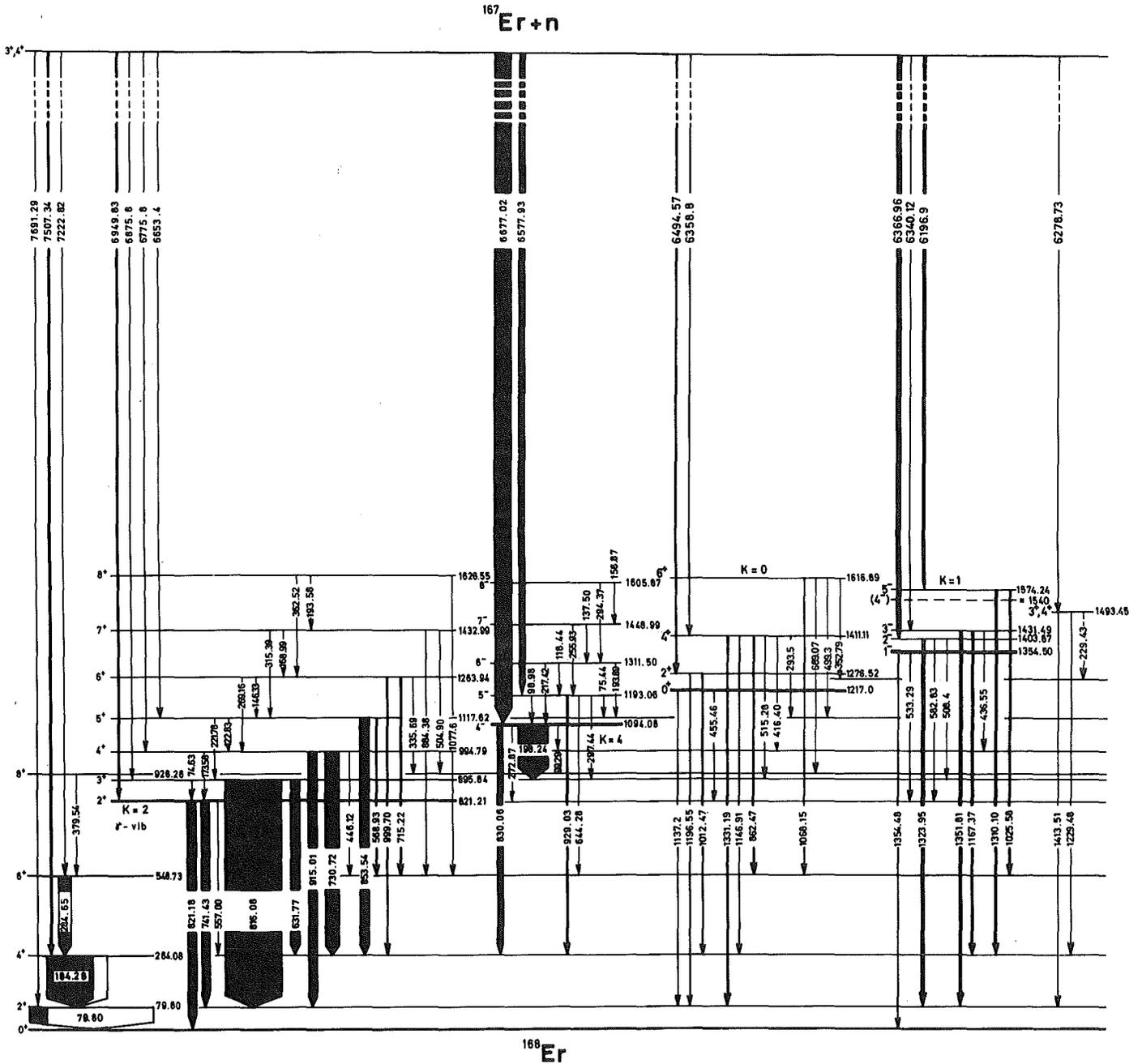
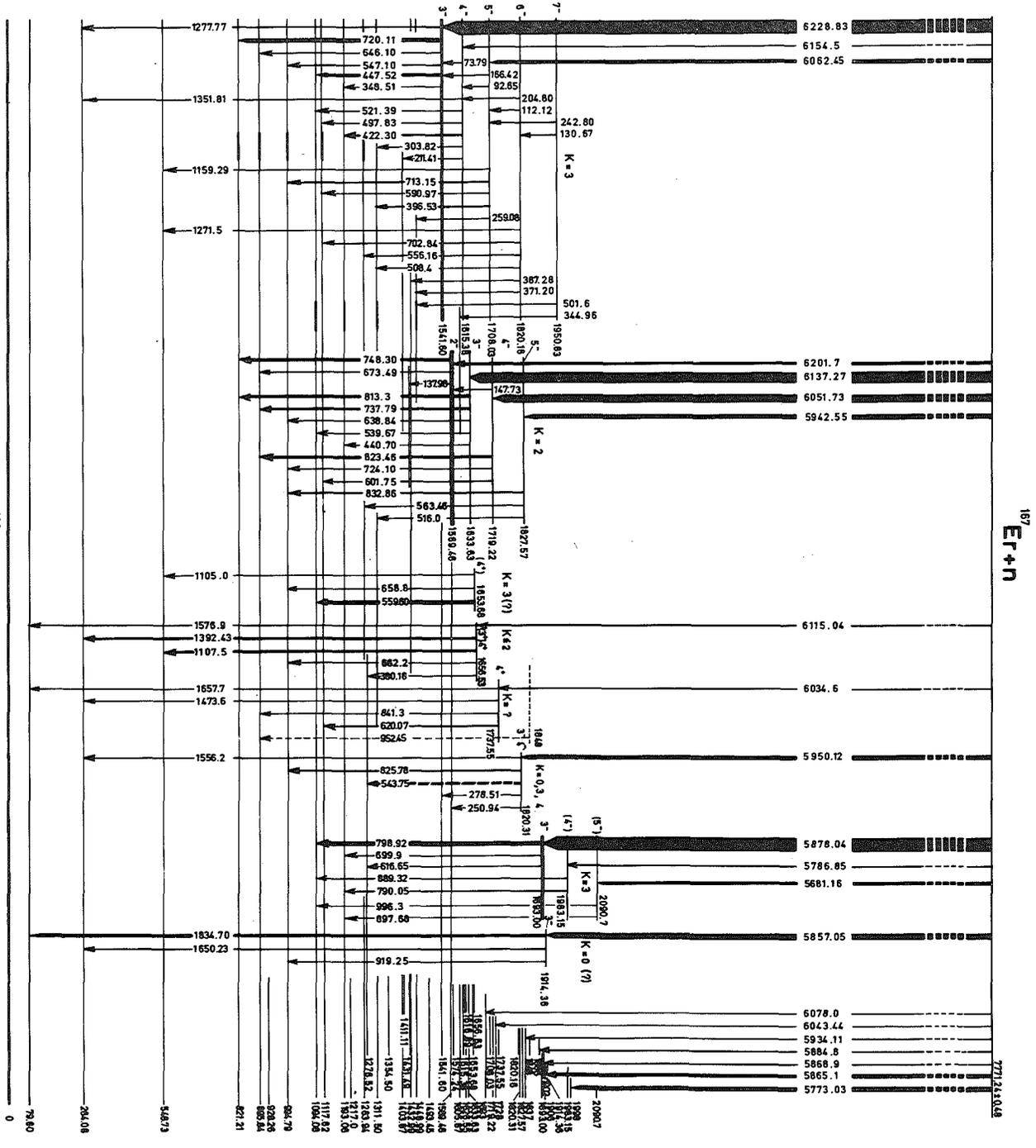


Abb.14 (n, γ)-Termschema für ^{168}Er (nach Michaelis et al.²⁰).



188
ET

187
ET+N

771.2310.8

Die Argumentation für diese Schlußfolgerungen ist zum Teil sehr kompliziert und erfordert detaillierte Einzelüberlegungen. Es kann daher nicht das Ziel dieser Übersicht sein, sie im einzelnen darzulegen ⁺⁾ . Exemplarisch sei hier nur - unter Beschränkung auf qualitative Gesichtspunkte - kurz der Gedankengang aufgezeigt, der ausgehend von den experimentellen Ergebnissen zur Interpretation der $K^\pi = 3^-$ Oktupolbande bei 1542 keV als Zwei-Quasiteilchen-Zustand $[633 \uparrow - 521 \downarrow]_{nn}$ führt.

Der 4^- Zustand bei 1094 keV wird mit großem Querschnitt auch in der (d,p)-Reaktion populiert. Dies läßt den Schluß zu, daß eine Neutronenkonfiguration vorliegt. Der niedrigste 4^- Neutronenzustand ist die Konfiguration $[633 \uparrow + 521 \downarrow]_{nn}$, die zudem tiefer liegen sollte als der erste 4^- Protonenzustand $[523 \uparrow + 411 \downarrow]_{pp}$. Man kann also dem ersten 4^- Zustand bei 1094 keV mit Sicherheit die Struktur $[633 \uparrow + 521 \downarrow]_{nn}$ zuordnen.

Das 1542 keV Niveau ist nun mit dem bei 1094 keV durch einen starken M1 Übergang verbunden. Die Intensität dieses Übergangs zeigt, daß beide Zustände die Komponenten eines Dubletts darstellen, d.h. das 1542 keV Niveau entspricht der Konfiguration $[633 \uparrow - 521 \downarrow]_{nn}$. Dabei ist für quantitative Überlegungen zu berücksichtigen, daß der Übergang Δ - verboten ist. Für einen $pp \rightarrow nn$ Übergang wäre die Intensität der M1 Strahlung viel zu hoch.

Auch die zum Teil vorhandenen Daten aus dem ^{168}Tm Zerfall lassen sich zwanglos mit den hier gemachten Annahmen deuten. Der $\log ft$ Wert für den einfach verbotenen β -Übergang vom $[411 \downarrow - 633 \downarrow]_{pn}$ ^{168}Tm Grundzustand zum $[633 \uparrow + 521 \downarrow]_{nn}$ Zustand bei 1094 keV läßt sich quantitativ erklären, wenn man berücksichtigt, daß dieser Zerfall zwar Ω -erlaubt, auf Grund der Auswahlregeln in den asymptotischen Quantenzahlen aber behindert ist.

Neben diesen kurzen Kommentaren zu den Zuständen negativer Parität seien auch einige Hinweise auf die Banden positiver Parität gegeben. Die β -Bande bei 1217 keV wurde in Ref. ²⁰⁾ ebenfalls erstmalig nachgewiesen. Aus den Anregungsenergien der β - und γ -Schwingungen lassen sich theoretische Vorausagen für höhere kollektive Anregungen mit Hilfe des Rotations-Vibrationsmodells von Faessler und Greiner ⁶⁸⁾ gewinnen. Möglicherweise ist der 4^+ Zustand bei 1738 keV in diesem Zusammenhang zu sehen. Die mikroskopische Theorie auf der Basis von Quadrupol- und Spin-Quadrupol-Kräften ⁷⁷⁾ sagt für etwa diese Energie eine zweite 2^+ Bande voraus, wenn man aus der γ -

⁺⁾ Einzelheiten, insbesondere quantitativer Art, siehe Ref. ²⁰⁾.

Tabelle 4

¹⁶⁸Er: Vergleich der wichtigsten experimentellen Ergebnisse mit den Voraussagen einiger theoretischer Modelle

Experiment ²⁰⁾		Theorie ^{a)} Energie (MeV)							
K ^π	Zustand	Energie (MeV)	Ref. ⁷⁸⁾ BCS	SIF	Ref. ⁷⁴⁾ SDI	POF	Ref. ⁷¹⁾ POF	Ref. ⁷⁵⁾ POF	Ref. ^{77,79)} PQS
2 ⁺	kollektiv	0.82							0.83 $\left\{ \begin{array}{l} \mathcal{H}_q = 4.6 \\ \mathcal{H}_t = 5.4 \end{array} \right.$
4 ⁻	$[633\uparrow+521\downarrow]_{nn}$	1.09	1.1						
0 ⁺	kollektiv	1.22	(1.2)						1.23 $\left\{ \begin{array}{l} \mathcal{H}_q = 5.3 \\ \mathcal{H}_t = 8.8 \end{array} \right.$
1 ⁻	$\left\{ \begin{array}{l} \text{kollektiv:} \\ [512\uparrow-633\uparrow]_{nn} \dots \end{array} \right.$	1.35	1.5	1.52	1.64	1.62	1.75	1.82	
3 ⁻	$[633\uparrow-521\downarrow]_{nn}$	1.54	1.1	1.50	1.60	1.60	1.60		
2 ⁻	kollektiv	1.57		1.95	2.00	2.03	1.95	1.87	
0 ⁻	kollektiv	1.7 - 1.8		1.79	1.65	2.22	1.8	1.78	
3 ⁻	$[521\downarrow+642\uparrow]_{nn}$	1.89	2.2						

- a) SIF = "pairing plus state-independent octupole force"
SDI = "surface delta interaction"
POF = "pairing plus octupole force"
PQS = "pairing plus quadrupole and spin-quadrupole force"

Bande bei 821 keV die Wechselwirkungskonstanten $\mathcal{K}_q = 4.6$ und $\mathcal{K}_t = 5.4$ (in Einheiten von $A^{-1/3} \hbar \omega_0$) ableitet.

Tabelle 4 gibt noch einmal einen Überblick über die wichtigsten Ergebnisse und vergleicht sie mit den Voraussagen einiger theoretischer Modelle.

3.5 Übergangskerne

3.5.1 Die neutronenreichen geraden Molybdän-Isotope

In neuerer Zeit wurden Anzeichen gefunden, daß die Niveauschemata der neutronenreichen Kerne im Massenbereich $A = 100$ bis 110 Rotationsbanden aufweisen. Die in diesem Massenbereich aus der Kernspaltung entstehenden Bruchstücke emittieren Gammaquanten, die als Übergänge zwischen Rotationszuständen gedeutet werden können (⁸⁰⁻⁸³). Dies läßt den Schluß zu, daß die Kerne in diesem Bereich im Grundzustand oder in angeregten Zuständen deformiert sind. (n, γ) -Studien an neutronenreichen Kernen um $Z \approx 44$ sind daher von großem kernphysikalischem Interesse.

Die Anregungen der neutronenreichen Molybdän-Isotope ⁹⁶Mo und ⁹⁸Mo wurden in Karlsruhe unter Verwendung hochangereicherter Proben von ⁹⁵Mo (96.17 %, $\sigma = 14.5$ b) und ⁹⁷Mo (92.8 %, $\sigma = 2.2$ b) - entsprechend Einfanganteilen von 99.81 % bzw. 94.17 % - untersucht (^{24,26}). Diese Isotope liegen in der Nachbarschaft des Gebietes vermuteter Kerndeformation und sollten, wenn die obigen Vorstellungen richtig sind, u.U. die Eigenschaften von Übergangskernen besitzen. Neben Präzisionsmessungen des Einzelspektrums mit Hilfe der Anti-Compton-Methode wurden eine planare Ge(Li) Diode für den hochenergetischen Bereich, eine Ge(Li) - Ge(Li) Koinzidenzanordnung sowie eine $\gamma\gamma$ -Winkelkorrelationsapparatur mit NaJ(Tl) Detektoren für diese Untersuchungen eingesetzt.

Abb. 15 zeigt einen Ausschnitt aus dem Anti-Compton-Spektrum der Reaktion ⁹⁵Mo (n, γ) ⁹⁶Mo. Auffälligstes Ergebnis dieser Messung ist die Existenz eines Dubletts bei 849 keV von etwa 2 keV Abstand. Daß dieses Dublett nicht zufällig ist, beweist das Auftreten weiterer dicht benachbarter Linien, so in dem dargestellten Ausschnitt u.a. die Übergänge mit den Nummern 259/260, 225/226 und 210/211, die alle den gleichen Energieabstand zeigen. Weitere Liniendubletts enthält das Spektrum bei niedrigeren und höheren Energien. Die Schlußfolgerung kann nur sein, daß im Termschema des ⁹⁶Mo

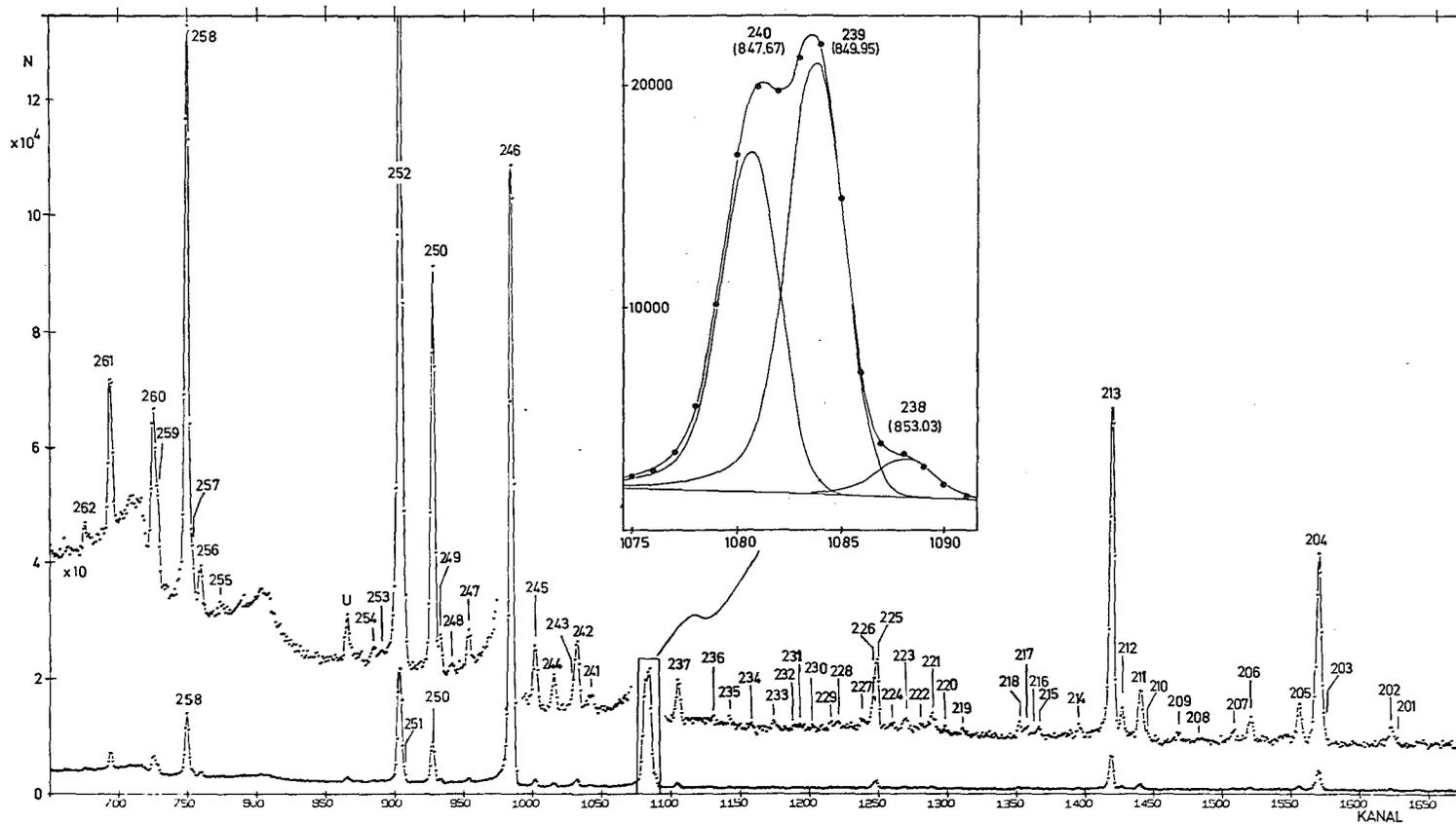


Abb.15 Ausschnitt aus dem Anti-Compton-Spektrum der Reaktion ^{95}Mo (n,γ) ^{96}Mo . Energiebereich von 550 bis 1250 keV. Die Analyse des Triplets bei 850 keV ist gesondert dargestellt (Energien in Klammern). Die Linien sind durchnummeriert. Nach Heck et al.²⁴).

zwei dicht benachbarte Niveaus existieren. Wegen der hohen Intensität der Übergänge bei 849 keV muß dieses Dublett bei niedriger Anregungsenergie auftreten. Anwendung des Kombinationsprinzips lieferte einen vierten Zustand im Bereich des Zwei-Phononen-Tripletts, der nur etwa 2 keV von dem schon früher aus Messungen des ^{96}Nb und ^{96}Tc Zerfalls bekannten 4^+ Niveau bei 1628 keV entfernt liegt. Koinzidenzmessungen bestätigten für einige der Linien die Einordnung nach dem Kombinationsprinzip. Das komplette Termschema, wie es sich aus den Messungen ableitet, ist in Abb. 16 wiedergegeben.

Von den Winkelkorrelationsuntersuchungen ist das Ergebnis für die (848 + 850) - 778 keV Kaskade von besonderem Interesse. Wegen der geringen Energiedifferenz lassen sich die 848 keV und 850 keV Linien in der Winkelkorrelationsmessung nicht auflösen. Es ist daher erklärlich, daß in der parametrischen Darstellung der A_2 , A_4 Koeffizienten (Abb. 17) die Ellipsen aller möglichen Spinfolgen $J - 2 - 0$ ($J = 1, 2, 3, 4$) außerhalb der experimentellen Fehlergrenzen liegen. Da aus dem Anti-Compton-Spektrum das Intensitätsverhältnis der beiden Linien genau bekannt ist, kann mit der bekannten Zuordnung $J^\pi = 4^+$ für den 1628 keV Zustand und der plausiblen Annahme, daß dessen Abregung eine reine Quadrupolstrahlung ist, der Beitrag der 850 - 778 keV Kaskade zu der gemeinsamen Winkelverteilung eliminiert werden. Nach Durchführung dieser Korrektur ergibt sich für die 848 - 778 keV Kaskade eindeutig die Spinfolge $2 - 2 - 0$ mit einem Quadrupolanteil von 52 % für den 848 keV Übergang (vgl. Abb. 17). Aus Überlegungen zu Übergangswahrscheinlichkeiten für die Übergänge von und zu dem 1626 keV Niveau folgt für diesen Zustand positive Parität.

Die Argumentation im Zusammenhang mit dem 1626 keV Niveau wurde hier aus zwei Gründen ausführlicher dargestellt: Einmal ist die Existenz dieses Zustands - wie weiter unten ersichtlich wird - von großer physikalischer Bedeutung, zum anderen dokumentiert sie, in welcher idealen Weise sich die Meßmethoden gegenseitig ergänzen.

Wie Abb. 16 zeigt, konnten für eine große Anzahl weiterer Niveaus Spins, Paritäten und Abregungsmechanismus ermittelt werden. In ähnlicher Weise wurde auch ein detailliertes Niveauschema für ^{98}Mo erstellt (26).

Auf eine Analyse der Anregungszustände im Rahmen des Schalenmodells soll hier unter Hinweis auf die ausführlichen Diskussionen in den Originalarbeiten ^{24,26)} verzichtet werden. Unter dem Gesichtspunkt weiterführender Überlegungen zum Kollektivmodell zeigen diese Arbeiten jedoch besonders interessante Aspekte auf, so daß diese Vorstellungen hier kurz skizziert werden sollen.

Dazu sind in Abb. 18 die Anregungszustände von ⁹⁶Mo zu "Quasi-Banden" zusammengefaßt. Mit eingezeichnet sind die entsprechenden Zustände von ⁹⁸Mo sowie die entarteten Phononenzustände des Vibrationsmodells in harmonischer Näherung. Die Verwandtschaftsbeziehungen der Bandenzustände mit den Vibrationszuständen sind durch gestrichelte Verbindungslinien angedeutet. In ⁹⁶Mo werden der erste 2^+ Zustand bei 778 keV, der erste 4^+ Zustand bei 1628 keV und der Zustand bei 2755 keV, der wahrscheinlich den Spin 6^+ besitzt, als Mitglieder der Grundzustandsbande angesehen. Diese Bande entwickelt sich beim Übergang vom Vibrator zum Rotator aus denjenigen Zuständen jedes Phononmultipletts, die die höchsten Spinwerte besitzen. Das 0^+ Niveau bei 1148 keV wird als Bandenkopf der Quasi- β -Vibrationsbande interpretiert. Weitere Mitglieder sind möglicherweise der 2^+ Zustand bei 1498 keV und der 4^+ Zustand bei 2219 keV. Aus anderen Niveaus kann eine Quasi- γ -Vibrationsbande aufgebaut werden: Das weiter oben diskutierte "überzählige" 2^+ Niveau bei 1626 keV übernimmt in diesem Bild die Rolle des Bandenkopfes. Die folgenden Zustände mit $J^\pi = 4^+$ bei 1870 keV und $J^\pi = 3^+$ bei 1978 keV sind in der Termfolge vertauscht, was durchaus bei einem wenig ausgeprägten Rotationsspektrum möglich ist, da beide Zustände aus dem Phononenzustand $N = 3$ hervorgehen. Ergänzt wird diese Bande durch Niveaus bei 2438 keV (5^+) und 2441 keV (6^+), deren geringer Energieabstand durch den gemeinsamen Ursprung aus dem $N = 4$ Phononenzustand erklärt wird. In dieser Interpretation können bis zu 2.45 MeV Anregungsenergie mit Ausnahme der beiden Zustände bei 2096 keV und 2426 keV alle Niveaus positiver Parität gedeutet werden. In ähnlicher Weise lassen sich auch in ⁹⁸Mo bis 2.42 MeV die Anregungen in solche Quasibanden einordnen.

Das hier dargestellte Bild erfährt eine starke Stütze durch ein von Gneuss, Mosel und Greiner ⁸⁴⁾ entwickeltes Modell, das alle Arten von Kernen - sowohl sphärische Kerne mit harmonischen und anharmonischen Vibrationen als auch symmetrisch und asymmetrisch deformierte Rotationskerne - in einer einheitlichen Weise beschreibt und sich daher besonders für die Beschrei-

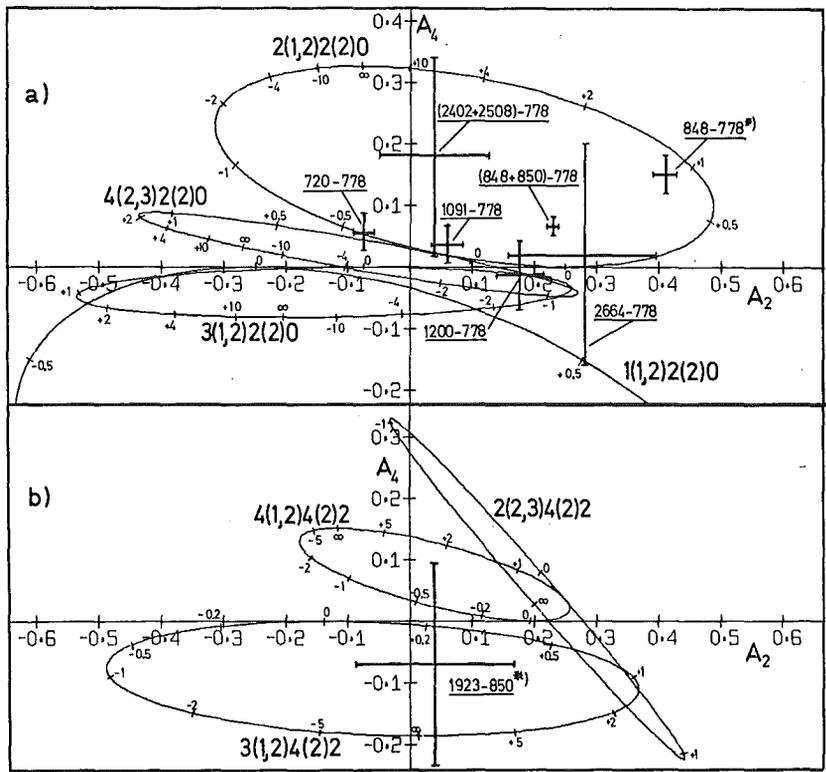


Abb.17 Parametrische Darstellung der A_2, A_4 Koeffizienten für $\gamma\gamma$ -Winkelkorrelationen aus der Reaktion $^{95}\text{Mo} (n, \gamma) ^{96}\text{Mo}$ (nach Heck et al.²⁴)).

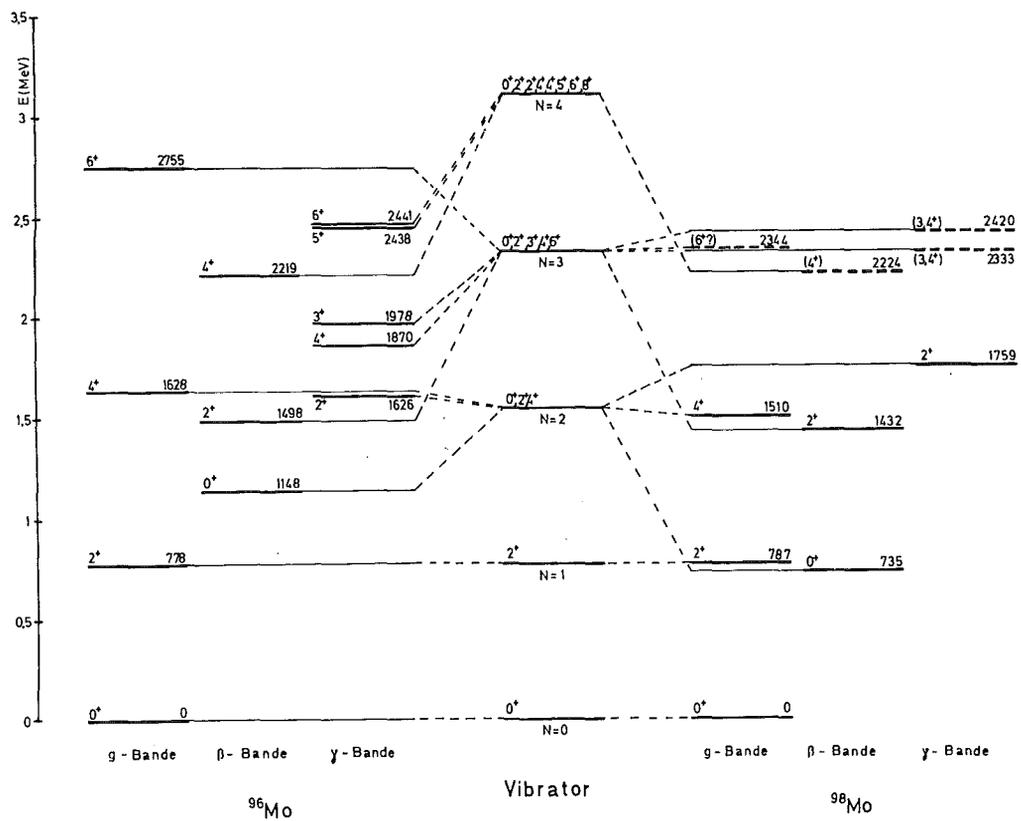


Abb.18 Zerlegung der Termschemata von ^{96}Mo und ^{98}Mo in "Quasibanden" (nach Heck et al.^{24,26})).

bung des Übergangsgebiets zwischen sphärischen und deformierten Kernen eignet. Hierbei charakterisiert die Potentialfläche als Funktion des Deformationsparameters β und des Gestaltspparameters γ die möglichen Formen der Kernoberfläche und deren kollektive Anregungen. In der Tat treten in diesem Modell Quasibanden der hier beschriebenen Art auf.

Wir sehen aus Abb. 18, daß die schwereren Molybdän-Isotope Ansätze zur Ausbildung von Rotationsstrukturen zeigen. Die starke Abweichung vom $J(J+1)$ Gesetz weist darauf hin, daß die Entwicklung der Vibrationszustände in Rotationsbanden gemäß Ref. ⁸⁴⁾ noch nicht sehr weit fortgeschritten ist. So beträgt in der Grundzustandsbande des ⁹⁶Mo das Verhältnis der Energien der 4^+ und 2^+ Zustände etwa 2,1 anstelle des für eine reine Rotationsbande erwarteten Wertes von 3,33. Auch die Rotationskonstante $A = E/J(J+1)$ zeigt mit etwa 130 keV einen relativ hohen Wert. Das Trägheitsmoment muß also klein sein und die Deformation ist wenig ausgeprägt.

Bemerkenswert ist die sehr tiefe Lage der 0^+ Banden. Eine mögliche Erklärung hierfür kann eine Potentialfläche in der $\beta\gamma$ Ebene liefern, die ein sehr tiefes zweites Minimum aufweist. Auch ein nahezu kastenförmiges Potential führt zu einem starken Absinken der 0^+ Banden. Im Grenzfall eines Rechteckpotentials ohne abgerundete Ecken erreicht der erste $J^\pi = 0^+$ Zustand die 0,85 fache Energie des ersten 2^+ Zustandes ⁸⁵⁾. Eine weitergehende Analyse der Termschemata durch einen quantitativen Vergleich von theoretischen und experimentellen Übergangswahrscheinlichkeiten wäre von großer Bedeutung für die Überprüfung der hier skizzierten Vorstellungen.

Die Interpretation der Molybdän-Isotope ⁹⁶Mo und ⁹⁸Mo als Übergangskerne wird zusätzlich erhärtet durch eine Systematik der geraden Molybdän-Isotope, die auch leichtere und schwerere Isotope einschließt (Abb. 19). Von Interesse sind hier insbesondere die neutronenreichen Kerne ¹⁰²Mo, ¹⁰⁴Mo und ¹⁰⁶Mo, die bereits ausgeprägte Grundzustandsrotationsbanden zeigen. Die Information über diese Kerne stammt aus der Beobachtung der Gammaemission von primären Fragmenten aus der Kernspaltung. Solche Experimente wurden im Lawrence Radiation Laboratory von Cheifetz et al. ⁸³⁾ an der spontanen Spaltung von ²⁵²Cf und im Kernforschungszentrum Karlsruhe von Horsch und Michaelis ^{80,81)} an der neutroneninduzierten Spaltung von ²³⁵U durchgeführt. Auch Konversionselektronenuntersuchungen an primären Spaltfrag-

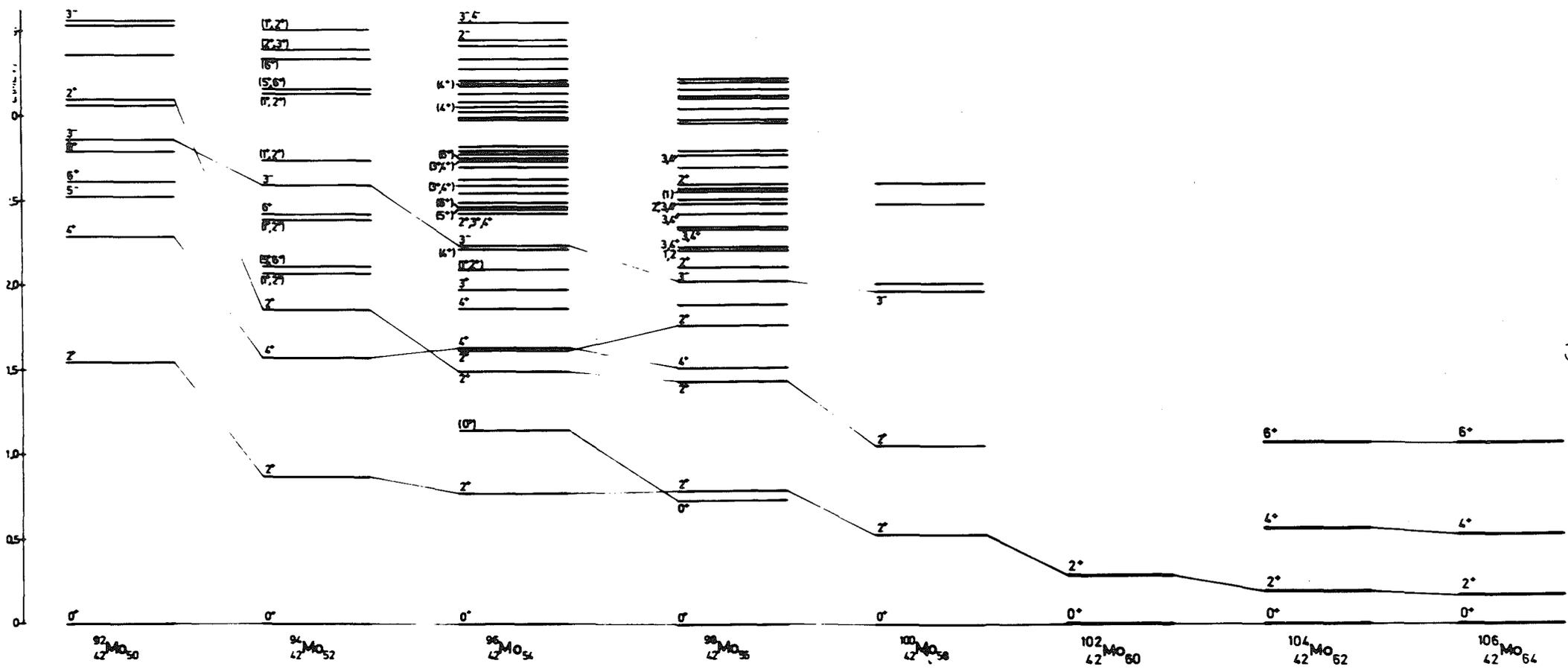


Abb.19 Experimentelle Termschemata der geraden Molybdän-Isotope (nach Heck et al.²⁶)).

menten deuten auf die Existenz deformierter Kerne in diesem Massenbereich ^{86,87}).

3.5.2 Die doppelt-ungeraden Europium-Isotope

Die Kerne ¹⁵²Eu und ¹⁵⁴Eu gehören ebenfalls zu den Übergangskernen. In ¹⁵²Gd tritt der erste 2^+ Zustand bei 344 keV auf und das Energieverhältnis $E(4_1^+)/E(2_1^+)$ beträgt 2.2. ¹⁵²Gd zeigt damit in etwa die Eigenschaften eines Vibrationskerns. Auf der anderen Seite besitzt der isobare Kern ¹⁵²Sm eine deutliche Rotationsstruktur mit $E(4_1^+)/E(2_1^+) = 3$ und $E(2_1^+) = 122$ keV. Man kann daher damit rechnen, daß ¹⁵²Eu und möglicherweise auch ¹⁵⁴Eu sowohl deformierte als auch sphärische Zustände aufweisen. Beide Isotope sind also kernphysikalisch von großem Interesse.

Theoretische Voraussagen für solche Kerne sind äußerst schwierig und auch das experimentelle Material reicht für Aussagen über die Termstruktur bei weitem noch nicht aus. Die Ursache hierfür liegt vor allem in dem außerordentlich komplexen Anregungsspektrum, das erfolgreichen Experimenten mit Teilchenreaktionen entgegensteht. Hinzukommt, daß beide Isotope als doppelt-ungerade Kerne nicht über den radioaktiven Zerfall untersucht werden können. Da ¹⁵¹Eu und ¹⁵³Eu mit 8800 b bzw. 390 b relativ günstige Einfangquerschnitte für thermische Neutronen besitzen, bietet sich die (n,γ)-Reaktion als Untersuchungsmethode an. Wegen der extrem hohen Liniendichte eignen sich für einen ersten Schritt, nämlich die genaue Ausmessung des Einzelspektrums, nur leistungsfähige Kristall- und Anti-Compton-Spektrometer. Voraussetzung ist zudem die Verwendung hochangereicherter Proben.

Vom Verfasser wurden mit Hilfe der Anti-Compton-Methode die Empfangspektren beider Isotope gemessen ^{23,27}). Dabei standen Targets mit Anreicherungsgraden von 96.83 % und 98.76 % für ¹⁵¹Eu bzw. ¹⁵³Eu zur Verfügung. Im ersten Fall ergab die Spektrumsanalyse im Energiebereich von 150 keV bis 880 keV 273 aufgelöste Gammalinien, im zweiten Fall konnten zwischen 140 keV und 840 keV 303 Linien nachgewiesen werden. Dabei betrug im unteren Energiebereich der mittlere Linienabstand jeweils nur etwa 1.5 keV. Einen Ausschnitt aus dem Anti-Compton-Spektrum der Reaktion ¹⁵¹Eu (n,γ) ¹⁵²Eu zeigt Abb. 20. Es muß davon ausgegangen werden, daß viele der aufgelösten Peaks selbst wieder nichtaufgelöste Dubletts oder Multipletts darstellen, so daß die ermittelte Energie dem Schwerpunkt dieser Komponenten und die Intensität deren Gesamtintensität entsprechen. Dieser Sachverhalt wird

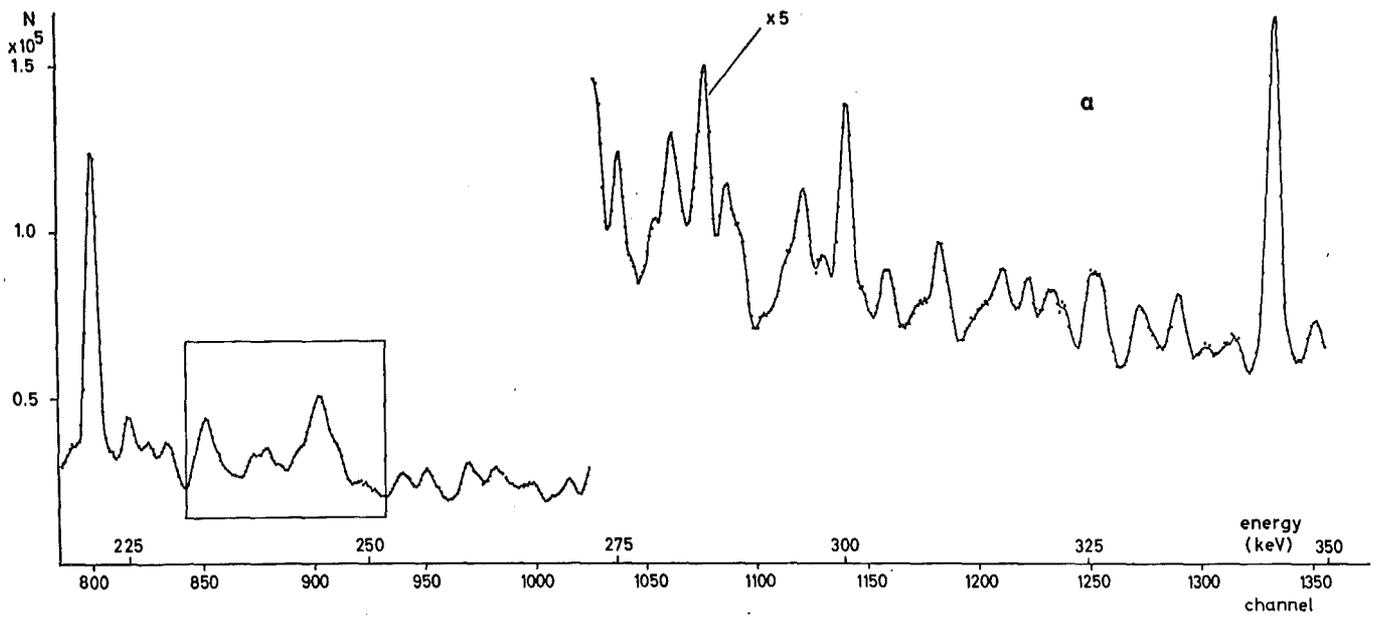
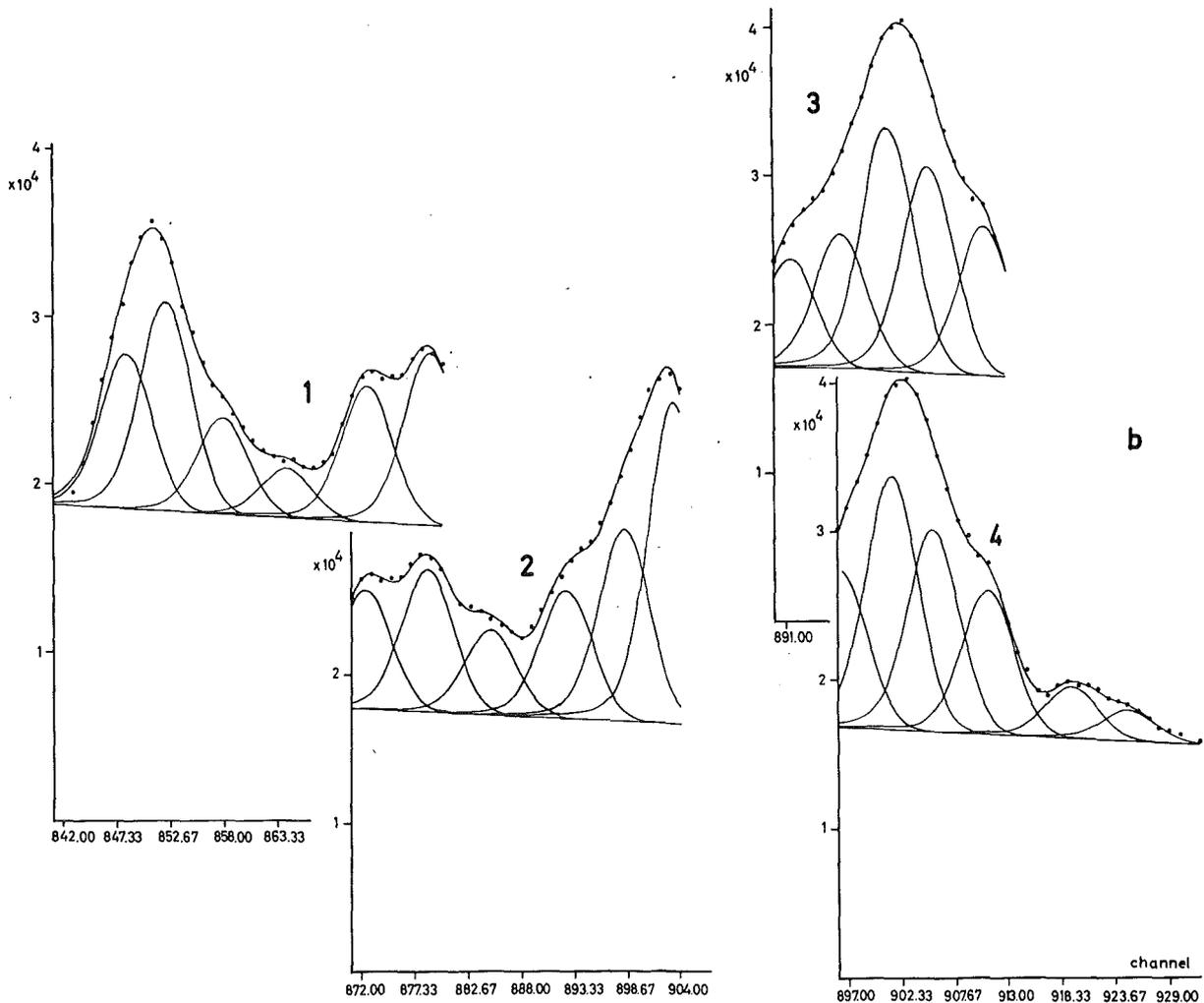


Abb.20 Neutroneneinfang in ^{151}Eu . a) Ausschnitt aus dem Anti-Compton-Spektrum. b) Computer-Analyse des Fensters in a. Nach Michaelis²³⁾.



durch Kristallspektromettermessungen ^{88,89)} unterstrichen, die allein im Energiebereich von 20 keV bis 300 keV etwa 2000 Gammalinien identifizieren konnten. Zwischen 100 und 200 keV erreichte dabei die Liniendichte etwa Werte von 10 Linien pro keV.

Liniendichten dieser Größenordnung machen die Konstruktion eines Termschemas mit Hilfe des Ritz'schen Kombinationsprinzips unmöglich. Ist n die Zahl der Gammalinien im Energieintervall E und ΔE der mittlere Energiefehler, so läßt sich die Zahl der zufälligen Kombinationen zu etwa

$$N_z \approx n^3 \Delta E/E \quad (2)$$

abschätzen. Anwendung der Gl. (2) auf die Resultate der Anti-Compton-Spektrometer-Messungen würde nahezu 10^4 zufällige Kombinationen ergeben. Zusätzliche Informationen, insbesondere aus Koinzidenzmessungen und Untersuchungen der Konversionselektronenspektren, sind daher für die Konstruktion zuverlässiger Termschemata unerläßlich. Da naturgemäß auch aus diesen Techniken Daten nur mit großen Schwierigkeiten zu erhalten sind, stehen die Bemühungen um die Erstellung eines Niveauschemas für ¹⁵²Eu erst am Anfang ⁹⁰⁾ und umfassen bisher ausschließlich Übergänge unterhalb 250 keV. Für ¹⁵⁴Eu liegen überhaupt noch keine Ansätze vor.

4. Zusammenfassung

Die Entwicklung Lithium-gedrifteter Germaniumdetektoren brachte wohl den bedeutendsten Durchbruch in der Experimentiertechnik der (n,γ) -Spektroskopie. Durch Verwendung der Zähler in einer optimalisierten Antikoinzidenzanordnung läßt sich der Compton-Effekt in den Einfangspektren wirkungsvoll unterdrücken. Auf diese Weise wird ein Instrument geschaffen, das bei hohen Einfangquerschnitten oberhalb 1 oder 1.5 MeV, bei kleinen und mittleren Querschnitten schon ab 500 keV allen anderen Spektrometern in Bezug auf Auflösung, Präzision und Empfindlichkeit überlegen ist.

Um das Potential der Anti-Compton-Methode voll auszuschöpfen, müssen verschiedene experimentelle Voraussetzungen erfüllt werden. Im Vordergrund stehen dabei die Optimierung des Peak-zu-Untergrund-Verhältnisses im Hinblick auf die speziellen Eigenschaften der (n,γ) -Spektren, die Stabilisierung der Spektren über längere Meßintervalle mit Instabilitäten <10 ppm, die Analyse der Impulshöhenverteilungen mit einem analytischen Ansatz für

die Linienform, die Durchführung einer Nichtlinearitätskorrektur mit Genauigkeiten von etwa 50 eV oder besser sowie die optimale Wahl des Meßablaufs einschließlich Eichverfahren.

In der Energiebestimmung lassen sich Genauigkeiten von etwa 50 eV erreichen. Die Methode erlaubt die Anwendung des Ritz'schen Kombinationsprinzips bis zu Anregungsenergien von 4 oder 5 MeV. Pro Einzelspektrum können bis zu 300 und mehr Gammalinien nachgewiesen werden. Der Intensitätsbereich erstreckt sich dabei über mehr als vier Größenordnungen. Die erreichbaren Genauigkeiten in der Intensitätsbestimmung liegen bei $\pm 3\%$.

Die Anti-Compton-Methode kann mit großem Erfolg zur Aufklärung von Kernstrukturproblemen eingesetzt werden. An Hand einiger Beispiele aus verschiedenen Massenbereichen wurde die Leistungsfähigkeit des Verfahrens aufgezeigt. Je nach Massenzahl, Kerngestalt und Anzahl der ungepaarten Nukleonen im Produktkern weisen die Neutroneneinfangspektren unterschiedliche Struktur und Komplexität auf. Entsprechend steht die Anti-Compton-Spektroskopie teils gleichgewichtig neben anderen Meßmethoden und ergänzt diese, teils liefert sie den überwiegenden und entscheidenden Teil der spektroskopischen Information. Um die Bedeutung des Verfahrens für die Lösung der jeweiligen Kernstrukturprobleme ersichtlich zu machen, wurden die physikalischen Gesichtspunkte und ihr Zusammenhang mit den Meßergebnissen näher dargestellt. Im Vordergrund standen dabei Schalenmodellkonfigurationen in sphärischen Kernen, Konfigurationsmischungen und Zwei-Quasiteilchen-Zustände in deformierten Kernen sowie die Termstruktur der Übergangskerne. Es wurde gezeigt, daß die experimentellen Daten detaillierte Aussagen über die Eigenschaften der Anregungszustände gestatten. Ein Vergleich mit den Modellvorstellungen der Theorie wurde daher in die Diskussion eingeschlossen.

5. Literaturverzeichnis

- 1) L.V. Groshev, A.M. Demidov, V.N. Lutsenko und V.I. Pelekhov, *Atomn. Energ. (USSR)* 4 (1958); Atlas of gamma-ray spectra from radiative capture of thermal neutrons (Pergamon Press, London, 1959).
- 2) O.W.B. Schult, U. Gruber und B.P. Maier, *Kerntechnik* 7 (1965) 101.
- 3) G.T. Ewan und A.J. Tavendale, *Can.J.Phys.* 42 (1964) 2286.
- 4) C. Weitkamp, W. Michaelis, H. Schmidt, U. Fanger und G. Markus in M. Nève de Mévergnies, P. Van Assche und J. Vervier (Hrsg.), *Nuclear Structure Study with Neutrons, Proc. Int. Conf., Antwerp 1965, Paper 63* (North-Holland Publ. Comp. Amsterdam, 1966).
- 5) G. Markus, W. Michaelis, H. Schmidt und C. Weitkamp, Paper 52 in M. Nève de Mévergnies et al., vgl. Ref. ⁴).
- 6) H. Schmidt, G. Markus, W. Michaelis und C. Weitkamp, Paper 55 in M. Nève de Mévergnies et al., vgl. Ref. ⁴).
- 7) C. Weitkamp, W. Michaelis, H. Schmidt und U. Fanger, *Z. Physik* 192 (1966) 423.
- 8) H. Schmidt, W. Michaelis, C. Weitkamp und G. Markus, *Z. Physik* 194 (1966) 373.
- 9) W. Michaelis und H. Schmidt, IAEA Panal Meeting "Use of lithium-drifted germanium gamma-ray detectors for research in nuclear physics", Wien 1966; KFK 429 (1966).
- 10) W. Michaelis und H. Küpfer, *Nucl. Instr. and Meth.* 56 (1967) 181.
- 11) U. Fanger, G. Markus, W. Michaelis, H. Ottmar und H. Schmidt, *Proc. Int. Conf. Nuclear Structure, Tokyo 1967; KFK 616* (1967).
- 12) G. Markus, W. Michaelis, H. Schmidt und C. Weitkamp, *Zeitschrift für Physik* 206 (1967) 84.
- 13) W. Michaelis, F. Weller, H. Schmidt, G. Markus und U. Fanger, *Nucl. Phys.* A 119 (1968) 609.
- 14) U. Fanger, W. Michaelis, H. Schmidt und H. Ottmar, *Nucl. Phys.* A 128 (1969) 641.
- 15) D. Heck, W. Michaelis, H. Ottmar und H. Schmidt, *Neutron capture gamma-ray spectroscopy, Proc. Int. Symp. Studsvik, IAEA 1969, p. 309.*

- 16) U. Fanger, R. Gaeta, W. Michaelis, H. Ottmar und H. Schmidt, Neutron capture gamma-ray spectroscopy, Proc. Int. Symp. Studsvik, IAEA 1969, p. 273.
- 17) H. Ottmar, N.M. Ahmed, U. Fanger, D. Heck, W. Michaelis und H. Schmidt, Neutron capture gamma-ray spectroscopy, Proc. Int. Symp. Studsvik, IAEA 1969, p. 289.
- 18) W. Michaelis, F. Weller, H. Ottmar, U. Fanger, R. Gaeta und H. Schmidt, Neutron capture gamma-ray spectroscopy, Proc. Int. Symp. Studsvik, IAEA 1969, p. 469.
- 19) W. Michaelis, F. Weller, U. Fanger, R. Gaeta, G. Markus, H. Ottmar und H. Schmidt, Nucl. Phys. A 143 (1970) 225.
- 20) W. Michaelis, H. Ottmar und F. Weller, Nucl. Phys. A 150 (1970) 161.
- 21) U. Fanger, D. Heck, W. Michaelis, H. Ottmar, H. Schmidt und R. Gaeta, Nucl. Phys. A 146 (1970) 549.
- 22) W. Michaelis, IAEA Study Group Meeting on Research Reactor Utilization, Technical Report IAEA-124 (Vol. 1), 1970; KFK 1197 (1970).
- 23) W. Michaelis, Nucl. Phys. A 155 (1970) 21.
- 24) D. Heck, N. Ahmed, U. Fanger, W. Michaelis, H. Ottmar und H. Schmidt, Nucl. Phys. A 159 (1970) 49.
- 25) H. Ottmar, N.M. Ahmed, U. Fanger, D. Heck, W. Michaelis und H. Schmidt, Nucl. Phys. A 164 (1971) 69.
- 26) D. Heck, U. Fanger, W. Michaelis, H. Ottmar und H. Schmidt, Nucl. Phys. A 165 (1971) 327.
- 27) W. Michaelis, Nucl. Phys. (im Druck).
- 28) U. Tamm, W. Michaelis und P. Coussieu, Nucl. Instr. and Meth. 48 (1967) 301.
- 29) F. Horsch, O. Meyer und W. Michaelis, Proc. Int. Symp. on Nuclear Electronics, Versailles, Sept. 1968; KFK 778 (1968).
- 30) W. Michaelis und F. Horsch, Neutron capture gamma-ray spectroscopy, Proc. Int. Symp. Studsvik, IAEA 1969, p. 35.
- 31) W. Michaelis, U. Fanger und D. Heck, Externer Bericht KFK 1/70-1.
- 32) D. Heck und U. Fanger, KFK 1604 (1972).

- 33) D. Heck, private Mitteilung.
- 34) J. Kantele und P. Suominen, Nucl. Instr. and Meth. 41 (1966) 41.
- 35) V.J. Orphan und N.C. Rasmussen, Nucl. Instr. and Meth. 48 (1967) 282.
- 36) Compendium of thermal neutron capture γ -ray measurements, Nuclear Data, Section A, 3 (1967) 367; 5 (1968) 1; 5 (1969) 243.
- 37) V. Haase, KFK 730 (1968).
- 38) J. Legrand, J.P. Boulanger und J.P. Brethon, Nucl. Phys. A 107 (1968) 177.
- 39) W.W. Black und R.L. Heath, Nucl. Phys. A 90 (1967) 650.
- 40) J.B. Bellicard und A. Moussa, Compt. Rend. 241 (1955) 1202.
- 41) J.B. Marion, Nuclear Data A 4 (1968) 301.
- 42) U. Tamm, KFK 509 (1967).
- 43) R.K. Mohindra und D.M. Van Patter, Phys. Rev. 139 B (1965) 274.
- 44) H.W. Brock, Phys. Rev. 130 (1963) 1914.
- 45) A.K. Kerman und C.M. Shakin, Phys. Lett. 1 (1962) 151.
- 46) N. Auerbach, Phys. Rev. 163 (1967) 1203.
- 47) S. Cohen, R.D. Lawson, M.H. Macfarlane, S.P. Pandya und Michitoshi Soga, Phys. Rev. 160 (1967) 903.
- 48) J.B. Mc Grory, Phys. Lett. 26 B (1968) 604.
- 49) H. Frauenfelder, N. Levine, A. Rossi und S. Singer, Phys. Rev. 103 (1956) 352.
- 50) N. Levine, H. Frauenfelder und A. Rossi, Z. Phys. 151 (1958) 241.
- 51) D. Mac Arthur, R. Goodman, A. Artna und M.W. Johns, Nucl. Phys. 38 (1962) 106.
- 52) S. Malmskog, Nucl. Phys. 51 (1964) 690.
- 53) J.C. Ritter, R.E. Larson und J.I. Hoover, Nucl. Phys. A 110 (1968) 463.
- 54) K.W. Dolan, D.K. Mc Daniels und D.O. Wells, Phys. Rev. 148 (1966) 1151.
- 55) H. Schmidt, W. Michaelis und U. Fanger, Nucl. Phys. A 136 (1969) 122.
- 56) N.C. Singhal, A.V. Ramayya, J.H. Hamilton und S. Raman, Z. Physik 245 (1971) 50.

- 57) S.T. Belyaev und V.G. Zelevinskii, *Izv. Akad. Nauk SSSR (ser. fiz.)* 28 (1964) 127; *Bull. Acad. Sci. USSR (phys. ser.)* 28 (1964) 121.
- 58) D.M. Brink, ANL - 6797 (1963).
- 59) P. Leal Ferreira, J.A. Castilho Alcaràs und V.C. Alguilera, *Phys. Rev.* 136 (1964) B 1243.
- 60) R.R. Chasman, *Nucl. Phys.* 89 (1966) 11.
- 61) D.R. Bès und Cho Yi-Chung, *Nucl. Phys.* 86 (1966) 581.
- 62) V.G. Soloviev, P. Vogel und G. Jungklausen, *Rep. JINR E 4 - 3051* (1966).
- 63) F. Weller, *Fortschritte der Physik* 19 (1971) 201.
- 64) A. Faessler, *Nucl. Phys.* 59 (1964) 177.
- 65) A. Faessler, *Nucl. Phys.* 85 (1966) 679.
- 66) S.G. Nilsson, *Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk.* 29, No 16 (1955).
- 67) A. Faessler und W. Greiner, *Z. Phys.* 177 (1964) 190.
- 68) A. Faessler, W. Greiner und R.K. Sheline, *Nucl. Phys.* 70 (1965) 33.
- 69) H.R. Koch, *Z. Phys.* 192 (1966) 142.
- 70) L. Broman, S. Hellblom, B. Liljenfors und K.C. Tripathi, *Report LFF - 28* (1967).
- 71) V.G. Soloviev, P. Vogel und A.A. Korneichuk, *Bull. Acad. Sci. USSR (phys. ser.)* 28 (1964) 1495.
- 72) N.I. Pyatov und V.G. Soloviev, *Bull. Acad. Sci. USSR (phys. ser.)* 28 (1964) 1512.
- 73) A. Faessler und A. Plastino, *Nucl. Phys.* A 94 (1967) 580.
- 74) A. Faessler und A. Plastino, *Nucl. Phys.* A 116 (1968) 129.
- 75) S.I. Fedotov, V.G. Soloviev und L.A. Malov, *Int. Conf. on properties of nuclear states, Montreal, August, 1969.*
- 76) K. Neergård und P. Vogel, *Phys. Lett.* 30 B (1969) 75.
- 77) N.I. Pyatov und M.I. Chernei, *Bull. Acad. Sci. USSR (phys. ser.)* 31 (1967) 1729.
- 78) C.J. Gallagher, Jr. und V.G. Soloviev, *Mat. Fys. Skr. Dan. Vid. Selsk.* 2 (1962) No. 2.

- 79) K.M. Zheleznova, N.I. Pyatov und M.I. Chernei, Bull. Acad. Sci. USSR (phys. ser.) 31 (1967) 546.
- 80) F. Horsch und W. Michaelis, Proc. Int. Conf. on physics and chemistry of fission (IAEA, Vienna, 1969) p. 527.
- 81) F. Horsch, Dissertation Universität Karlsruhe (1970).
- 82) G. Zicha, K.E.G. Löbner, P. Maier-Komor, J. Maul und P. Kienle, Contrib. Int. Conf. on properties of nuclear states, Montreal, Canada (Les Presses de l' Université de Montreal, 1969) p. 83.
- 83) E. Cheifetz, R.C. Jared, S.G. Thompson und J.B. Wilhelmy, Phys. Rev. Lett. 25 (1970) 38.
- 84) G. Gneuss, U. Mosel und W. Greiner, Phys. Lett. 31 B (1970) 269.
- 85) A. Kamlah, persönliche Mitteilung.
- 86) R.L. Watson, UCRL - 16798.
- 87) D. Hofmann, Dissertation Universität Frankfurt (1973).
- 88) H.R. Koch, H.A. Baader, D. Breitig, K. Mühlbauer, U. Gruber, B.P.K. Maier und O.W.B. Schult, Neutron capture gamma-ray spectroscopy, Proc. Int. Symp. Studsvik, IAEA 1969, p. 65.
- 89) K. Mühlbauer, Dissertation Technische Universität München (1969).
- 90) Annual Report 1971, Institut für Kernphysik und Institut für Neutronenphysik, KFA Jülich, p. 176.