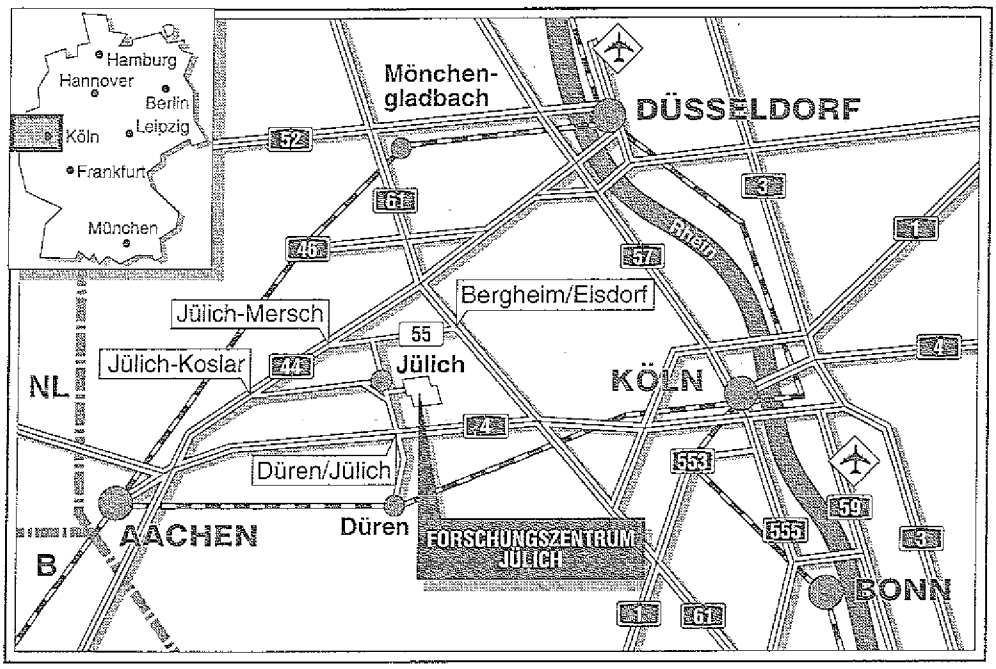
FORSCHUNGSZENTRUM JÜLICH GmbH

Institut für Kernphysik

Superdeformation in ^{144,145}Gd und Ansprechverhalten von CLUSTER-Detektoren in der Hochspinspektroskopie

Stephan Utzelmann



Berichte des Forschungszentrums Jülich ; 2749
ISSN 0366-0885
Institut für Kernphysik Jül-2749

Zu beziehen durch: Forschungszentrum Jülich GmbH · Zentralbibliothek
Postfach 1913 · D-5170 Jülich · Bundesrepublik Deutschland
Telefon: 02461/61-6102 · Telefax: 02461/61-6103 · Telex: 833556-70 kfa d

Superdeformation in ^{144,145}Gd und Ansprechverhalten von CLUSTER-Detektoren in der Hochspinspektroskopie

Stephan Utzelmann

Abstract

Four experiments were made to search for superdeformation in ^{144,145}Gd. The high-spin states in these nuclei were populated with the ^{108,110}Pd(^{40}Ar,xn)^{144,145}Gd reaction. The ^{40}Ar-beam was supplied by the heavy-ion accelerator VICKSI at the Hahn-Meitner-Institute, Berlin. The γ-radiation was measured with the γ-spectrometer OSIRIS, consisting of 12 anti-Compton spectrometers and an inner ball of 48 BGO scintillators, acting as sum-energy and γ-multiplicity filter. For each nucleus two different experiments were carried out. In the first experiment a thin target was used, while a target backed by a layer of ^{197}Au was used in the second experiment for each nucleus.

^{144}Gd: Analyzing the first experiment information on two superdeformed bands was obtained. From the experiment with the backed target the level scheme of the normal-deformed states in ^{144}Gd up to $I^{\pi} = 28^{+}$ was built up. One of the superdeformed bands was assigned to ^{144}Gd by analyzing coincidences between transitions of the superdeformed band and γ-rays placed in the newly established level scheme.

^{145}Gd: Information on two superdeformed bands was obtained from the thin target experiment. By analyzing coincidences between transitions in the known level scheme and the superdeformed bands one of the newly found superdeformed bands was assigned to ^{145}Gd. Due to statistics the thick target experiment gave no further information.

The EUROBALL Collaboration is designing a 4π-detector array for high-precision γ-ray spectroscopy. EUROBALL III, the third phase of the project, consists of different types of Ge detectors. To find the best solution each detector as well as the whole array has to be optimized. The CLUSTER detector is a segmented detector consisting of seven encapsulated Ge detectors of hexagonal shape. In order to optimize the detector, it is required to surround the Ge detectors by BGO scintillators which act as escape suppressor. The γ-ray spectra can be cleaned considerably with this method by removing a large fraction of the background events for which the γ-ray was Compton-scattered out of the Ge detectors into the surrounding BGO scintillators. In high-spin γ-ray spectroscopy with a γ-multiplicity $M_{\gamma} \approx 30$ the placement of BGO scintillators behind the Ge detectors can also have a harmful effect as the probability to detect a second γ-ray entering the solid angle of the Ge detectors is increased. In this way valid photo events may be suppressed. Calculations of detection probabilities show that the improvement of the quality of the γ-ray spectra outweighs by far the disadvantage.

Inhaltsverzeichnis

Kapitel 1

Einleitung

In den letzten Jahren sind viele neue Erkenntnisse über die Eigenschaften von Kernen gewonnen worden. Durch den Bau von Schwerionenbeschleunigern sind Schwerionenreaktionen möglich geworden, bei denen u. a. instabile, nicht natürlich vorkommende Nuklide erzeugt werden, die durch Teilchenemission und γ–Strahlung ihre hohe Anregungsenergie abgeben. Die Messung der emittierten γ–Strahlung mit Hilfe neuer Multidetektorspektrometer eröffnet die Möglichkeit zu detaillierter Analyse und tiefem Verständnis der Eigenschaften der Anregungszustände.

Besonderes Interesse gilt den Gestaltsänderungen der Kerne bei hohen Drehimpulsen. Durch Compoundkernreaktionen lassen sich diese hochangeregten Energiezustände bevölkern, wobei auf den bei der Reaktion entstehenden Kern typischerweise Drehimpulse von bis zu $\approx 70\hbar$ übertragen werden. Durch die schnelle Rotation tritt eine Gestaltsänderung des Kernes auf, die unter Einwirkung der Zentrifugalkraft zu immer größerer Deformation führt. Bei genügend hohen Drehimpulsen kann der Kern schließlich superdeformiert oder gar hyperdeformiert werden, und bei noch höheren Drehimpulsen wird die Spaltbarriere des Kernes überschritten.

1.1 Superdeformation

Superdeformierte Kerne wurden erstmals im Jahr 1962 von Polikanov et al. bei Untersuchungen an den Spaltisomeren der Aktinide beobachtet [Pol62]. Beschreibt man den Kern als Rotationsellipsoid, so ist das Verhältnis der langen zur kurzen Halbachse c/a bei Superdeformation ungefähr 2, im Vergleich dazu haben die normal deformierten Kerne im Bereich der Seltenen Erden nur ein Achsenverhältnis von $c/a \approx 1.3$. Die superdeformierten Rotationsbanden zeichnen sich durch ein großes Trägheitsmoment aus, welches über einen weiten Drehimpulsbereich konstant bleibt. Der Kern kann als starrer Rotor betrachtet werden, bei dem die Paarkorrelationen verschwunden sind.

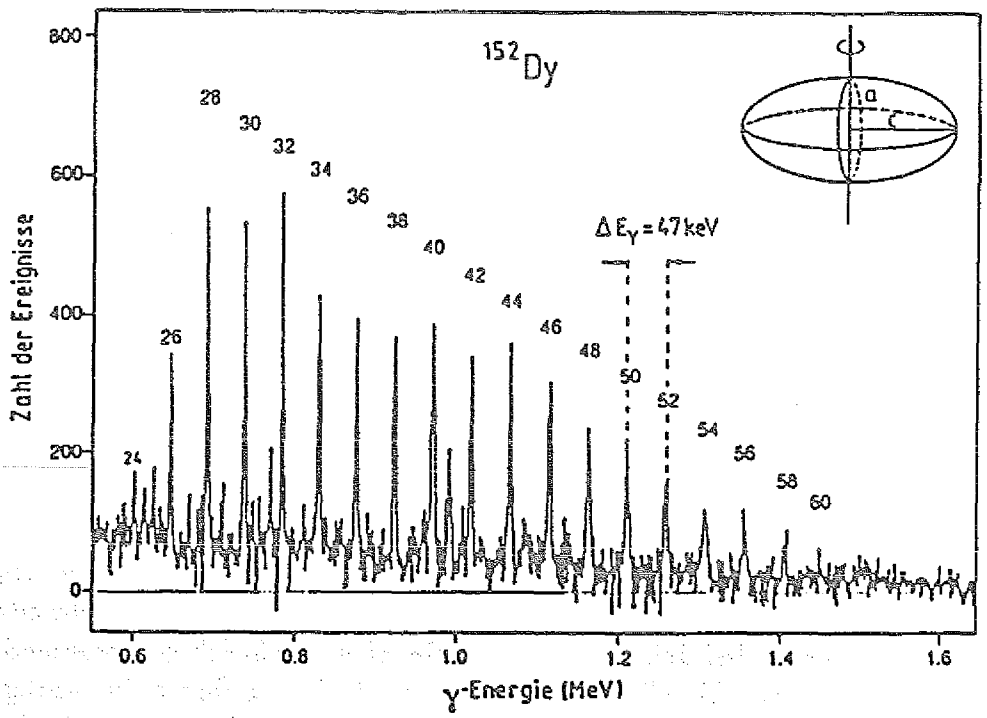


Abbildung 1.1: γ-Spektrum der superdeformierten Bande in ^{152}Dy

Die von Polikanov untersuchten schweren Kerne spalten jedoch schon bei geringen Drehimpulsen, so daß die superdeformierten Banden nur bis zu Drehimpulsen von etwa $8\hbar$ beobachtbar sind, danach wird die Spaltbarriere überschritten. In ^{152}Dy wurde im Jahr 1986 von P. Twin und seinen Mitarbeitern erstmals eine Rotationsbande bis zu einem maximalen Drehimpuls von $60\hbar$ beobachtet [Twi86]. In Abb. 1.1 ist das Spektrum wiedergegeben. Es zeigt 19 Übergänge mit einem konstanten Energieabstand von 47 keV, dem ein dynamisches Trägheitsmoment von $\Theta^{(2)} = 85 \pm 2\ \hbar^2/\text{MeV}$ entspricht. Daraus ergibt sich eine stark prolat deformierte Kerngestalt, deren Deformationsparameter sich aus der Messung des Quadruplomoments zu $c/a \approx 1.9$ ergibt [Ben87]. Somit konnte nachgewiesen werden, daß es sich tatsächlich um eine superdeformierte Kerngestalt handelt. Durch diese Entdeckung wurde eine weltweite Renaissance der Kernstrukturphysik ausgelöst. Mit Multidetektorsystemen, wie z.B. OSIRIS, wurde Superdeformation seither in ca. 25 Kernen nachgewiesen.

1.2 Theoretische Voraussagen

Die Entstehung einer über einen weiten Drehimpulsbereich stabilen superdeformierten Kerngestalt läßt sich theoretisch durch eine Kombination aus Tröpfchenmodell und Schalenmodell verstehen. Im Tröpfchenmodell werden die Kerne als ein inkompressibles Flüssigkeitströpfchen betrachtet, während im Schalenmodell das Verhalten einzelner Nukleonen betrachtet wird. Im Tröpfchenmodell wird bei wachsender Deformation die zunehmende Oberflächenenergie bei schweren Kernen durch die Coulombenergie und bei leichten Kernen bei schneller Rotation durch die Zentrifugalkraft kompensiert [RS80].

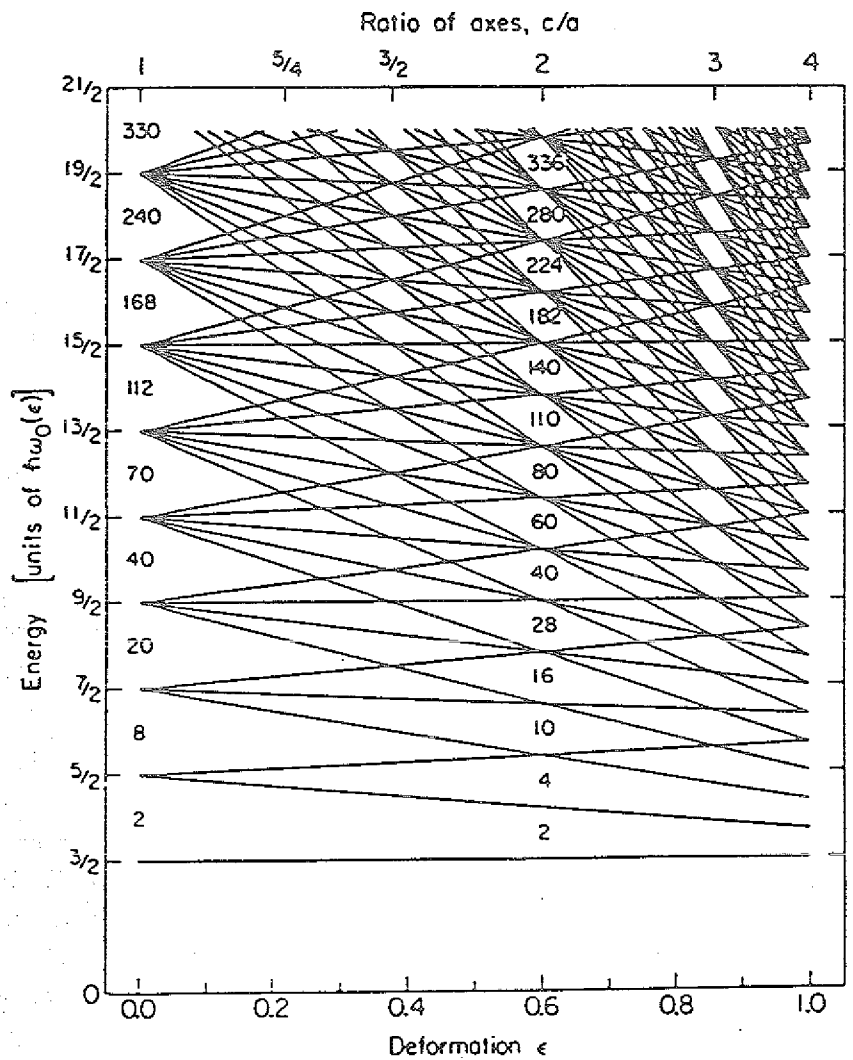


Abbildung 1.2: Schematische Darstellung der Energieniveaus mit den „deformierten" magischen Zahlen

Um auch quantitative Aussagen treffen zu können, reicht das Tröpfchenmodell nicht aus, da die beobachteten Schaleneffekte nicht reproduziert werden. Die Strutinsky–Schalenkorrektur–Methode benutzt die im Tröpfchenmodell berechnete makroskopische Größe der mittleren Bindungsenergie, zu der alle Nukleonen beitragen und korrigiert diese mit den im Schalenmodell berücksichtigten mikroskopischen Einteilchenenergien der Nukleonen in der Nähe der Fermikante [Str68]. Eine Berechnung der Energieniveaus im Schalenmodell als Funktion des Deformationsparameters c/a ergibt, daß bei einem Achsenverhältnis von 2:1 neue Schalen auftreten. Entsprechend dem klassischen Schalenmodell lassen sich die Schalenabschlüsse mit „deformierten" magischen Zahlen assoziieren (Abb. 1.2). Diese neuen magischen Zahlen bedeuten eine stärkere Bindung des Kerns und führen zu einer Stabilisation der superdeformierten Kerngestalt über einen großen Drehimpulsbereich. Man findet mit der Strutinsky–Schalenkorrektur–Methode in den Potentialenergieflächen bestimmter Kerne bei großen Deformationen zwei Minima. Die sekundären, superdeformierten Minima verschwinden allerdings bei kleiner werdender Rotationsfrequenz.

1.3 Experimentelle Voraussetzungen

Ohne wesentliche technische Entwicklungen wäre der außerordentliche Fortschritt in der Kernstrukturspektroskopie nicht möglich gewesen. Dies sind zum einen der Bau von Schwerionenbeschleunigern und zum anderen die Entwicklung von modernen Multidetektor-γ–Spektrometern, die sich durch hohe Energieauflösung, gute Nachweiswahrscheinlichkeit für Vielfach–Koinzidenzen und eine effektive Untergrundunterdrückung auszeichnen.

Mit den vor dem Bau von Schwerionenbeschleunigern allein verfügbaren Beschleunigern für leichte Teilchen war es nicht möglich z.B. Gd–Kerne bei hohen Drehimpulsen herzustellen. In (α,xn)–Reaktionen waren zwar durchaus die gewünschten Endkerne herzustellen, aber die zur Erzielung von Bevölkerung bei hohen Drehimpulsen nötige Energie hätte zu anderen Reaktionen (direkte Reaktionen, unvollständige Fusionsreaktionen usw.) geführt. Mit Inbetriebnahme von Schwerionenbeschleunigern sind Reaktionen mit schweren Projektilen wie ^{40}Ar bei relativ niedrigen Energien möglich geworden. So ist nun die Übertragung von hohen Drehimpulsen von ca. $60\hbar$ in Reaktionen wie $^{108}\mathrm{Pd}(^{40}\mathrm{Ar}, 4\mathrm{n})^{144}\mathrm{Gd}$ möglich geworden.

Nur die Entwicklung von modernen γ–Spektrometern mit hoher Energieauflösung bei effektiver Untergrundunterdrückung führte zur Entdeckung von superdeformierten Banden. Im wesentlichen basiert der Erfolg auf der Einführung von Anti–Comptonspektrometern mit Ge–Detektoren. Moderne Anti–Comptonspektrometer bestehen aus Ge–Halbleiterdetektoren und diese umgebenden BGO–Szintillatoren. Die Szintillatoren sind in Anti–Koinzidenz geschaltet, und somit können Ereignisse, bei denen die γ–Strahlung nicht vollständig im Ge abgegeben wird, sondern durch Compton–Effekt in die Szintillatoren gestreut wird, unterdrückt werden. Eine Selektion des Ausgangskanals der Reaktion ist mit Hilfe von γ–Kalorimetern, die als Summenenergie- und γ–Multiplizitätsfilter wirken, möglich [Spo91]. Zur Messung von Vielfach–Koinzidenzen wird vor allem eine hohe Anzahl von Detektoren benötigt. In den heute verwendeten Multi–Detektor–Spektrometern werden 12 bis 45 hochauflösende Anti–Comptonspektrometer eingesetzt.

Weltweit sind eine Reihe dieser Apparate in Betrieb. In Deutschland ist das OSIRIS–Spektrometer von der KFA Jülich in Kollaboration mit den Universitäten Bonn und Köln und dem Hahn–Meitner–Institut, Berlin, aufgebaut worden. Europaweit sind in Dänemark NORDBALL und in England und Italien die ersten Multi–Detektorspektrometer der zweiten Generation, EUROGAM I und GASP, in Betrieb. Als weitere Stufen sind EUROGAM II und EUROBALL III in Vorbereitung. Dabei wird der größte Fortschritt durch die Verwendung von zusammengesetzten Detektoren, wie dem neuen CLUSTER–Detektor, zu erwarten sein. Mit diesem Spektrometersystem wird die Nachweiswahrscheinlichkeit voraussichtlich groß genug sein, um hyperdeformierte Banden zu untersuchen.

1.4 Bisherige Ergebnisse

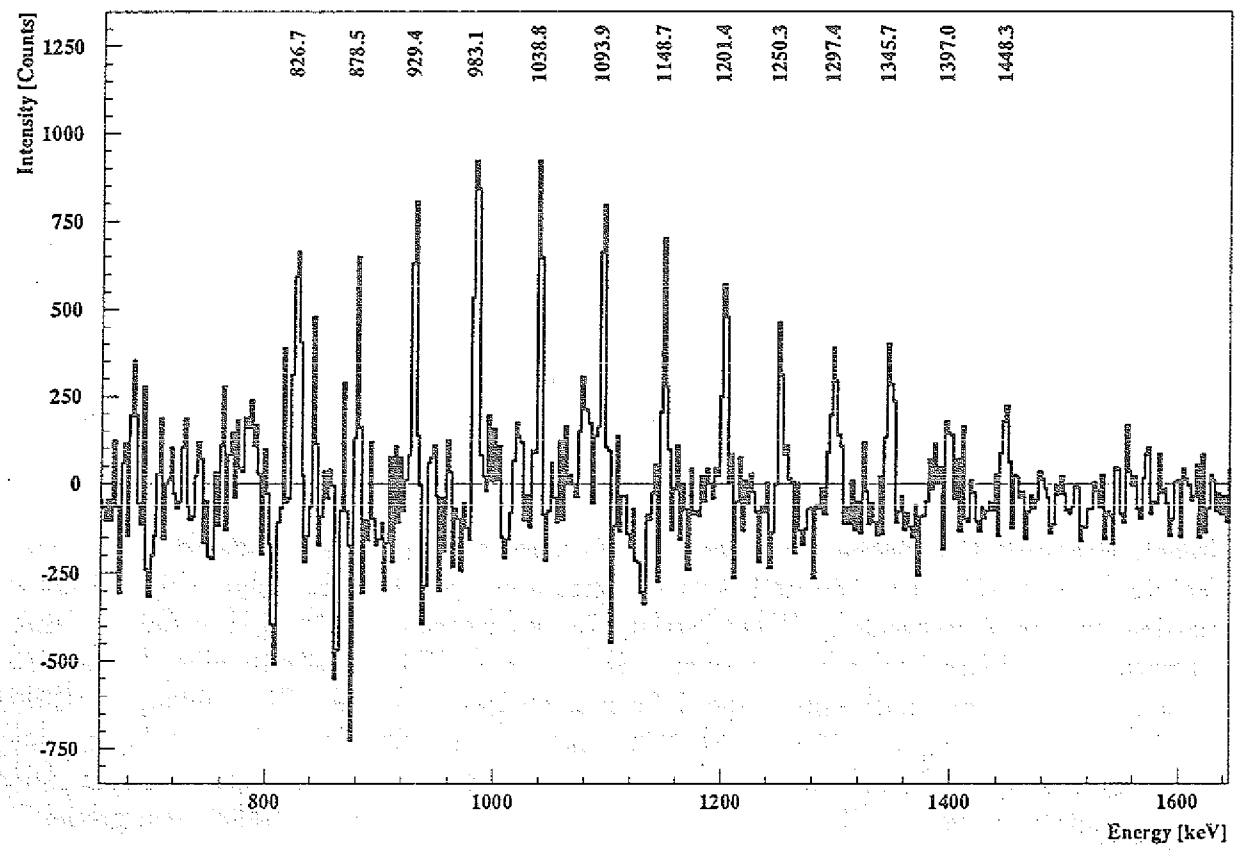


Abbildung 1.3: Die superdeformierte Yrastbande in ^{146}Gd

Seit der Entdeckung von Superdeformation bei hohen Drehimpulsen im Jahre 1986 durch Twin et al. [Twi86] wurden bis jetzt in einer Reihe von Kernen Gestaltsänderungen bei

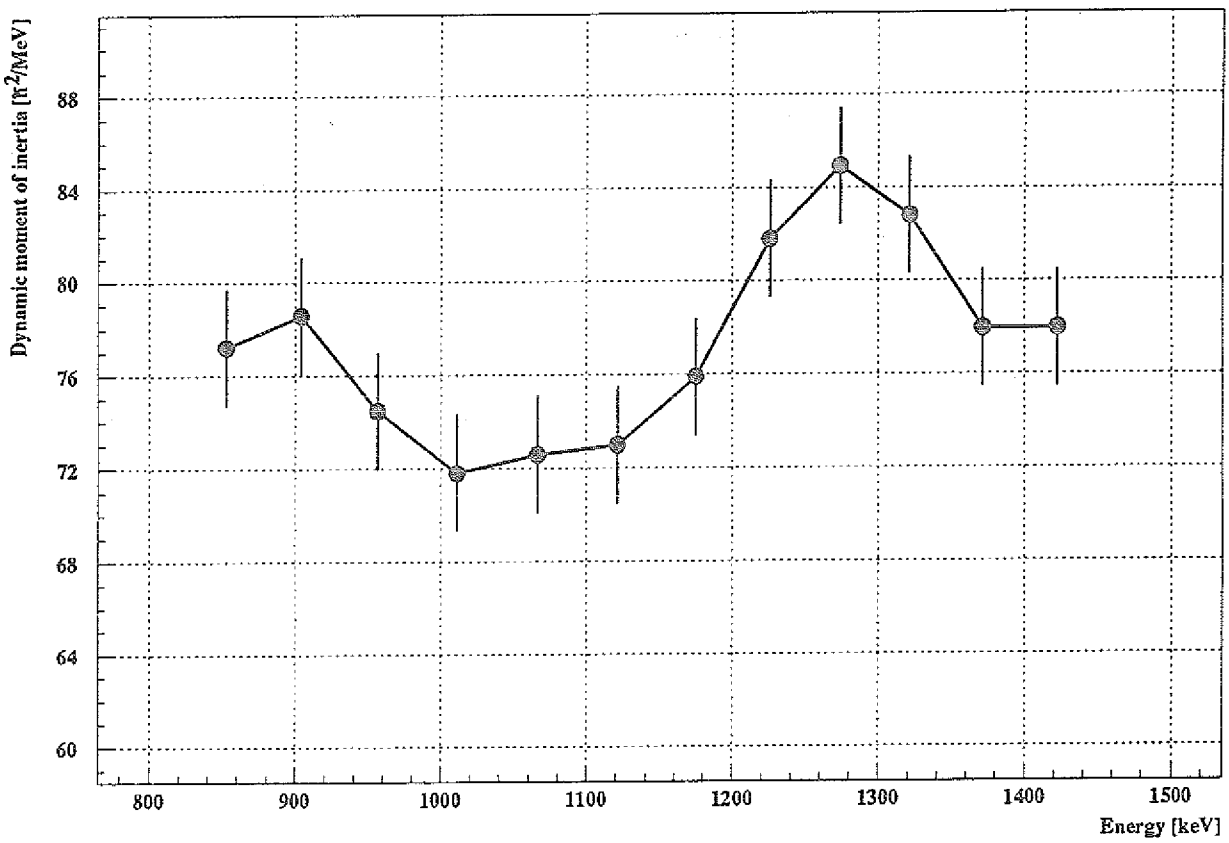


Abbildung 1.4: Das dynamische Trägheitsmoment der superdeformierten Yrastbande in ^{146}Gd, dargestellt als Funktion der Übergangsenergie (Zweifache der Rotationsfrequenz). Die Zunahme von $\Theta^{(2)}$ bei ca. 200 keV zeigt eine Bandenkreuzung an.

hohen Drehimpulsen beobachtet. Es wurden über 60 superdeformierte Banden in den Bereichen $A \approx 130$, $A \approx 150$ und $A \approx 190$ gefunden. Als Beispiel zeigt Abb. 1.3 die superdeformierte Yrastbande in ^{146}Gd [Str90]. In den Kernen $^{146-148}$Gd sind dabei mehrere unerwartete Effekte beobachtet worden. So wurde in ^{146}Gd erstmals eine *Bandenkreuzung* (Abb. 1.4) innerhalb einer superdeformierten Bande festgestellt [Heb90], ein Effekt, der auf die Kreuzung von Nilsson–Modellzuständen zurückzuführen ist. Es konnte auch das Auftreten energetisch entarteter superdeformierter Banden beobachtet werden. Diese Entdeckungen waren für die Interpretation der superdeformierten Banden von großer Bedeutung [Lie92, Jan91, Zub91].

Bis heute ungeklärt ist allerdings der Zerfall von superdeformierten in normaldeformierte Zustände. Die superdeformierten Banden werden bei Drehimpulsen von ca. $28\hbar$ schlagartig entvölkert, es ist jedoch bisher nur in einem Fall [Ata92] gelungen, die Übergänge zu beobachten. Dies gestaltet sich mit den bisherigen γ–Spektrometern als sehr schwierig, da die dazu notwendige Empfindlichkeit nur über eine Verlängerung der Strahlzeit zu

erreichen ist. Die Messzeit in dem oben erwähnten Experiment betrug einen Monat. Die Untersuchung des Zerfalls von superdeformierten Banden ist daher auf die Entwicklung von neuen Spektrometern angewiesen, vor allem muß dabei die Überdeckung des Raumwinkels vergrößert werden. Mit den gerade in Betrieb genommenen neuen Spektrometern EUROGAM I und GASP ist die erste Stufe eines dreistufigen, europäischen Planes fertiggestellt worden, mit dessen dritter Ausbaustufe 1996 eine Überdeckung des Raumwinkels von $0.65 * 4\pi$ mit aktivem Detektormaterial erreicht wird.

1.5 Ziel dieser Arbeit

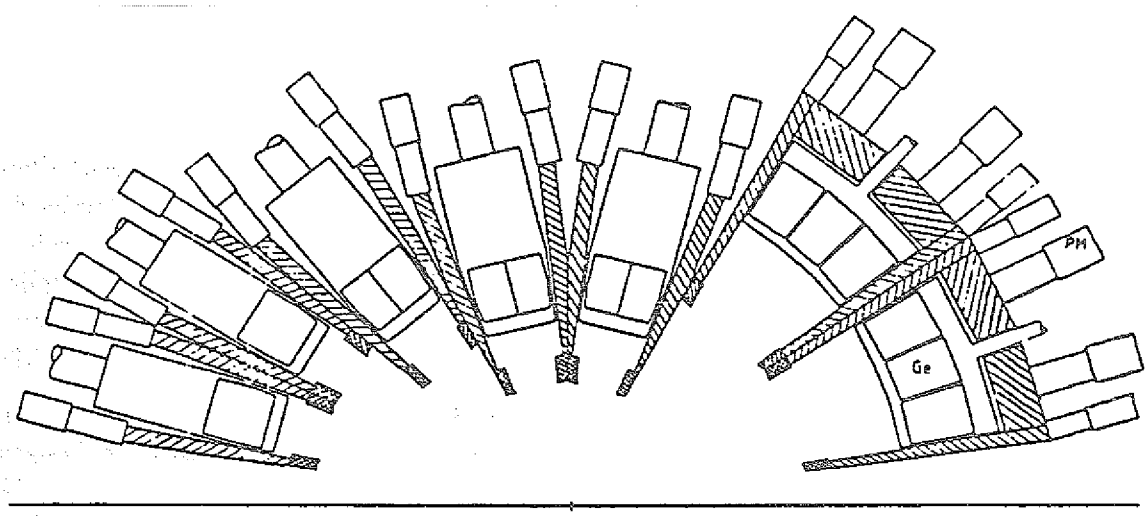


Abbildung 1.5: Das europäische γ–Spektrometer EUROBALL

Das Ziel dieser Arbeit ist die Auswertung von Experimenten zur Suche nach superdeformierten Banden in den Kernen ^{144,145}Gd. Dazu wurden Versuche am Hahn–Meitner–Institut in Berlin am dort aufgestellten deutschen Multidetektor γ–Spektrometer OSIRIS, bestehend aus 12 Anti–Compton–Spektrometern und einem γ–Kalorimeter, durchgeführt. Die Suche nach superdeformierten Banden in ^{144,145}Gd gilt der Fortführung einer Reihe von Experimenten an den Kernen $^{146-150}$Gd [Lie92].

Im Rahmen des europäischen EUROBALL–Projektes (s. Abb. 1.5) stellt sich im Zusammenhang mit der Konstruktion des neuartigen CLUSTER–Detektors die Frage, wie der Anti–Compton–Shield die Ge–Detektoren umfassen soll. Dabei muß insbesondere das Problem gelöst werden, wie durch Wismut–Germanat (BGO) hinter den Ge–Detektoren die Qualität der Spektren beeinflußt wird.

Kapitel 2

Modelle zur Beschreibung deformierter, rotierender Kerne

Die komplizierte Struktur des Nukleon–Nukleon–Potentials und das Nichtvorhandensein eines Zentralpotentials erschwerten die theoretische Lösung des Vielteilchensystems *Atomkern* entscheidend im Vergleich zum Atom. Als Ausweg wurden phänomenologische Modelle entwickelt, die sich im wesentlichen an bekannte Beschreibungen und Modelle aus anderen Bereichen der Physik, speziell der Atomphysik, orientieren. Unter Zugrundelegung einfacher Annahmen lassen sich damit wesentliche Eigenschaften der Kerne erklären.

Grundsätzlich gibt es zwei verschiedene Modellansätze: Das Tröpfchenmodell orientiert sich an der Beschreibung eines inkompressiblen Flüssigkeitstropfens und kann viele makroskopische Größen wie Oberflächenspannung, Deformation und mittlere Bindungsenergie der Kerne erklären. Im Schalenmodell geht man von den einzelnen Nukleonen aus, die sich in einem mittleren Potential bewegen, welches die Nukleonen durch ihre Wechselwirkung untereinander selbst erzeugen. Es ergeben sich, wie im gleichnamigen Modell für Atome, Schalenmodellzustände, die gemäß des Pauli–Prinzips besetzt werden.

2.1 Das Tröpfchenmodell

Das Tröpfchenmodell wird durch die geringe Kompressibilität und die scharf definierte Oberfläche der Kerne nahegelegt, es wurde als erstes Modell zur Beschreibung der Kerneigenschaften vorgeschlagen.

2.1.1 Bindungsenergie

Die Bindungsenergie der Nukleonen in Abhängigkeit von der Anzahl der Neutronen N und Protonen Z wird durch die *Bethe–Weizsäcker–Massenformel* beschrieben:

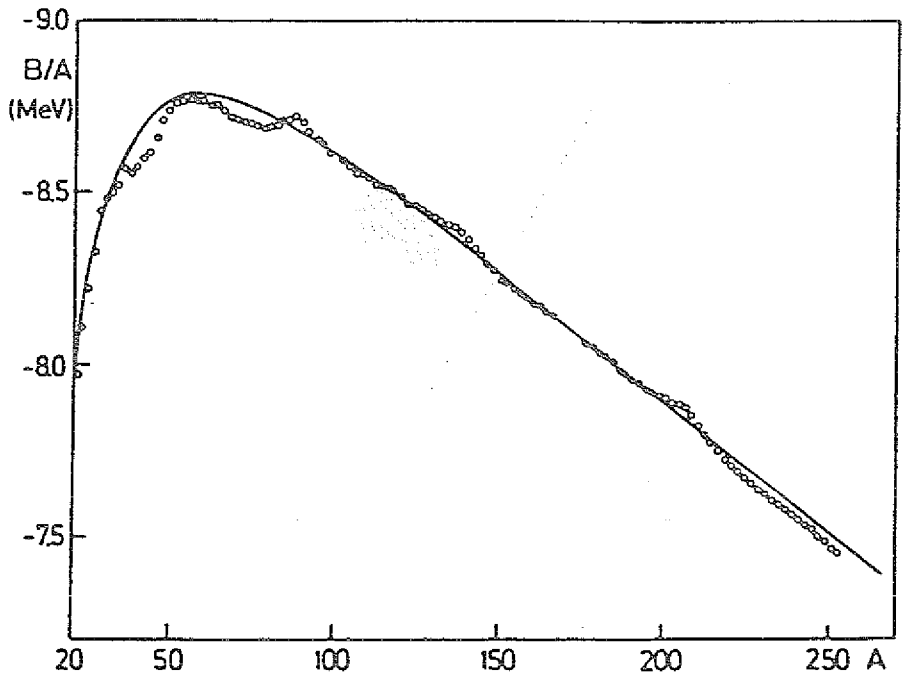


Abbildung 2.1: Vergleich des experimentellen Verlaufs der Bindungsenergie pro Nukleon mit der nach Gl. 2.1 berechneten Kurve

$$B(Z,N) = a_V A + a_S A^{2/3} + a_C \frac{Z^2}{A^{1/3}} + a_A \frac{(N-Z)^2}{A} - \delta(A) \tag{2.1}$$

$$\text{mit} \quad \delta(A) = \left\{ \begin{array}{lll} +\Delta & \text{für} & gg- \\ 0 & \text{für} & ug- \\ -\Delta & \text{für} & uu- \end{array} \right\} \text{Kerne.} \tag{2.2}$$

Summiert werden die *Volumenenergie, Oberflächenenergie, Coulombenergie* und *Paarenergie*, die beiden letzten sind quantenmechanische Korrekturglieder. Die Parameter werden durch einen Fit der experimentellen Daten ermittelt, und es ergibt sich der in Abb. 2.1 gezeigte globale Verlauf der Bindungsenergie, welcher die experimentellen Daten gut wiedergibt. Lokale Abweichungen spiegeln die in diesem Modell nicht beachteten Schaleneffekte wider.

2.1.2 Deformationsparameter

Zur Beschreibung statischer Deformationen und dynamischer Oszillationen der Kerngestalt muß die Oberfläche des Kernes parametrisiert werden. Dies ist entsprechend dem klassischen Bild des Flüssigkeitstropfens durch die Entwicklung nach den Kugelflächenfunktionen $\Gamma_{\lambda\mu}(\Theta, \Phi)$ möglich. Es ergibt sich:

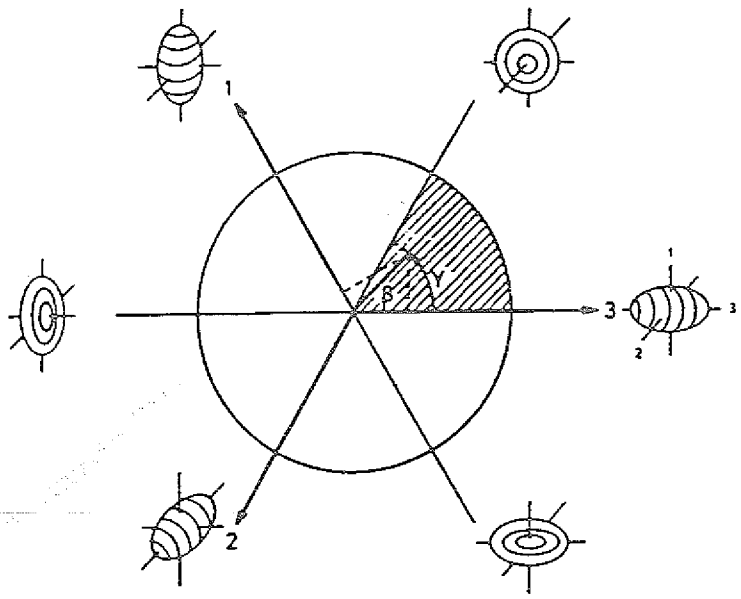


Abbildung 2.2: Kerngestalten in Abhängigkeit von den Deformationsparametern β,γ nach [RS80]

$$R(\Theta,\Phi) = R_0[1 + \alpha_{00} + \sum_{\lambda=1}^{\infty}\sum_{\mu=-\lambda}^{\infty} \alpha^*_{\lambda\mu}\Gamma_{\lambda\mu}(\Theta,\Phi)] \tag{2.3}$$

wobei R_0 der mittlere Radius ist. Der Koeffizient α_{00} resultiert aus der Inkompressibilität der Kerne, $\alpha_{1\mu}$ sind Terme, die Translationen des Kernes beschreiben, und die fünf Parameter $\alpha_{2\mu}$ beschreiben die Quadrupoldeformationen. Zur vollständigen Beschreibung der Deformation genügen aber zwei Koeffizienten, die restlichen Parameter geben die Orientierung im Raum an: α_{20} und $\alpha_{22} = \alpha_{2-2}$ ($\alpha_{21} = \alpha_{2-1} = 0$). Üblicherweise werden anstelle von α_{20} und α_{22} die *Hill–Wheeler–Koordinaten* β,γ benutzt, die durch

$$\alpha_{20} = \beta\cos\gamma \tag{2.4}$$

$$\alpha_{22} = \frac{1}{\sqrt{2}}\beta\sin\gamma \tag{2.5}$$

definiert sind. Dann ist die Kerngestalt durch

$$R(\Theta,\Phi) = R_0[1 + \beta\sqrt{\frac{5}{16\pi}}(\cos\gamma(3\cos\Theta - 1) + \sqrt{3}\sin\gamma\sin\Theta\cos 2\Phi)] \tag{2.6}$$

parametrisiert, und die möglichen Deformationen sind in Abb. 2.2 dargestellt. Es genügt zur Beschreibung der Kerngestalt bei Quadrupoldeformation der Bereich $0^0 \leq \gamma \leq 60^0$, da

durch Austausch der entsprechenden Achsen die übrigen Kerngestalten beschrieben werden können. Zwischen den Grenzwerten für *prolate* ($\gamma = 0^0$) und *oblate* ($\gamma = 60^0$) Deformation liegt eine triaxiale Kerngestalt vor.

2.2 Das Schalenmodell

Einige der beobachteten Effekte können im Tröpfchenmodell nicht erklärt werden, und so versuchte man, angeregt durch die experimentell gefundenen magischen Nukleonenzahlen, ein dem Schalenmodell in der Atomphysik ähnliches Modell für die Kerne zu formulieren.

2.2.1 Das mittlere Kernpotential

Im Schalenmodell nimmt man an, daß die Nukleonen sich in einem Potentialtopf unabhängig voneinander bewegen. In der *Hartree–Fock–Methode* zur Berechnung von Schalenmodellzuständen werden die Nukleonen dann als unabhängige Teilchen beschrieben, deren Wechselwirkung durch das von ihnen erzeugte Zentralpotential berücksichtigt wird.

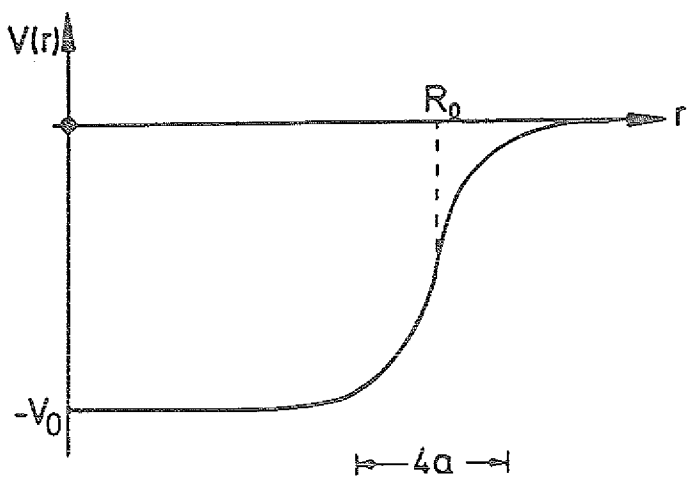


Abbildung 2.3: Das Woods–Saxon–Potential

Ein Ansatz für das endliche Zentralpotential ist das in Abb. 2.3 gezeigte *Woods–Saxon–Potential*:

$$V^{WS}(r) = -V_0(1 + \exp\frac{r - R_0}{a})^{-1} \tag{2.7}$$

Die entsprechenden Eigenfunktionen können allerdings nicht in mathematisch geschlossener Form angegeben werden, so daß üblicherweise für qualitative Betrachtungen der *unendlich hohe Potentialtopf*

$$V(r) = \left\{ \begin{array}{ll} -V_0 & \text{für } r \leq R_0 \\ +\infty & \text{für } r > R_0 \end{array} \right\} \tag{2.8}$$

oder das Potential eines harmonischen Oszillators

$$V(r) = -V_0[1 - (\frac{r}{R_0})^2] = \frac{m}{2}\omega^2(r^2 - R_0^2) \tag{2.9}$$

genutzt werden. Die sich daraus ergebenden Energiezustände werden gemäß des Pauli-Prinzips aufgefüllt. Damit lassen sich die beobachteten magischen Zahlen bis einschließlich 20 reproduzieren, die höheren jedoch nicht.

Als entscheidende Ergänzung des Modells kann die Einführung einer Spin–Bahn–Wechselwirkung $f(r_i)\vec{l}\vec{s}$ in Analogie zur Atomphysik angesehen werden. Entsprechend der Stärke der Kopplung werden die Energiezustände verschoben, und es ergeben sich in Abhängigkeit von der Kopplungskonstante $f(r_i)$ neue Schalenabschlüsse, die die beobachteten magischen Zahlen reproduzieren, s. Abb. 1.2 und Abb. 2.4.

2.2.2 Das deformierte Potential

Durch das sphärische Schalenmodell mit einem kugelsymmetrischen Kernpotential werden Kerne mit abgeschlossenen oder fast abgeschlossenen Schalen gut beschrieben. Bei Kernen, die weit von den magischen Zahlen entfernt liegen (z.B. Seltene Erden, Aktiniden) tritt jedoch eine deformierte Kerngestalt auf. Wichtige Eigenschaften dieser Kerne, wie das Quadrupolmoment, lassen sich gut beschreiben, wenn man annimmt, daß der Kern die Gestalt eines Rotationsellipsoids hat. Das entsprechende axialsymmetrische Oszillatorpotential lautet:

$$V(r) = \frac{m}{2}(\omega_\perp^2(x^2 + y^2) + \omega_z^2 z^2) \tag{2.10}$$

Durch die Deformation in z–Richtung spalten die Energieniveaus wie in Abb. 1.2 auf.

Eine realistische Beschreibung des deformierten Kernes, die die experimentellen Ergebnisse gut widergibt, erhält man durch das *Nilsson–Potential*:

$$V(r) = \frac{m}{2}(\omega_\perp^2(x^2 + y^2) + \omega_z^2 z^2) + C\vec{l}\vec{s} + D\vec{l}^2. \tag{2.11}$$

Dabei wird das deformierte Potential aus Gl. 2.10 durch einen Spin–Bahn–Term und eine Korrektur für hohe Drehimpulse erweitert.

Aufgrund der Symmetriebrechung werden im Nilsson–Potential zur Beschreibung der Zustände nicht mehr die drei Quantenzahlen (n, l, j) sondern die sogenannten *asymptotischen Nilsson–Quantenzahlen* verwendet.

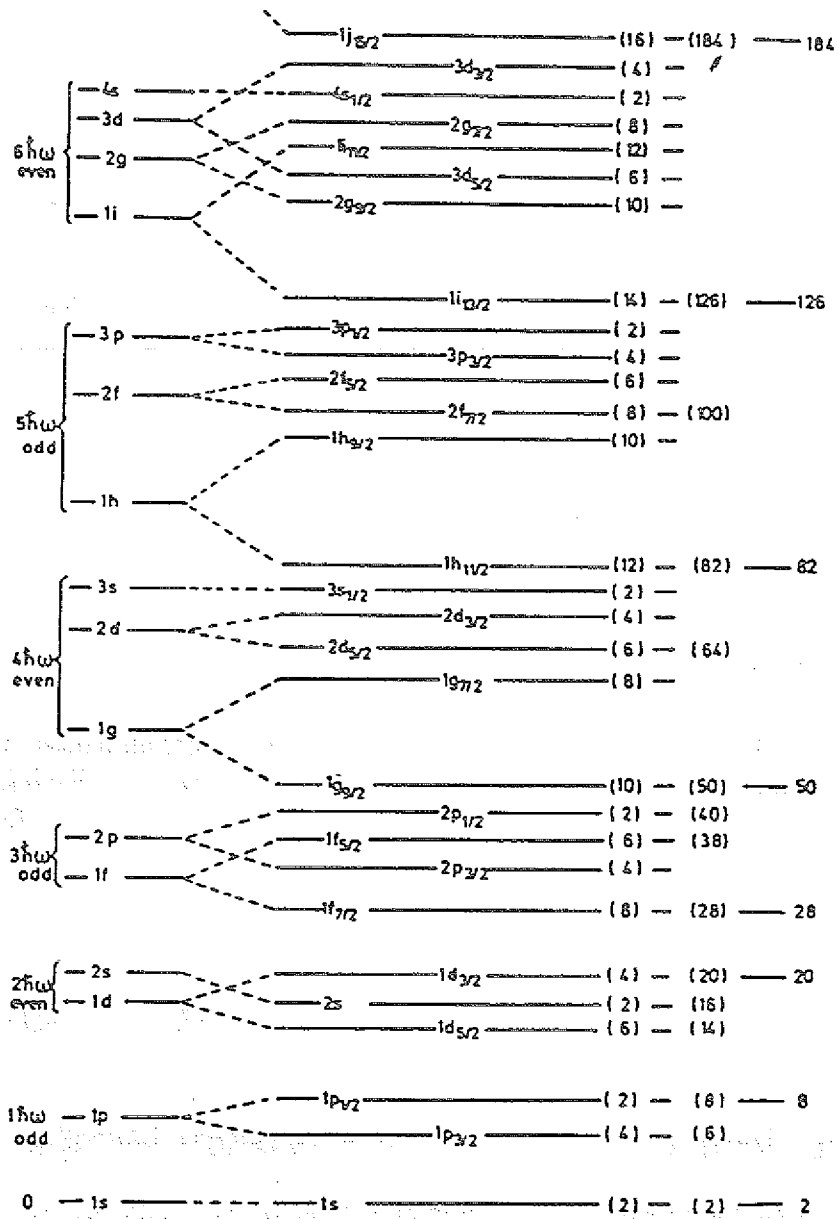


Abbildung 2.4: Schalenmodellzustände mit Berücksichtigung der Spin–Bahn–Wechselwirkung

$$[Nn_z\Lambda]\Omega^\pi \tag{2.12}$$

Dabei bedeutet

$N = n_\perp + n_z$	Gesamtzahl der Oszillatorquanten
n_z	Oszillatorquantenanzahl bzgl. der Symmetrieachse
$\Lambda = n_\perp, n_\perp - 2, \ldots, 1$ oder 0	Projektion des Bahndrehimpulses des Nukleons auf die Symmetrieachse
$\Omega = \Lambda \pm 1/2$	Projektion des Gesamtdrehimpulses des Nukleons auf die Symmetrieachse
π	Parität

Abb. 2.5 zeigt die Energieniveaus für Neutronen in schweren Kernen. Die Einteilchenenergie e ist gegen die Deformation ϵ aufgetragen, und die Niveaus sind mit den Nilsson-Quantenzahlen bezeichnet.

2.2.3 Das Cranking–Modell

Das oben beschriebene Modell deformierter Kerne liefert keine Erkenntnisse über die Veränderungen der inneren Struktur der Kerne bei Rotation. Das *Cranking–Modell* berücksichtigt diese durch eine kollektive Rotationsbewegung des Kernes. Eine Transformation in das rotierende Bezugssystem liefert den Hamilton–Operator des Cranking–Modells:

$$H\vec{\omega} = H_0 - \hbar\vec{\omega}\vec{J}_x \tag{2.13}$$

Darin werden die Zentral- und die Coriliskraft durch den Term $-\vec{\omega}\vec{J}_x$ berücksichtigt.

2.3 Die Strutinsky–Schalenkorrekturmethode

Tröpfchenmodell und Schalenmodell stellen zwei sehr unterschiedliche Beschreibungen des Kerns dar. Das Tröpfchenmodell ist ein makroskopischer Ansatz, der die kollektiven Eigenschaften des Kerns gut beschreibt, wie z.B. ihre Bindungsenergie in Abhängigkeit von der Nukleonenzahl. Das Schalenmodell als mikroskopischer Ansatz bietet dagegen eine gute Beschreibung von Eigenschaften, die durch Nukleonen in der Nähe der Fermikante bestimmt werden; bei der Wiedergabe makroskopischer Eigenschaften versagt es dagegen.

Die Strutinsky–Schalenkorrektur–Methode versucht nun, die guten Qualitäten beider Ansätze zu vereinigen und gleichzeitig die Schwächen auszuschließen.

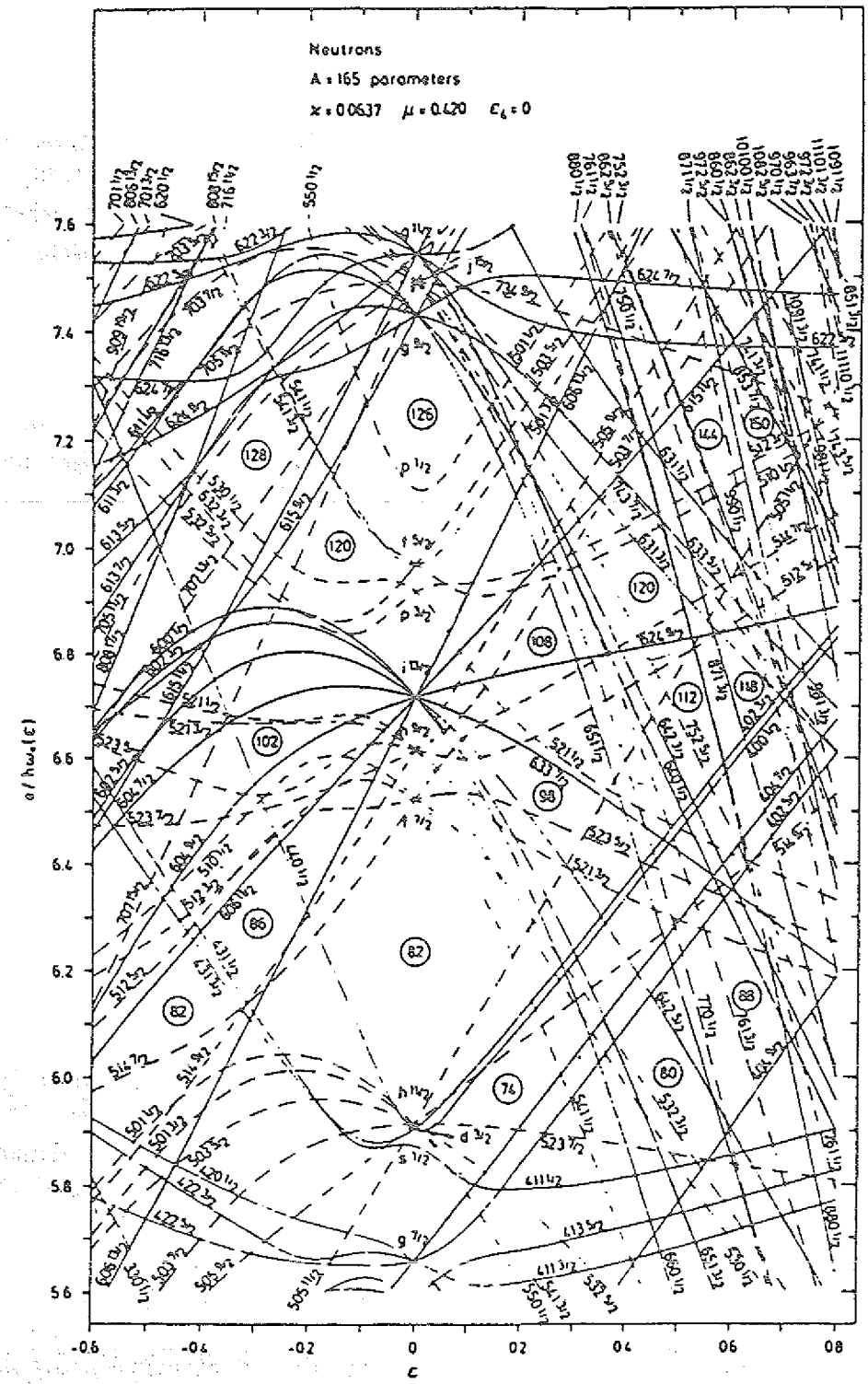


Abbildung 2.5: Schalenmodellzustände für Neutronen in schweren Kernen

2.3.1 Die Idee der Schalenkorrektur–Methode

Strutinsky hat durch die Kombination beider Kernmodelle eine heute noch aktuelle Methode zur Berechnung von makroskopischen Kerneigenschaften entwickelt [Str68]. Wie aus Abb. 2.1 zu erkennen ist, hat die Bindungsenergie E einen langsam veränderlichen Anteil, der durch die Bethe–Weizsäcker–Massenformel des Tröpfchenmodells gut beschrieben wird und einen schnell oszillierenden Anteil, der durch Schaleneffekte verursacht wird:

$$E = E_{LDM} + E_{OSC} \tag{2.14}$$

Die Oszillationen werden im Rahmen des Schalenmodells gut beschrieben, wenn man z.B. das Nilsson–Potential zugrundelegt. Die mittlere Bindungsenergie kann dort aber nicht richtig angegeben werden, daher muß die Bindungsenergie des Schalenmodells in zwei Anteile zerlegt werden, den in der Strutinsky–Methode benötigten Anteil E_{OSC} und einen langsam variierenden Anteil $\tilde{E}_S$:

$$E_S = \tilde{E}_S + E_{OSC} \tag{2.15}$$

Die totale Bindungsenergie im Rahmen der Strutinsky–Schalenkorrektur–Methode ergibt sich dann zu

$$E = E_{LDM} + E_S - \tilde{E}_S \tag{2.16}$$

Die so gegebene Energie kann die Existenz deformierter Kerne erklären, da E auch für endliche, von Null verschiedene Deformationen minimal werden kann.

2.3.2 Das Strutinsky–Cranking–Verfahren

Die Potentialenergieflächen von Kernen können als Funktion der Deformation (β, γ) und des Drehimpulses I im Strutinsky–Cranking–Verfahren bestimmt werden. Dazu wird das im Schalenmodell bekannte Cranking–Verfahren auf die Strutinsky–Schalenkorrektur–Methode angewandt, so daß eine Kombination aus Tröpfchen-, Schalen- und Cranking–Modell entsteht. Die Energie ist dann durch

$$E(\beta, \gamma, I) = E_{LDM}(\beta, \gamma, I) + E_S^{CM}(\beta, \gamma, I) - \tilde{E}_S^{CM}(\beta, \gamma, I) \tag{2.17}$$

gegeben. Bei Berechnung von Potentialenergieflächen mit dem Strutinsky–Cranking–Verfahren zeigen sich für festen Drehimpuls sekundäre Minima in der zweidimensionalen β-γ–Ebene bei einem Achsenverhältnis von großer zu kleiner Halbachse $c/a \approx 2$ des als Rotationsellipsoids angesehenen Kerns. Die Rechnungen ergeben neue magische Zahlen für diese superdeformierten Kernzustände, z.B. $N = 86, Z = 64$. Gd–Kerne sind deshalb als gute Kandidaten für die Beobachtung superdeformierter Banden bei hohen Drehimpulsen anzusehen.

Kapitel 3

Die Experimente mit OSIRIS

Die in dieser Arbeit beschriebenen und ausgewerteten Experimente sind im Hahn–Meitner–Institut, Berlin, am dort aufgestellten deutschen Multidetektorspektrometer OSIRIS-12 durchgeführt worden. Mit dem Schwerionenbeschleuniger VICKSI, einer Tandem–Zyklotron–Kombination, können die benötigten Strahlsorten und -energien hergestellt werden.

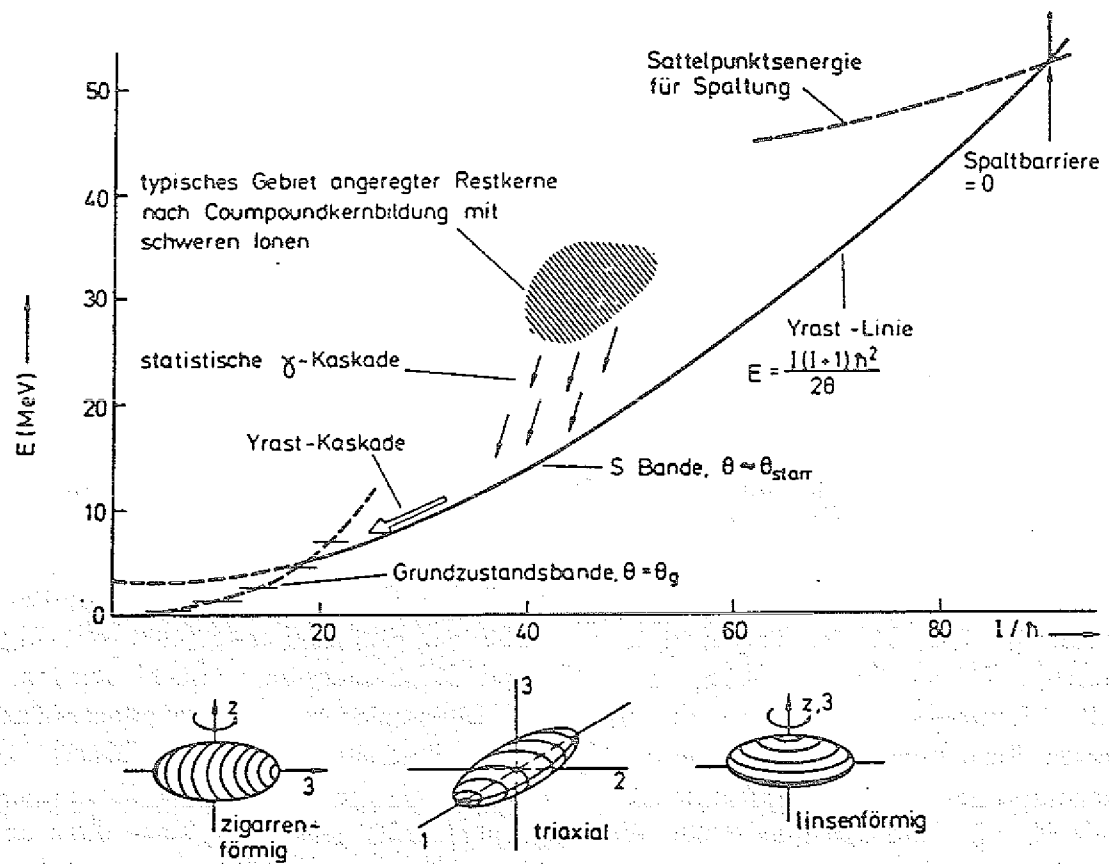


Abbildung 3.1: Übergang eines angeregten Kernes in den Grundzustand nach [May79]

3.1 Die Wahl der Kernreaktion

Die Auswahl der Kernreaktion hängt primär davon ab, daß für die Suche nach superdeformierten Banden der gewünschte Endkern mit einer *Compoundkernreaktion* bei hohen Drehimpulsen und relativ niedriger Anregungsenergie zu erzeugen ist. Um diese Bedingungen zu erfüllen, müssen schwere Kerne als Projektile verwendet werden. Der hochangeregte Kern vermindert durch Verdampfung von Neutronen seine Anregungsenergie um ca. 8 MeV und seinen Drehimpuls um $\leq 1\hbar$ pro Neutron. Wenn die Anregungsenergie kleiner geworden ist als die Neutronenbindungsenergie, erfolgt die weitere Abregung durch γ–Übergänge. Zunächst sind dies schnelle Dipolübergänge bis in die Nähe der *Yrast–Linie*, dann entlang der Yrast–Linie kollektive Quadrupolübergänge (s. Abb. 3.1).

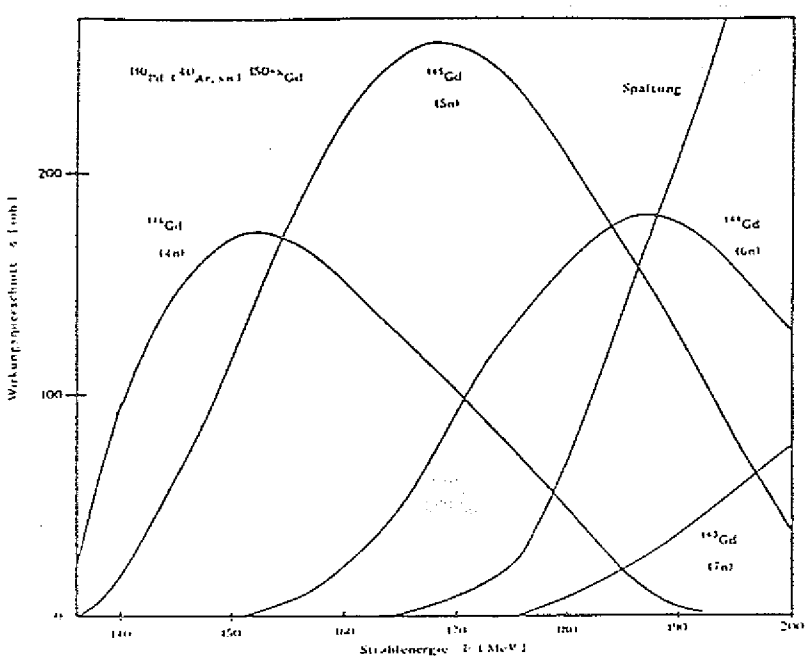


Abbildung 3.2: Ergebnis der Julian–Pace Simulationsrechnung für die Wirkungsquerschnitte in der Reaktion ^{110}Pd (^{40}Ar,xn) $^{150-X}$Gd

Durch Simulationsrechnungen im statistischen Modell, z.B. mit Hilfe des Julian–Pace–Programmes [Gav80], können Vorhersagen zu den bei der Reaktion erwarteten Wirkungsquerschnitten für verschiedene Ausgangskanäle und Strahlenergien gemacht werden, s. Abb. 3.2. In unserem Fall waren als zusätzliche Informationsquelle die experimentell bestimmten Anregungsfunktionen, die in Abb. 3.3 gezeigt sind, verfügbar [DN77]. Die im Experiment gewählte Strahlenergie ist jedoch höher als die sich aus den Rechnungen ergebende Energie, die den maximalen Wirkungsquerschnitt garantiert, siehe dazu auch Tab. 3.3. Auf diese Weise kann man zum einen höhere Drehimpulse übertragen, und zum anderen wird der Tatsache Rechnung getragen, daß die Strahlenergie der Projektile durch Wechselwirkung mit den Targetatomen um einige MeV reduziert wird. Durch Einsatz des

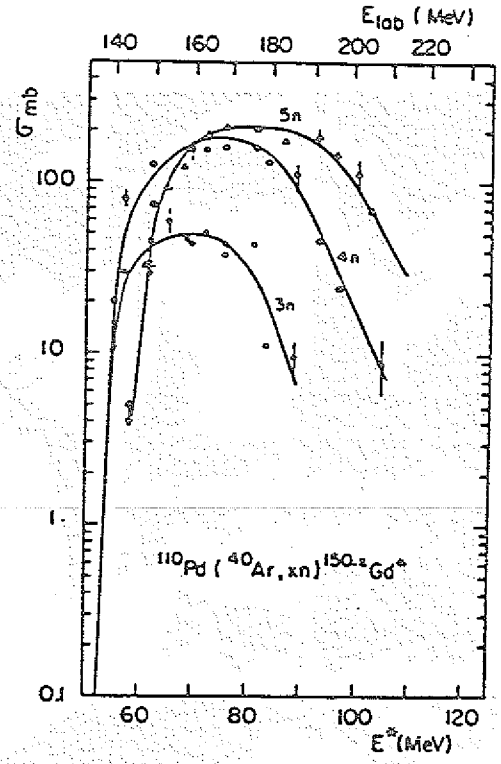


Abbildung 3.3: Die gemessenen Anregungsfunktionen der verschiedenen Ausgangskanäle für die Reaktion ^{110}Pd (^{40}Ar,xn) $^{150-x}$Gd nach [DN77]

γ–Kalorimeters können die Ausgangskanäle bei der Auswertung getrennt werden, wie in Kap. 3.3 und [Spo91] beschrieben wird.

Als Randbedingungen für die Wahl der Reaktion müssen die Eigenschaften des Beschleunigers und des Targets angesehen werden. Der Beschleuniger muß in der Lage sein, die gewünschte Strahlsorte und -energie zuverlässig und ohne großen Zeitverlust durch Konditionierung zu liefern. Der Energieverlust des Strahls im Target führt zu einer Aufheizung des Targetmaterials. Dies muß durch den Einsatz eines Materials mit genügend hohem Schmelzpunkt und guter Wärmeleitfähigkeit berücksichtigt werden. Bei Experimenten, bei denen ein Target mit Backing benutzt wird, muß zusätzlich beachtet werden, daß beide Materialien ungefähr die gleichen Wärmeausdehnungskoeffizienten aufweisen. Andernfalls kann das Target durch Ablösung während des Experiments zerstört werden. Ebenfalls nicht von untergeordneter Bedeutung sind die Kosten für die Strahlsorten und die Herstellung des Targets. Diese schnellen eventuell drastisch in die Höhe, wenn Projektile oder Targets aus Nukliden benötigt werden, die nur in geringer natürlicher Konzentration vorkommen und angereichert werden müssen.

3.2 Das OSIRIS–Spektrometer

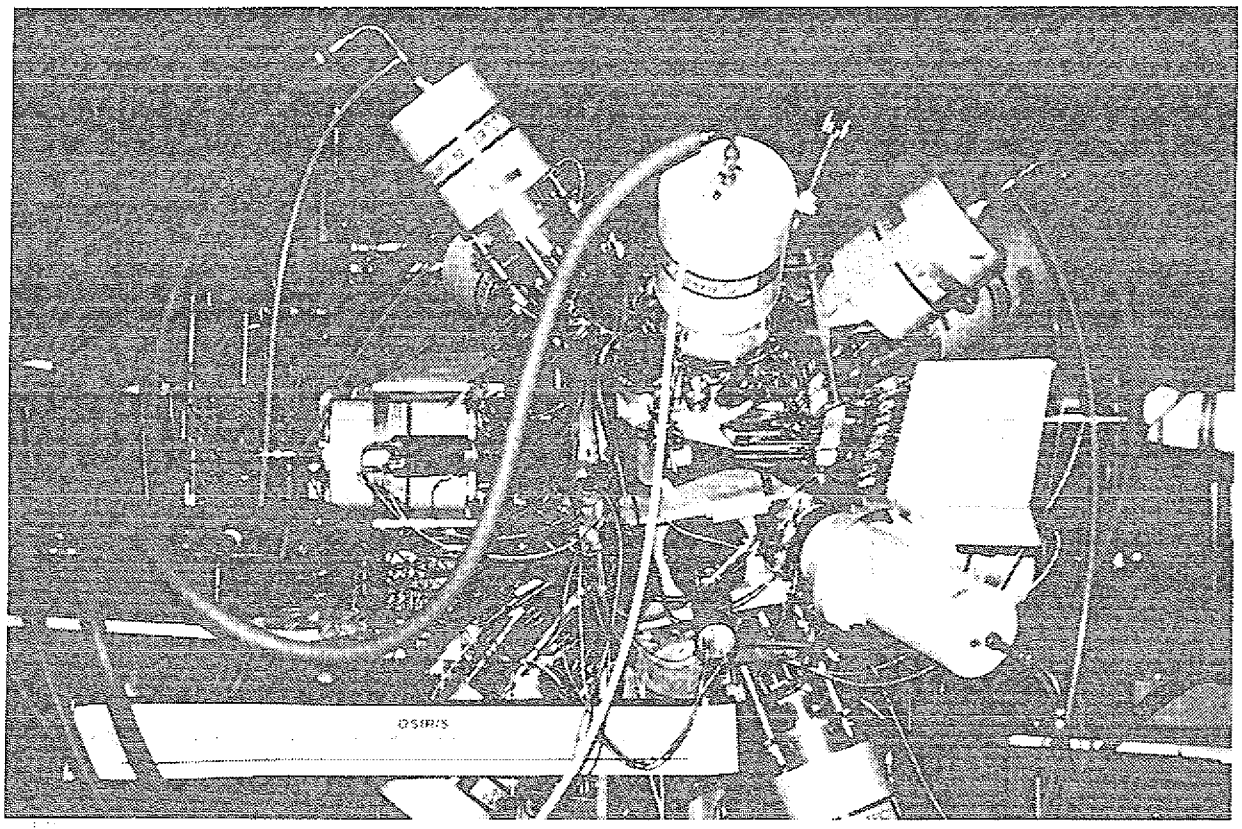


Abbildung 3.4: Das OSIRIS–Detektorsystem mit 12 Anti–Comptonspektrometern

Das OSIRIS–Spektrometersystem besteht aus 12 Anti–Compton–Spektrometern, die ringförmig in 2 Ebenen angeordnet sind, und einem inneren Ball aus 48 Wismutgermanat–Szintillatoren, der als Summenenergie- und γ–Multiplizitätsfilter dient. In Abb. 3.4 ist ein Foto des aufgebauten Detektorsystems zu sehen.

Ein Anti–Compton–Spektrometer besteht aus einem Ge–Detektor und einem ihn umgebenden Szintillationsdetektor. Der Ge–Detektor wird mit dem dazugehörigen FET–Vorverstärker über einen Kühlfinger, der mit einem Vorratsbehälter für flüssigen Stickstoff verbunden ist, auf die Betriebstemperatur von ca. -180^0C gekühlt. Die niedrige Arbeitstemperatur vermindert effektiv das Rauschen, welches vom Leckstrom durch Eigenleitung des Halbleitermaterials erzeugt wird. Bei der Wechselwirkung von γ–Quanten mit dem Ge–Detektor werden Elektron–Loch–Paare erzeugt. Pro Elektron–Loch–Paar wird eine Energie von 2.96 ± 0.15 eV aufgewendet. Die Ladungsträger werden durch die anliegende Hochspannung gesammelt, und der gemessene Ladungsimpuls ist der deponierten Energie proportional. Ein Photoeffekt oder mehrere aufeinanderfolgende Comptoneffekte mit abschließendem Photoeffekt führen zur Totalabsorption und ergeben im Spektrum einen scharfen Photopeak. Bei den im OSIRIS–Spektrometer verwendeten Ge–Detektoren beträgt die Energieauflösung 1.9 keV FWHM (Halbwertsbreite) bei einer Energie der γ–Quanten von 1.33 MeV.

Detektorgruppe	Detektornummer	Winkel α zum Strahl in ^{0}
1	1	25,0
2	7, 12	38,8
3	2, 6	63,1
4	8, 11	90,0
5	3, 5	116,9
6	9, 10	141,7
7	4	155,0

Tabelle 3.1: Die Winkel der OSIRIS-Detektoren zur Strahlrichtung im von uns verwendeten Standardaufbau. Für α gilt dabei $\cos(\alpha) = \sin(\Theta) * \cos(\Phi)$ mit $\Theta = 65^0$ als der feste Polarwinkel und Φ, der Azimuthalwinkel, ein Vielfaches von 30^0 (s. Abb. 3.6).

Der den eigentlichen Detektor umgebende Szintillator dient der Unterdrückung von unerwünschten Compton-Ereignissen. γ-Quanten, die aus dem Germanium durch Compton-Streuung wieder herausgestreut werden, also dort nicht ihre gesamte Energie deponiert haben, werden im Szintillator festgestellt. Durch eine Anti-Koinzidenz-Schaltung werden diese Ereignisse elektronisch unterdrückt. Als Material für solche Szintillatoren sind Wismutgermanat ($Bi_4Ge_3O_{12}$, BGO) oder Natriumjodid (NaJ) gebräuchlich. Bei den OSIRIS-Spektrometern wurde BGO gewählt, da aufgrund der höheren Dichte von BGO im Vergleich zu NaJ und der höheren Ordnungszahl von Wismut gegenüber Jod ($^{209}_{83}Bi_{126}$ gegen $^{127}_{53}J_{74}$) die Nachweiswahrscheinlichkeit bei diesem Material ca. 2.5 mal so hoch ist wie bei NaJ. Dadurch kann bei gleicher Gesamtnachweiswahrscheinlichkeit das Volumen des Szintillationsdetektors verringert werden. So ist es möglich geworden, eine Vielzahl von Anti-Compton-Spektrometern um das Target anzuordnen und einen Abstand vom Target zu den Ge-Detektoren von 17 cm zu erreichen. Dies ist ein Wert, bei dem von den Detektoren ein möglichst großer Raumwinkel abgedeckt und gleichzeitig die Wahrscheinlichkeit für den Nachweis von zwei γ-Quanten in einem Detektor (Doppelereignisse) gering gehalten wird. In Abb. 3.5 ist der Aufbau der OSIRIS-Spektrometer gezeigt. Bei dieser Art von Detektoren können die Compton-gestreuten γ-Quanten durch die Öffnung im Anti-Compton-Spektrometer, durch die der Ge-Detektor eingeführt wird, entkommen. Dadurch wird die Compton-Unterdrückung verschlechtert. Als Gegenmaßnahme wurden Stopfendetektoren aus BGO (Nr. 4 in Abb. 3.5) konstruiert, die die Öffnung größtenteils verschließen. Ein Maß für die Qualität eines Anti-Compton-Spektrometers ist das Peak-zu-Total-Verhältnis, welches die Anzahl der Ereignisse der Photolinie zu der Gesamtzahl der Ereignisse im Spektrum wiedergibt; bei den OSIRIS-Anti-Compton-Spektrometern ist dies $P/T = 0.55$ [Lie89].

Die Detektoren sind, wie in Abb. 3.6 gezeigt, montiert. Dabei werden um einen zentralen Ring aus Aluminium als Halter die 12 Detektoren in 2 Ebenen angeordnet. Wenn man von

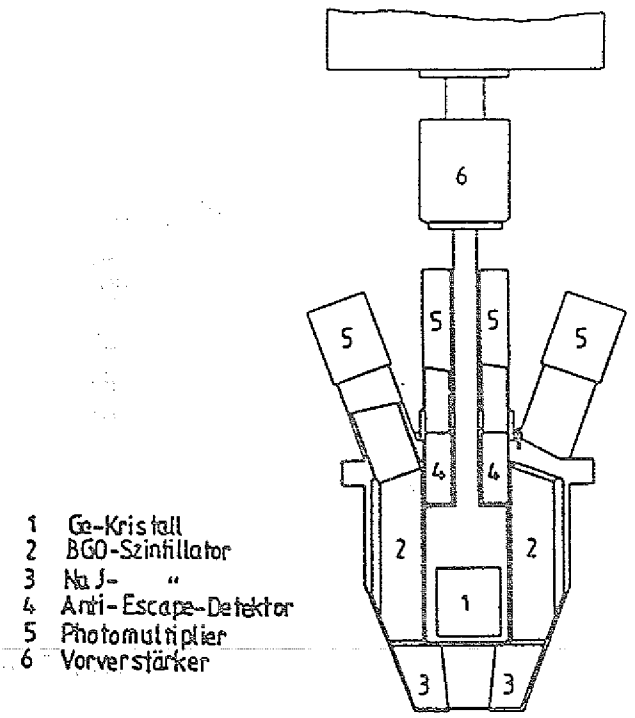


Abbildung 3.5: Schematische Zeichnung eines Anti–Compton–Spektrometers der OSIRIS–Apparatur

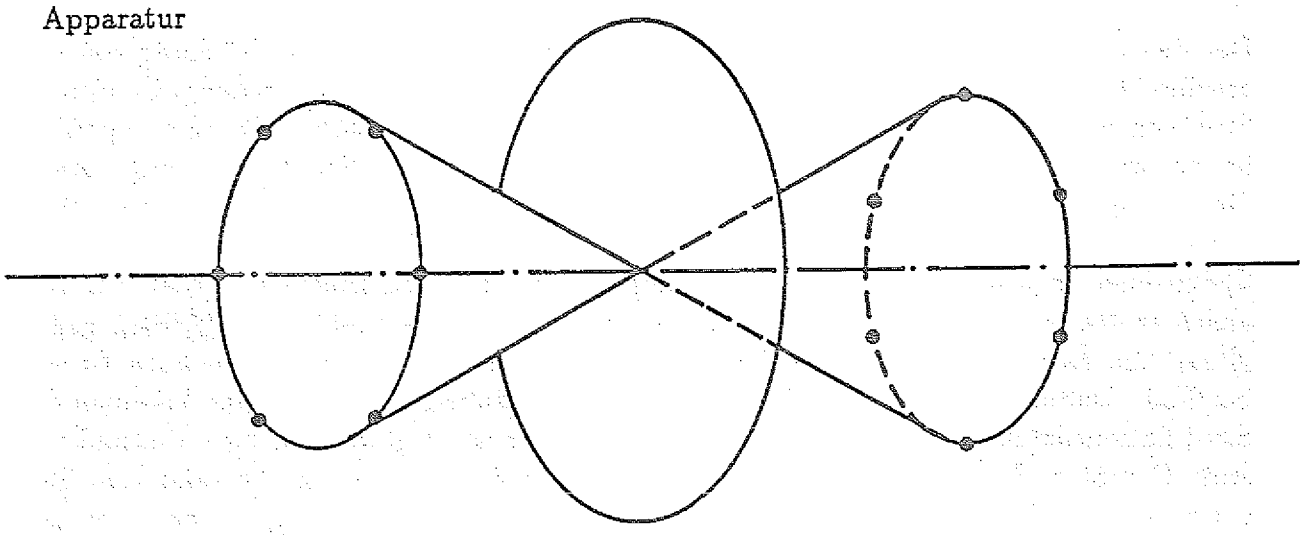


Abbildung 3.6: Die Detektorenanordnung im von uns verwendeten OSIRIS–Standardaufbau. Die Punkte geben den Mittelpunkt der 12 Ge–Detektoren an.

einem Polarkoordinatensystem mit der Symmetrieachse des Ringes als Polarachse ausgeht, sind die Detektoren unter Azimuthalwinkeln, die ein Vielfaches von 30^0 sind, aufgebaut. Der Polarwinkel ist jeweils 65^0 oder 115^0. Für den Standardaufbau, bei dem der Strahl in der Ringebene liegt, sind in Tab. 3.1 die resultierenden Winkel zwischen Detektor und Strahl angegeben. Es ist auch möglich, den Strahl in der Symmetrieachse des Ringes laufen zu lassen, dies ist der 90^0–Aufbau von OSIRIS. Das OSIRIS–Spektrometer ist vom Forschungszentrum Jülich in Kollaboration mit dem Hahn–Meitner–Institut, Berlin, und den Universitäten Bonn und Köln aufgebaut worden und seit 1987 in vollem Umfang in Betrieb.

3.3 Das γ–Kalorimeter von OSIRIS

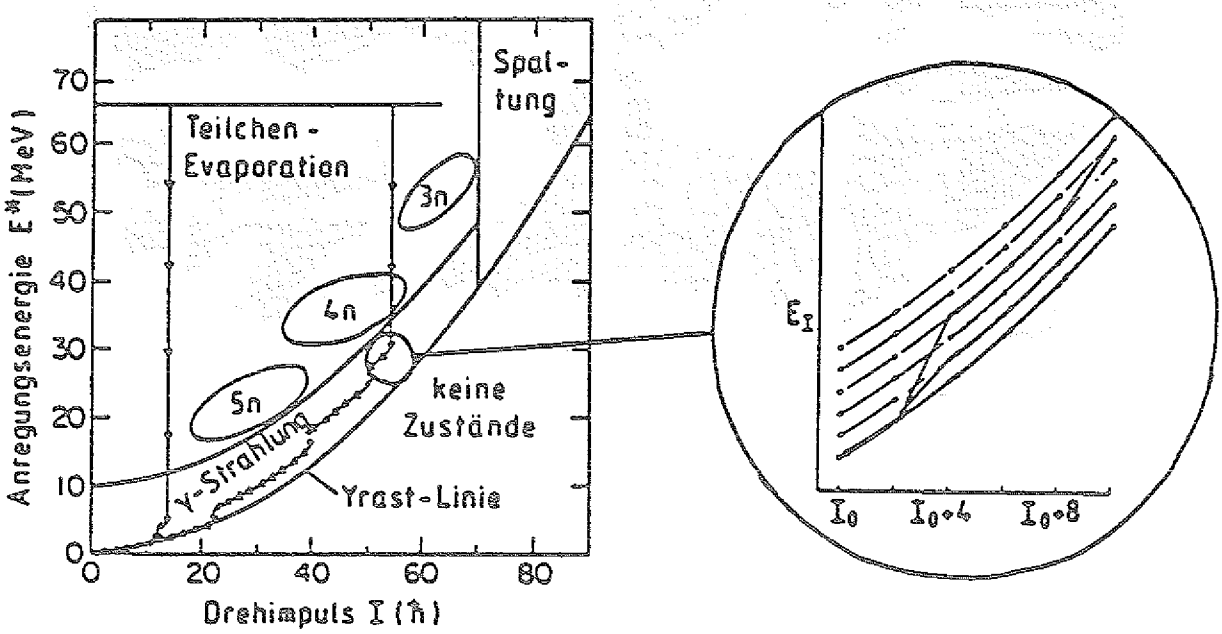


Abbildung 3.7: Der Übergang vom Compoundkern der Reaktion zum Endkern. Im Anregungsenergie–Drehimpuls–Zustandsdiagramm liegen die Endkerne nach Verdampfung von 3,4 oder 5 Neutronen in den markierten Bereichen [Gra86].

Bei den Experimenten zur Suche nach Superdeformation haben die gewünschten Reaktionen stets nur einen geringen Anteil am gesamten Wirkungsquerschnitt. Die Selektion allein durch γ-γ–Koinzidenzen genügt nicht, um die sehr schwachen diskreten Übergänge zu beobachten. Die in Compoundkernreaktionen entstehenden mittelschweren Kerne geben ihre hohe Anregungsenergie durch Verdampfung von 3–5 Neutronen und nachfolgende γ–Kaskaden unterschiedlicher Multiplizität ab. In Abb. 3.7 ist dieser Vorgang im Anregungs–Drehimpuls–Zustandsdiagramm gezeigt [Gra86]. Die Abdampfung eines Neutrons verringert die Energie des Compoundkerns um die Bindungsenergie des Neutrons von ca. 8 MeV und die kinetische Energie von etwa 1 MeV; außerdem wird der Drehimpuls um $\leq 1\hbar$ erniedrigt. Je mehr Neutronen abgedampft werden, umso kleiner wird die Anregungsenergie und der Drehimpuls des Endkerns. Somit unterscheiden sich die verschiedenen Ausgangskanäle der Reaktion in der Summenenergie und der Multiplizität der γ–Strahlung, und eine Trennung ist möglich, wenn es gelingt, diese beiden Größen zu messen.

Die Anforderungen an ein Detektorsystem, welches diese Parameter messen kann, sind vielfältig und zum Teil konträr. Um eine gute Summenenergieauflösung zu erhalten, muß die Gesamtnachweiswahrscheinlichkeit hoch liegen, daraus resultiert die Forderung, daß der Summenenergiefilter einen möglichst großen Teil des Raumwinkels von 4π abdecken soll und die Ansprechwahrscheinlichkeit möglichst groß sein soll. Zur Erreichung einer guten Multiplizitätsauflösung ist es nötig, den zu umfassenden Raumwinkel von vielen

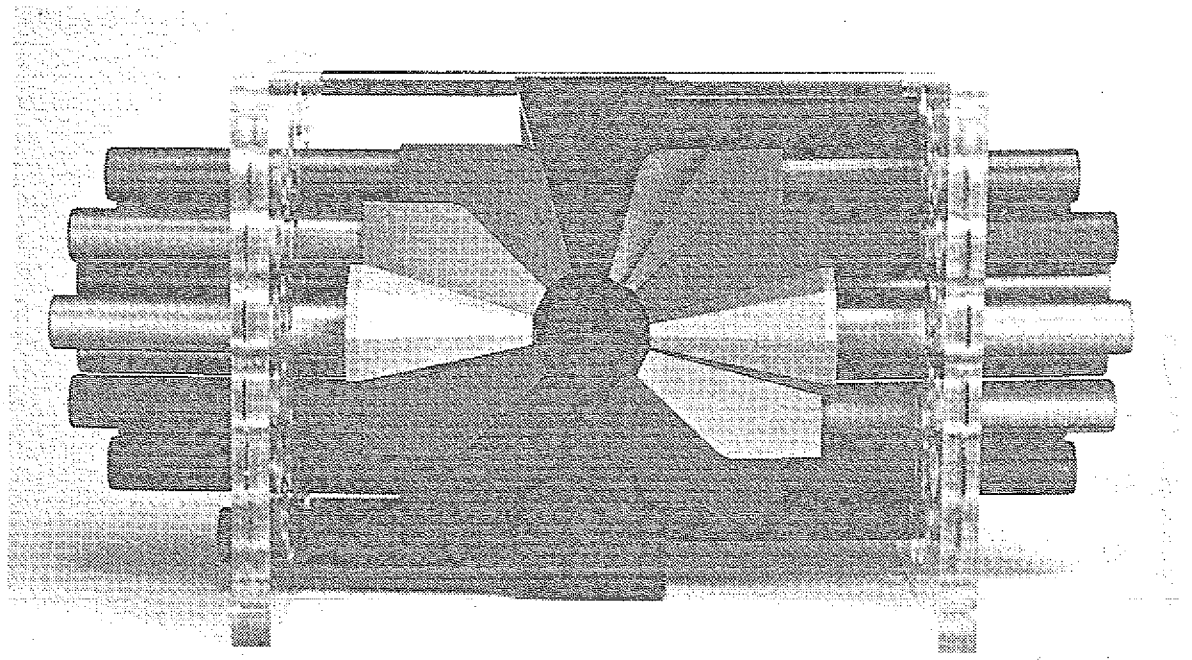


Abbildung 3.8: Das Modell des γ–Kalorimeters [Heb88]

Einzeldetektoren zu überdecken. Dabei müssen zwei störende Effekte beachtet werden, zum einen muß durch eine möglichst hohe Anzahl von Detektoren die Wahrscheinlichkeit für *Doppelereignisse* niedrig gehalten werden, zum anderen müssen die einzelnen Detektoren groß genug sein, um ein *Übersprechen* zu verhindern. In den mit OSIRIS typischerweise untersuchten Reaktionen treten γ–Multiplizitäten bis zu $M_\gamma = 35$ auf. Die Anzahl der Elemente des inneren Balles muß also deutlich größer sein.

Das γ–Kalorimeter von OSIRIS besteht aus 48 BGO–Kristallen, die alle etwa den gleichen Raumwinkel überdecken und Schichtdicken zwischen 50 und 75 mm aufweisen. In Abb. 3.8 ist das Modell des γ–Kalorimeters gezeigt, und Abb. 3.9 zeigt ein Foto des Kalorimeters vor dem Einbau in das Spektrometer [Heb88]. Damit die Ge–Detektoren das Target sehen können, sind Öffnungen im BGO–Ball erforderlich. Dadurch reduziert sich der vom inneren Ball überdeckte Raumwinkel auf 90%. In Abb. 3.10 ist anhand der Reaktion ^{150}Nd (^{34}S,xn) $^{184-x}$Os gezeigt, wie mit Hilfe des γ–Kalorimeters die verschiedenen Ausgangskanäle zu trennen sind [Heb88]. Durch Setzen von Fenstern in der zweidimensionalen Multiplizitäts–Summenenergie–Ebene kann die Trennung sehr viel genauer vorgenommen werden als in den eindimensionalen Darstellungen, in denen entweder Summenenergiespektren oder Multiplizitätsverteilungen zu sehen sind.

Um die Möglichkeiten des BGO–Balles vollständig nutzen zu können, muß eine Kalibration des Summenenergie- und Multiplizitätsfilters vorgenommen werden, dies wurde durch Messungen mit radioaktiven Quellen erreicht [Spo91]. Eine Zuordnung zwischen gemessener Summenenergie und Multiplizität, wie sie auch Abb. 3.10 zeigt, und den tatsächlichen Werten dieser zwei Größen wird dadurch ermöglicht.

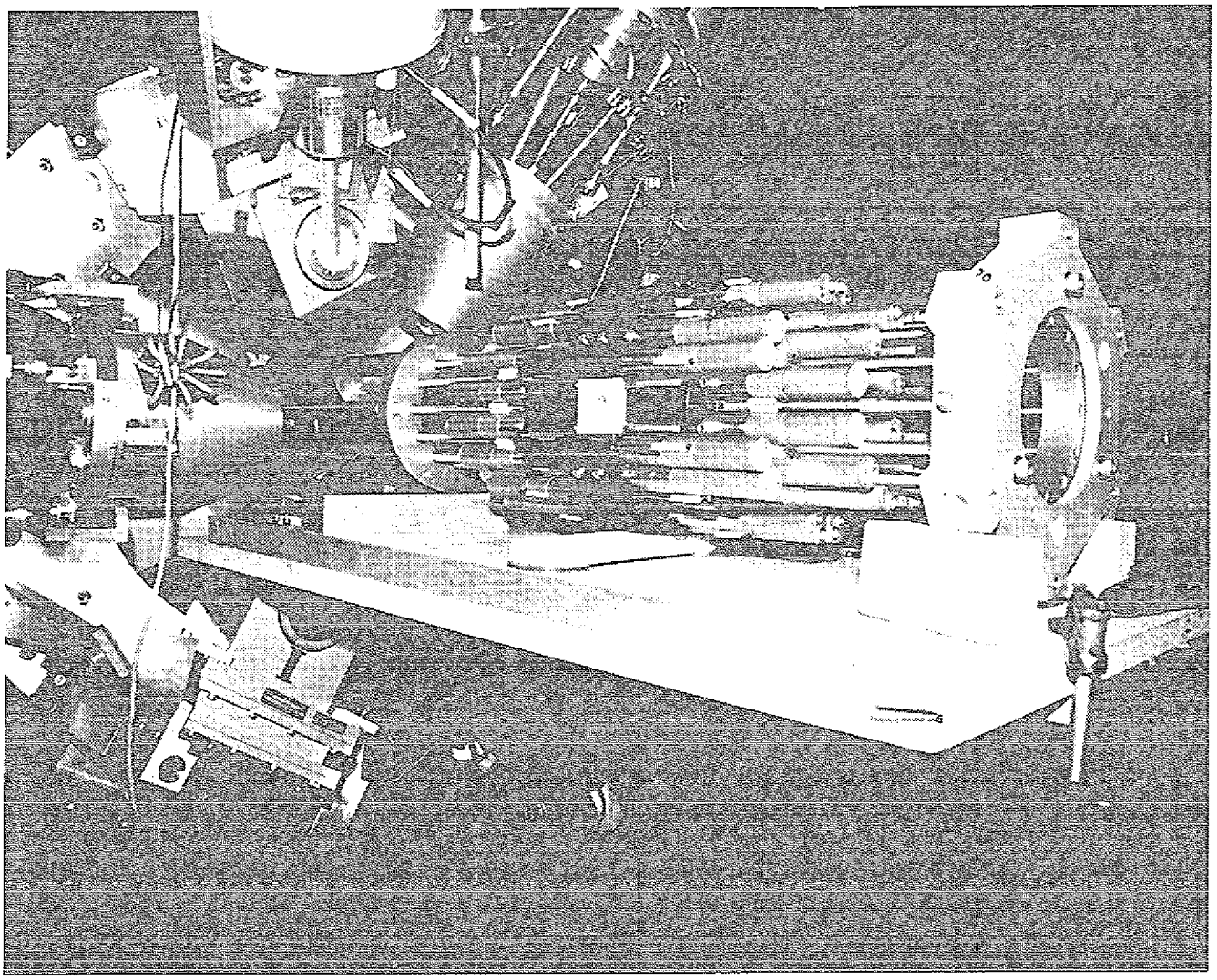


Abbildung 3.9: Das γ–Kalorimeter vor dem Einbau in das OSIRIS–Spektrometer. Es besteht aus 48 BGO–Szintillationsdetektoren und dient zur Bestimmung von Summenenergie und Multiplizität [Heb88].

3.4 Der Schwerionenbeschleuniger VICKSI

Das OSIRIS–Spektrometer ist seit mehreren Jahren am VICKSI–Schwerionenbeschleuniger des Hahn–Meitner–Instituts, Berlin, aufgebaut. Diese Kombination aus einem Tandem–Beschleuniger und nachgeschaltetem Zyklotron kann die benötigten Strahlsorten in den gewünschten Energiebereichen liefern. Für Superdeformationsexperimente werden schwere Ionen mit Energien im Bereich von mehreren hundert MeV benötigt, hier ist VICKSI in der Lage, einen genügend hohen Strahlstrom über längere Zeit stabil zu liefern.

Die Hochfrequenz des Zyklotrons wird als Zeitreferenz für die Meßelektronik genutzt, und die Zählraten der Ge–Detektoren betrugen bei unseren Experimenten ca. 10000/s. Maximal können Zählraten von etwa 20000/s verarbeitet werden, darüber hinaus erhöht sich die Pile–Up–Wahrscheinlichkeit und die Energieauflösung wird verschlechtert. Als Pile–Up

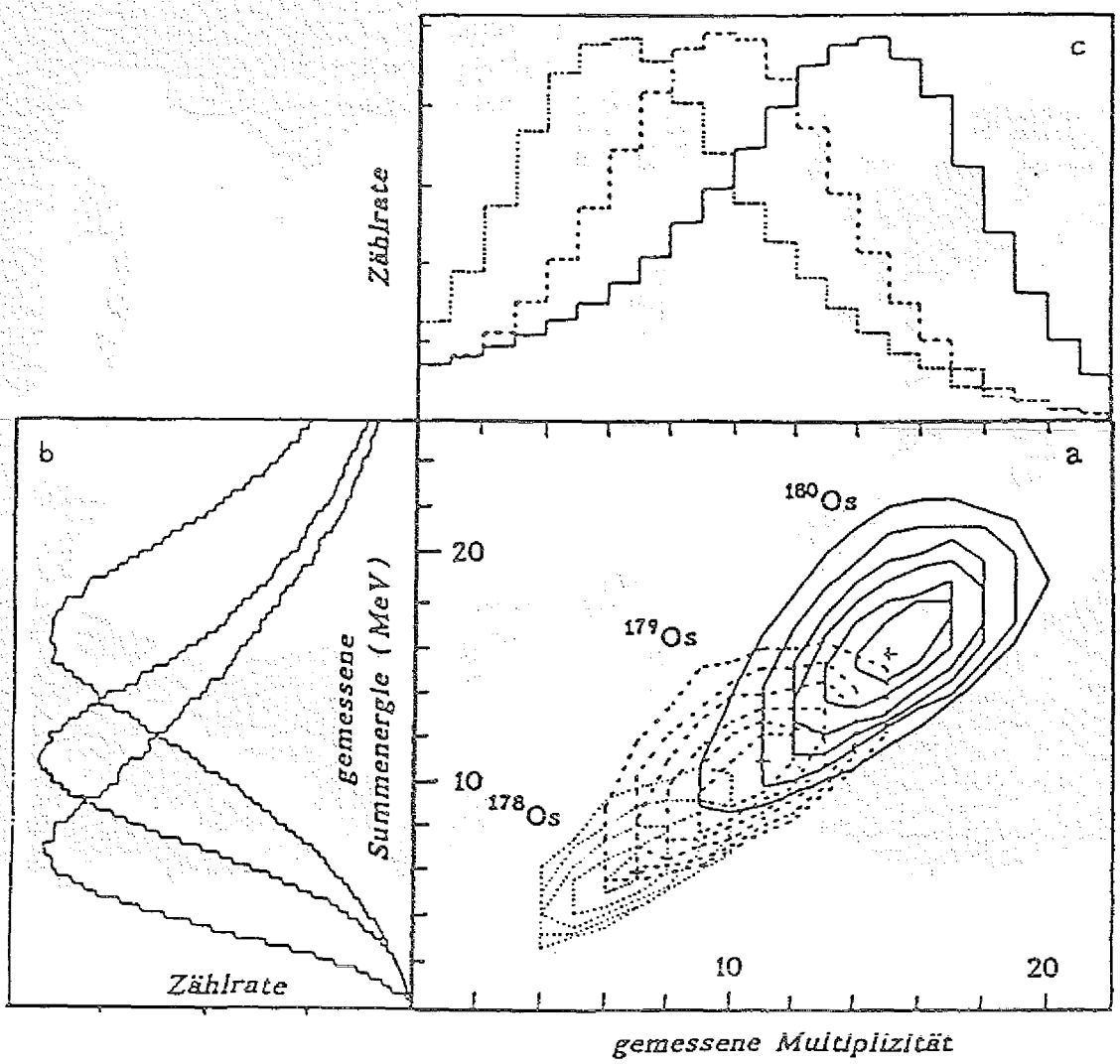


Abbildung 3.10: In der Reaktion ^{150}Nd (^{34}S,xn) $^{184-x}$Os gemessene Verteilung der Summenenergie gegen die Multiplizität (a) mit Projektion auf die Summenenergie (b) und die Multiplizität (c). Die verschiedenen Ausgangskanäle der Reaktion sind zu erkennen [Heb88].

bezeichnet man den Fall, daß ein zweiter Puls auftritt, während der erste noch nicht beendet ist und so die Pulshöhe verschoben wird.

3.5 Die Logikschaltung und das Datenerfassungssystem MEMPHIS

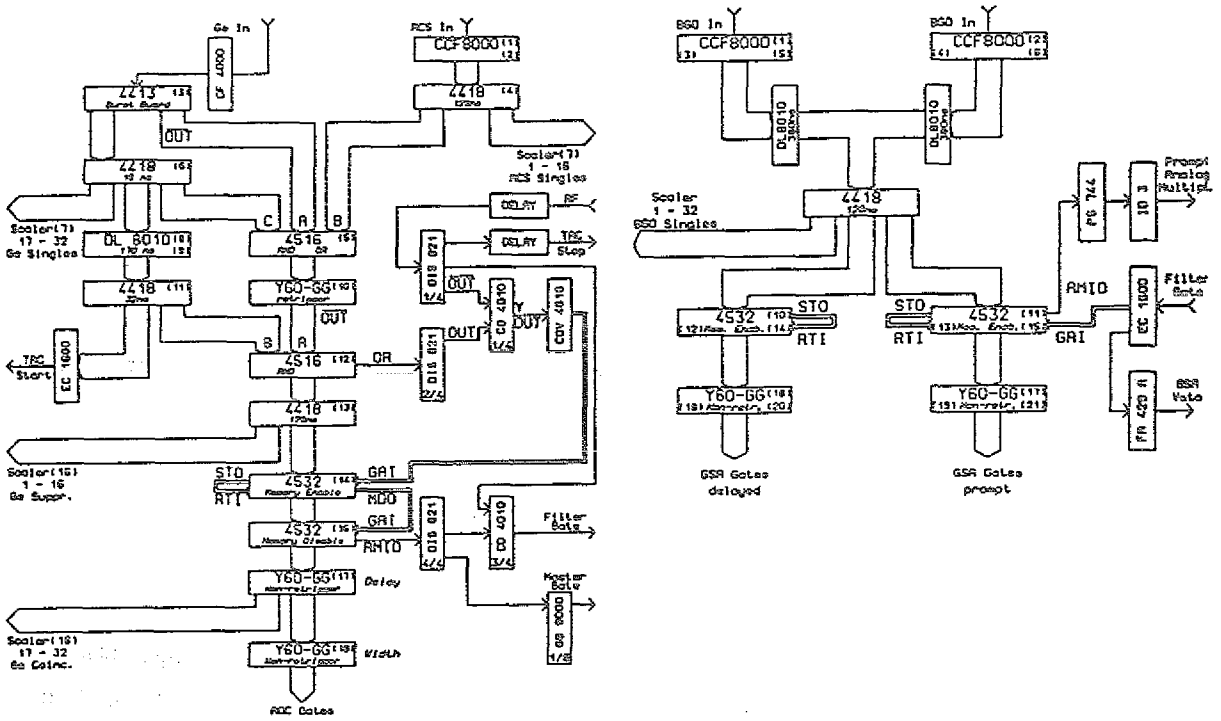


Abbildung 3.11: Die Triggerlogik des OSIRIS–Spektrometers [Sch91]

Zum Betrieb des OSIRIS–Spektrometersystems mit seinen 12 Anti–Compton–Spektrometern und den 48 BGO-Elementen des γ–Kalorimeters wird eine umfangreiche Meß- und Steuerelektronik benötigt. Sie muß die Hochspannungsversorgung der Detektoren sicherstellen, die Energie- und Zeitsignale verstärken und Summenenergie und Multiplizität messen sowie im Logikzweig die Comptonunterdrückung und die Analyse der Zeitbeziehungen durchführen. Die aufbereiteten Meßdaten müssen dann selektiert und abgespeichert werden, wünschenswert ist auch die Online–Überwachung des gesamten Experiments.

Die Elektronik besteht im analogen Zweig aus *NIM–Modulen* (Nuclear Instruments and Methods), die die Verstärkung und Impulsformung der Energie- und Zeitsignale der Anti–Compton–Spektrometer sowie die Verstärkung der Summenenergie- und Multiplizitätssignale der Filterelemente vornehmen. In der Triggerlogik, s. Abb. 3.11 und [Sch91], wird eine zeitliche und logische Verknüpfung der Signale vorgenommen und somit die Comptonunterdrückung und die Festlegung und Überprüfung der Koinzidenzbedingungen realisiert. Sie erzeugt ebenfalls das Startsignal (Mastergate) für das Datenerfassungssystem. Dieser Teil der OSIRIS–Elektronik ist größtenteils aus *ECL–Modulen* (Emitter–Coupled–Logic) aufgebaut, sie ermöglichen durch eine hohe Integrationsdichte eine geringe äußere Verkabelung und damit eine kleine Störanfälligkeit. Durch den Einbau in einen *CAMAC–Überrahmen* (Computer Application to Measurement and Control) können über ein Interface

wichtige Parameter wie Schwellen, Spannungen und Verzögerungen computergesteuert werden; hier kommt ein ATARI zum Einsatz. Die korrekte Arbeitsweise der Elektronik kann während des Experiments durch Zähler für Einzel-, Compton–unterdrückte und Koinzidenzzählraten überprüft werden.

ADC–Interface–Nummer	Funktion
1 – 12	Energien der Ge–Detektoren
13	Summenenergie aus dem BGO–Filter
14	Multiplizität aus dem BGO–Filter
15, 16	nicht belegt
17 – 28	Zeiten der Ge–Detektoren
29	Delayed Fold aus dem BGO–Filter
30	nicht belegt

Tabelle 3.2: Belegung der ADC–Gruppen für die Datenerfassung

Mit dem Vielkanalanalysatorsystem *MEMPHIS 2000* (Modular Experiment Multiparameter Pulse Height Instrumentation System) ist durch schnelle Datenerfassung und Datenreduktion eine hohe Datenverarbeitungsrate möglich. Es stehen 28 Eingänge für hochauflösende 8k–ADCs (Analog to Digital Converter) und ein 32 Bit umfassendes Bitpatternmodul zur Verfügung [Wat89]. In unseren Hochspinexperimenten wurde die in Tab. 3.2 aufgelistete ADC–Belegung gewählt. Der Einsatz zweier Bit–Slice–Prozessoren erlaubt eine schnelle Signalverarbeitung, hält die Datenerfassung flexibel und ermöglicht eine einfache Anpassung an die spezifischen Experimentbedingungen. Die Speicherung der Daten erfolgt in einer hierarchischen Struktur, wie sie in Abb. 3.12 gezeigt ist, auf Video8–Magnetbändern. Sie können ca. 2 GByte, was ungefähr 100 Mio. Ereignissen entspricht, aufzeichnen. Durch zwei Ethernet–Kabel erfolgen Datenübertragung und Kommunikation mit der μVAX 3200, um eine Online–Kontrolle der Spektren zu ermöglichen.

3.6 Die Experimente zur Suche nach Superdeformation

Der Versuchsaufbau war bei allen unseren Experimenten so, wie er in diesem Kapitel beschrieben ist. Abhängig von der unterschiedlichen Zielsetzung der Experimente besteht der Unterschied im wesentlichen im Aufbau der Targets. Dabei gibt es grundsätzlich zwei verschiedene Arten:

In der Compoundkernreaktion wird ein Rückstoß auf die Kerne übertragen. In den von uns verwendeten ^{40}Ar–induzierten Kernreaktionen haben die Rückstoßkerne eine Geschwindig-

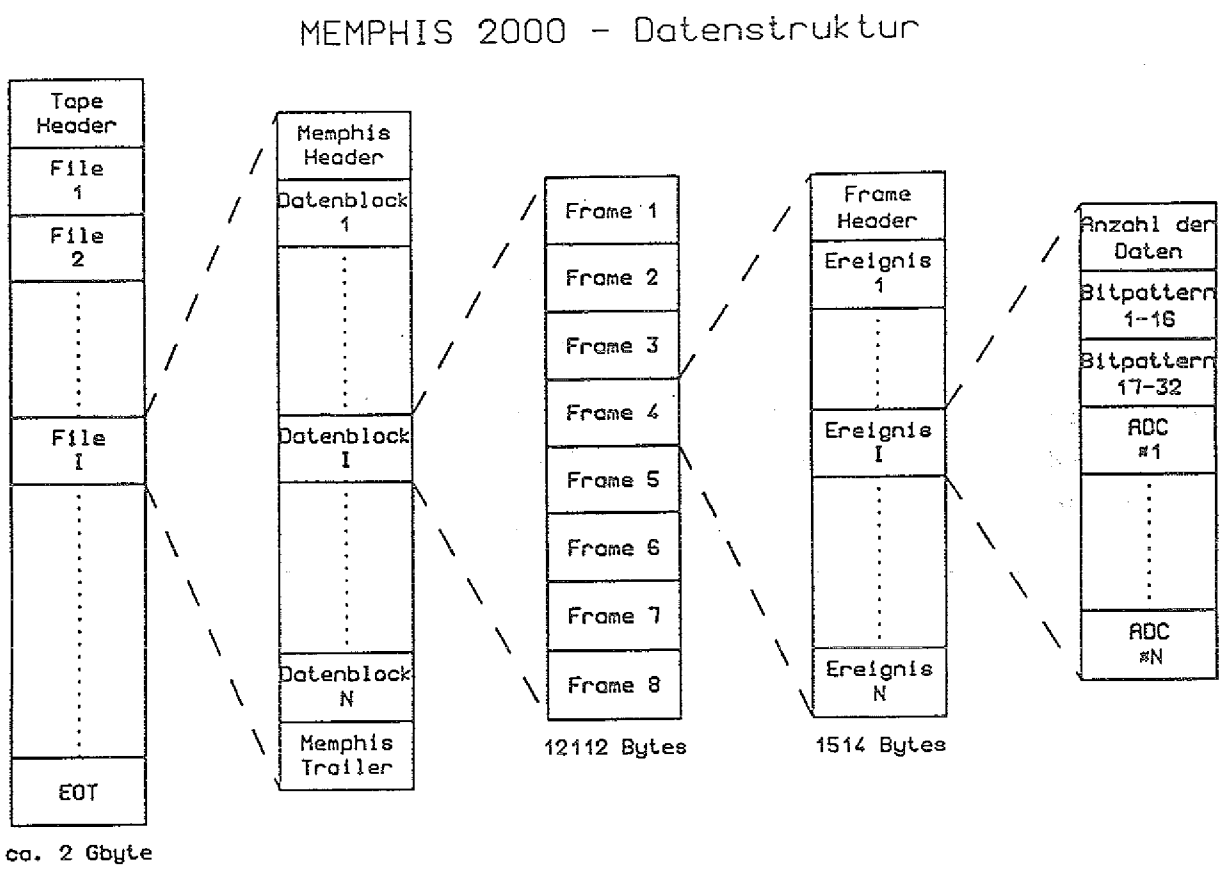


Abbildung 3.12: Die Datenstruktur von MEMPHIS 2000 [Sch91]

keit von 2 – 3% der Lichtgeschwindigkeit. Dies führt bei einer Beobachtung der γ–Strahlung mit einem unter 90^0 angeordneten Detektor zu einer Dopplerverschiebung von 20 – 30 keV für eine γ–Energie von 1 MeV. Werden dicke Targets verwendet, in denen die Rückstoßkerne abgebremst werden, bevor die γ–Strahlung emittiert wird, so ergibt sich eine Dopplerverbreiterung der γ–Linien.

Zur hochauflösenden Spektroskopie von kurzlebigen Zuständen unabhängig von ihrer Lebensdauer, benutzt man ein oder mehrere hintereinander angeordnete *dünne* Targets, deren schematischer Aufbau in Abb. 3.13 gezeigt ist. Die Targets müssen so dünn sein, daß eine Dopplerverbreiterung durch Abbremsen minimal wird. Es tritt dann jedoch immer noch die Dopplerverbreiterung durch den endlichen Öffnungswinkel der Ge–Detektoren auf. Die Doppler*verschiebung* aller γ–Linien ist dann gleich (abhängig vom Detektorwinkel) und kann durch eine Rekalibrierung während des Sortierprozesses relativ einfach korrigiert werden. Die Geschwindigkeit der Kerne kann dann aus der Kinematik der Reaktion berechnet werden. Zur Erhöhung der Reaktionsrate verwendet man mehrere hintereinander angeordnete Targets. Nur wenn der γ–Zerfall zwischen den Targets erfolgt, beobachtet man die volle Dopplerverschiebung. Bei dem von uns gewählten Abstand von 0.3 mm zwischen den Targets ist dies dann der Fall, wenn die Halbwertszeit der Zustände $\leq$ 50 ps ist. Für längerlebige Zustände tritt eine zusätzliche Dopplerverschiebung auf, die bei der Analyse gegebenenfalls korrigiert werden muß.

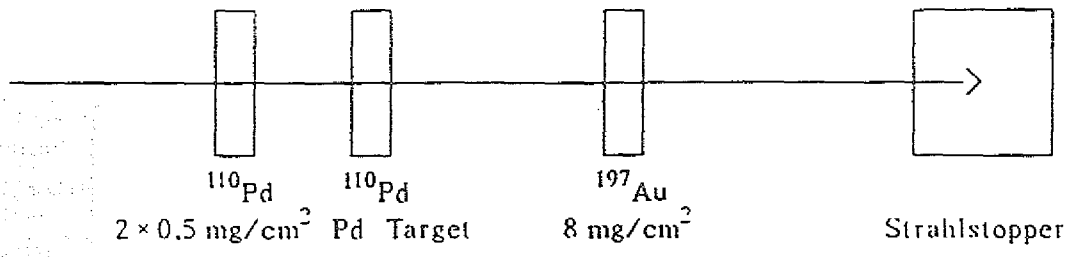


Abbildung 3.13: Schematischer Aufbau der Targets in den Experimenten mit dünnem Target. Nur die Targetfolien liegen in der Akzeptanz der Detektoren, die Goldfolie stoppt die Rückstoßkerne und liegt in der Akzeptanz des γ–Kalorimeters, der Strahlstopper ist ein Faraday–Becher außerhalb der Detektoranordnung.

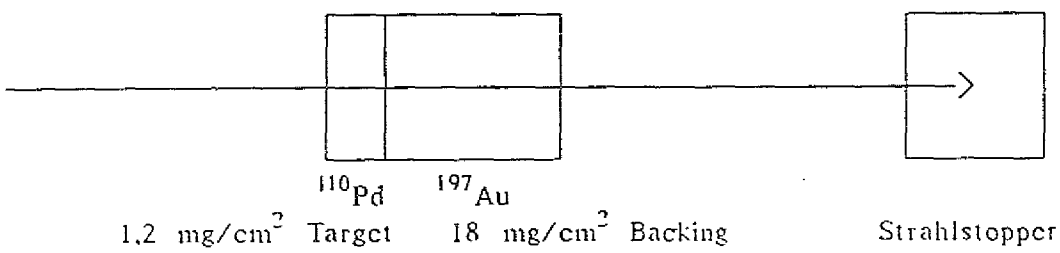


Abbildung 3.14: Schematischer Aufbau der Targets in den Experimenten mit dickem Target und Gold–Backing. Der Strahlstopper ist auch hier ein Faraday–Becher außerhalb der Detektoranordnung.

Bei Experimenten mit dickem Target mit Backing werden die im Target erzeugten Compoundkerne während des Zerfalls im Gold–Backing gestoppt. Dazu sollte die Abbremszeit ungefähr in der Größenordnung der effektiven Lebensdauer der zu spektroskopierenden Zustände sein, diese ist bei superdeformierten Zuständen $\approx$ 100 fs. Bei der Auswahl der Dicke des Backings ist es sinnvoll, diese so zu wählen, daß der Compoundkern gerade gestoppt wird. Ein zu dickes Backing vergrößert lediglich den Untergrund, der durch Coulombanregung der Gold–Kerne im Backing durch die Projektile erzeugt wird. Bei Experimenten mit Target mit Backing wird die *unterschiedliche* Dopplerverschiebung genutzt, um damit die Lebensdauer der Zustände zu bestimmen.

In Tab. 3.3 ist eine Übersicht der durchgeführten Experimente zur Suche nach superdeformierten Banden in den Kernen ^{144,145}Gd gezeigt.

gewünschter Endkern	Targetart	Reaktion	Strahlenergie
^{144}Gd	dünnes Target, 2*0.5 mg/cm^2 Target, 1.0 mg/cm^2, mit Backing, 10.1 mg/cm^2 ^{197}Au	^{108}Pd (^{40}Ar,4n) ^{108}Pd (^{40}Ar,4n)	182 MeV 182 MeV
^{145}Gd	dünnes Target, 2*0.5 mg/cm^2 Target, 1.2 mg/cm^2, mit Backing, 13..18 mg/cm^2 ^{197}Au	^{110}Pd (^{40}Ar,5n) ^{110}Pd (^{40}Ar,5n)	189 MeV 200 MeV

Tabelle 3.3: Übersicht über die durchgeführten Experimente mit Strahlenergie und Reaktion

3.7 Die Eichmessungen

Vor und nach jedem Experiment werden Eichmessungen durchgeführt. Sie dienen einerseits zur Energie- und Zeiteichung der beim Experiment aufgenommenen Daten und andererseits zur Kontrolle der Energieauflösung der Ge–Detektoren. Durch die beim Experiment erzeugte Neutronenstrahlung werden die Detektoren geschädigt. Dabei entstehen Fehlstellen in der Einkristallstruktur, die zu einer Verschlechterung der Energieauflösung führen. Die Gitterstruktur kann jedoch durch Ausheizen der Detektoren außerhalb des Experimentaufbaus wiederhergestellt werden.

Mit dem Datenerfassungssystem MEMPHIS 2000 ist die Eichung aller 12 Detektoren mit einer ^{60}Co–Quelle einfach, da das speziell hierfür entwickelte Programm *COCA* genutzt werden kann. Aus den Positionen der 1173 keV und 1332 keV Linien wird die Energieeichung festgestellt; durch die Bestimmung der Flächen in den Photolinien kann das Peak–zu–Total–Verhältnis angegeben werden und somit die Comptonunterdrückung überprüft werden. Die Energieauflösung der Detektoren und eine eventuelle Neutronenschädigung wird anhand der 1332 keV Linie festgestellt. Die Halbwertsbreite (FWHM) gibt dabei direkt die Energieauflösung an, und das Verhältnis FWTM/FWHM (Linienbreite bei 10% des Maximums zu Linienbreite bei 50% des Maximums) gibt Hinweise auf Neutronenschäden, da neutronengeschädigte Detektoren unsymmetrische, von der Gaussform abweichende Linien zur Folge haben.

Durch Benutzung einer ^{152}Eu–Quelle kann die Ansprechwahrscheinlichkeit über den Energiebereich 100 keV – 1,5 MeV gemessen werden. Die Zeiteichung geschieht dadurch, daß in die Hochfrequenzleitung vom Zyklotron zur Meßelektronik eine Verzögerungsleitung mit bekannter Verzögerungszeit geschaltet wird. Die Position der prompten Linie in den Zeitspektren wird dann bestimmt.

Kapitel 4

Auswertung der Experimente

Bei der Auswertung der Experimente müssen als erstes die bei den Experimenten gewonnenen Rohdaten aufbereitet und sortiert werden. Dabei wird durch Rekalibrierung und Reduktion der Daten auf die wesentliche Information die benötigte Speicherkapazität minimiert. Durch Sortierung werden verschiedener Matrizen erzeugt, die anschließend im Detail analysiert werden. Letzlich werden die gewonnenen Ergebnisse interpretiert.

4.1 Aufbereitung der Messdaten und Sortierung

Zur Auswertung der Experimente müssen die Daten in E_γ-E_γ-Korrelationsmatrizen sortiert werden. Diese haben eine Größe von 4096 * 4096 Kanälen und eine Zellgröße von 2 Byte, somit braucht eine Matrix 32 MByte Speicherplatz. Der Prozeß der Rekalibration und Sortierung der Daten findet nach der Methode statt, die W. Urban zur Auswertung und Analyse von Multiparameter–Koinzidenzdaten entwickelt hat [Urb84]. Die dabei benutzten Programme wurden auf der Grundlage der von H. Schnare entwickelten Programme erarbeitet [Sch91]. In den einzelnen Schritten des Sortierprozesses wird jeweils ein höherer Ordnungsgrad und eine Reduktion des Speicherbedarfs der gesamten Daten erreicht (s. Abb. 4.1), so daß schlußendlich der Speicherbedarf um einen totalen Reduktionsfaktor von ≈ 0.5 vermindert wird.

Zur Rekalibration der Spektren der einzelnen Detektoren werden die Rohdaten in kleine Abschnitte unterteilt. Die Kalibration findet dann mit Hilfe von bekannten starken Linien, die sich in den Spektren finden lassen, statt. Dabei kann auch auf zeitliche Schwankungen der Verstärker und ähnliche Probleme korrigiert werden. Mit der Rekalibration der Energie- und Zeitspektren findet auch eine Selektion der korrekten Ereignisse und die Aufspaltung in drei Datenfiles für die 2–fach, 3–fach und 4–fach Koinzidenzen statt.

Im zweiten Sortierschritt werden die 3–fach und 4–fach Koinzidenzen zu 2–fach Koinzidenzen entfaltet, und alle Ereignisse nach Energiegruppen von Energie 1 sortiert. Die 4096 Kanäle werden dabei in 256 Gruppen von jeweils 16 Kanälen unterteilt, um den

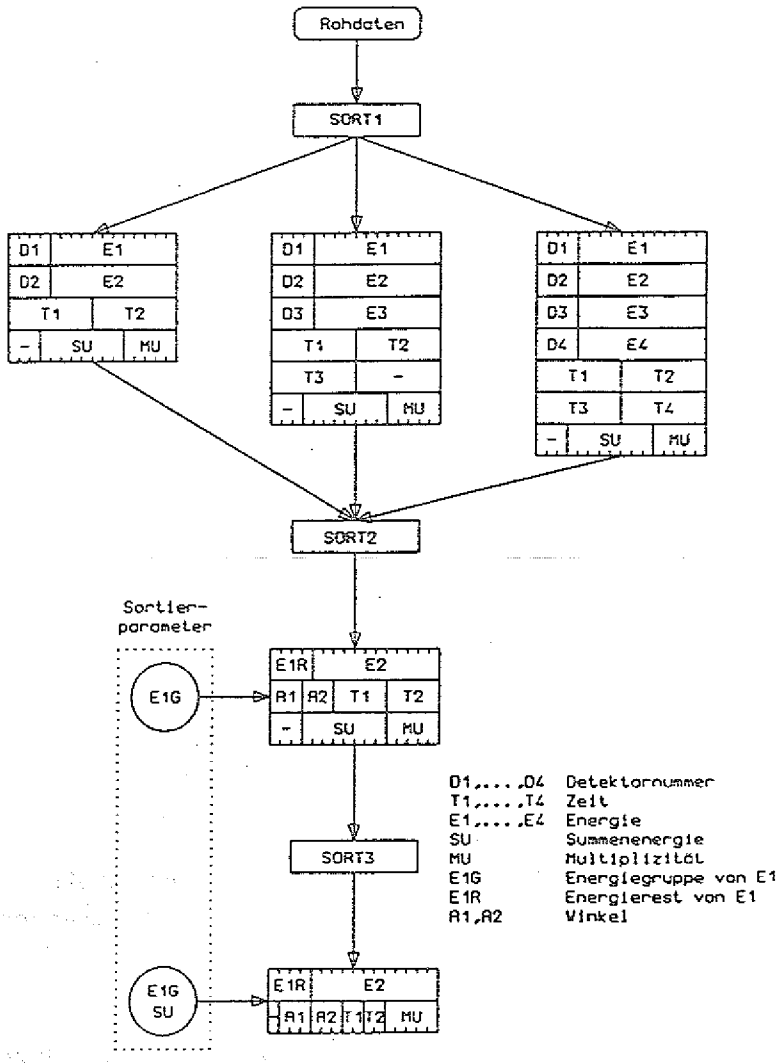


Abbildung 4.1: Überblick über den Sortierprozess und die Datenstruktur der Ereignisse

benötigten freien Speicherplatz (RAM, Random Access Memory) zu reduzieren. Mit der gleichen Taktik kann dann im nächsten Sortierschritt nach einem anderen Parameter, wir wählten die Summenenergie, sortiert werden und eine weitere Reduktion des benötigten Speicherplatzes stattfinden. Auf diese Weise entsteht eine „Listmode–Matrix" mit den in Abb. 4.1 nach SORT3 gezeigten Parametern. Daraus werden Matrizen sortiert, wobei Bedingungen für Zeit, Summenenergie und γ–Multiplizität angegeben werden können. Schließlich erhielten wir eine E_γ–E_γ–Korrelationsmatrix von $4096 * 4096$ Kanälen mit einer Kalibration von 0.6 keV/Kanal. Durch diese Selektion von bestimmten Ausgangskanälen wird der Untergrund minimiert und Ereignisse, die von Coulombanregung des Targets oder Nachbarkernen des gewünschten Endkerns herrühren, reduziert.

4.2 Auswertung der Experimente mit dünnem Target

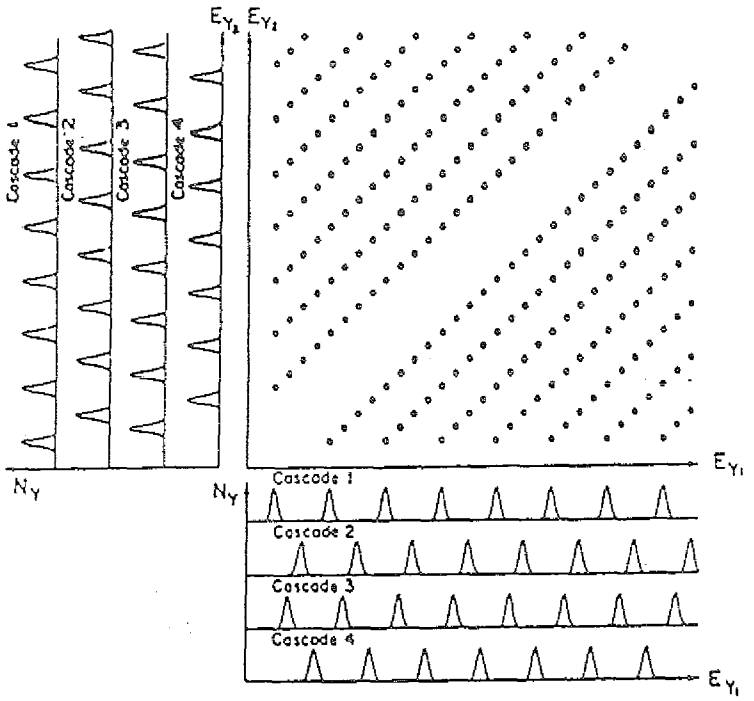


Abbildung 4.2: Schematische Darstellung des Koinzidenzmusters einer E_γ–E_γ–Korrelationsmatrix für vier Rotationsbanden. Man kann die Entstehung der typischen Ridgestruktur erkennen; aus der Größe ΔE_γ kann das dynamische Trägheitsmoment bestimmt werden.

Die Experimente mit dünnem Target dienten der Untersuchung kurzlebiger Zustände unabhängig von ihrer Lebensdauer mit optimaler Energieauflösung. Es werden γ–Quanten untersucht, die von den Rückstoßkernen im Flug emittiert werden, so daß die Auflösung lediglich durch die Dopplerverbreiterung begrenzt wird, die vom endlichen Öffnungswinkel der Detektoren herrührt. Das Target ist so dünn, daß die Abbremsung der Rückstoßkerne im Target vernachlässigt werden kann. Informationen über die Bandenstruktur erhält man aus der Untersuchung von Energiekorrelationen. Wenn der Kern als starrer Rotator beschrieben werden kann, haben die Energien aufeinanderfolgender Übergänge eine konstante Differenz, die zur Ausbildung von charakteristischen, parallelen Gratstrukturen in der E_γ–E_γ–Korrelationsmatrix führen, siehe Abb. 4.2. Dabei entsteht der 1. Grat durch Koinzidenzen benachbarter Übergänge, der 2. Grat durch Koinzidenzen zwischen Übergängen und den in der Zerfallsreihe übernächsten Übergängen. Die weiteren Grate entstehen durch Koinzidenzen zwischen den entsprechenden Übergängen. Bei der Auswertung der Experimente mit dünnem Target sucht man zunächst nach diesen typischen Gratstrukturen, die einen Hinweis auf Bandenstruktur geben, und aus deren Abstand man das dynamische Trägheitsmoment der Banden bestimmen kann. Im Experiment beobachtet man meistens nur ein bis zwei Grate, weil sie durch Variation der Trägheitsmomente verschmiert werden.

4.2.1 Korrelationsmatrizen

Aus den beiden Experimenten mit dünnem Target, die der Suche nach Superdeformation in den Kernen ^{144,145}Gd dienten, wurden die in Abb. 4.3 und Abb. 4.4 gezeigten Matrizen gewonnen. Dabei wurde die wahrscheinlichkeitstheoretischen Überlegungen folgende *Kopenhagen-Subtraktions-Methode* [And79, Her80] benutzt, um die unkorrelierten Ereignisse weitestgehend zu eliminieren. Das endliche Auflösungsvermögen der Spektrometer, bedingt durch Dopplerverbreiterung, reduziert das Intensitätsverhältnis von γ–Linien und Untergrund und vermindert die Ausprägung von Korrelationsstrukturen. In den E_γ–E_γ–Korrelationsmatrizen verschmieren deshalb die scharfen Konturen.

Aus dem Abstand zwischen den ersten Graten zu beiden Seiten der Hauptdiagonalen kann das Trägheitsmoment mit der Formel

$$2\Delta E_\gamma = \frac{8\hbar^2}{\Theta} \tag{4.1}$$

hergeleitet werden. Dazu wird die Korrelationsmatrix auf eine Achse senkrecht zur Hauptdiagonalen projeziert. In den resultierenden $E_{\gamma_1} - E_{\gamma_2}$–Spektren sind die Grate als Linien zu erkennen, deren Abstände einfach bestimmt werden können. Es ist allerdings zu berücksichtigen, daß auch störende diskrete Linien im Differenzspektrum auftreten können. In Abb. 4.5 und Abb. 4.6 sind die Differenzspektren für die Reaktionen ^{108,110}Pd,(^{40}Ar,xn) dargestellt.

Um die Deformation des Kerns aus dem experimentell bestimmtem Trägheitsmoment herzuleiten, sind Modellannahmen notwendig. Der Kern wird als axialsymmetrisches Rotationsellipsoid mit einem Verhältnis der Hauptdiagonalen c/a beschrieben. Betrachtet man den Kern als starren Körper bzw. als inkompressiblen Flüssigkeitstropfen, so ergeben sich die Gleichungen

$$\Theta_{\text{starr}} = \Theta_0 \frac{1 + \left(\frac{c}{a}\right)^2}{2\left(\frac{c}{a}\right)^{2/3}} \tag{4.2}$$

und

$$\Theta_{\text{flüssig}} = \Theta_0 \frac{\left[\left(\frac{c}{a}\right)^2 - 1\right]^2}{2\left[\left(\frac{c}{a}\right)^2 + 1\right]\left(\frac{c}{a}\right)^{2/3}} \tag{4.3}$$

Θ_0 ist dabei das Trägheitsmoment einer Kugel mit dem gleichen Volumen wie der starre Körper bzw. der inkompressible Flüssigkeitstropfen:

$$\Theta_0 = \frac{2}{5} M R^2 \tag{4.4}$$

Die in der klassischen Mechanik übliche Gleichung für rotierende Körper, $I = \Theta\omega$, ist auf rotierende Kerne übertragen worden und ermöglicht zwei unterschiedliche Definitionen für

144 GD thin target, Versuch am Hahn-Meitner-Institut 1991
IKPD10$DKA300:[STEPHAN.144GD]GD5SSC4TO1B.MAT
Original : [2-2458] keV * [2-2458] keV , 1024 ch. * 1024 ch.
Ausschnitt: [600-1800] keV * [600-1800] keV , [250- 750] ch. * [250- 750] ch.

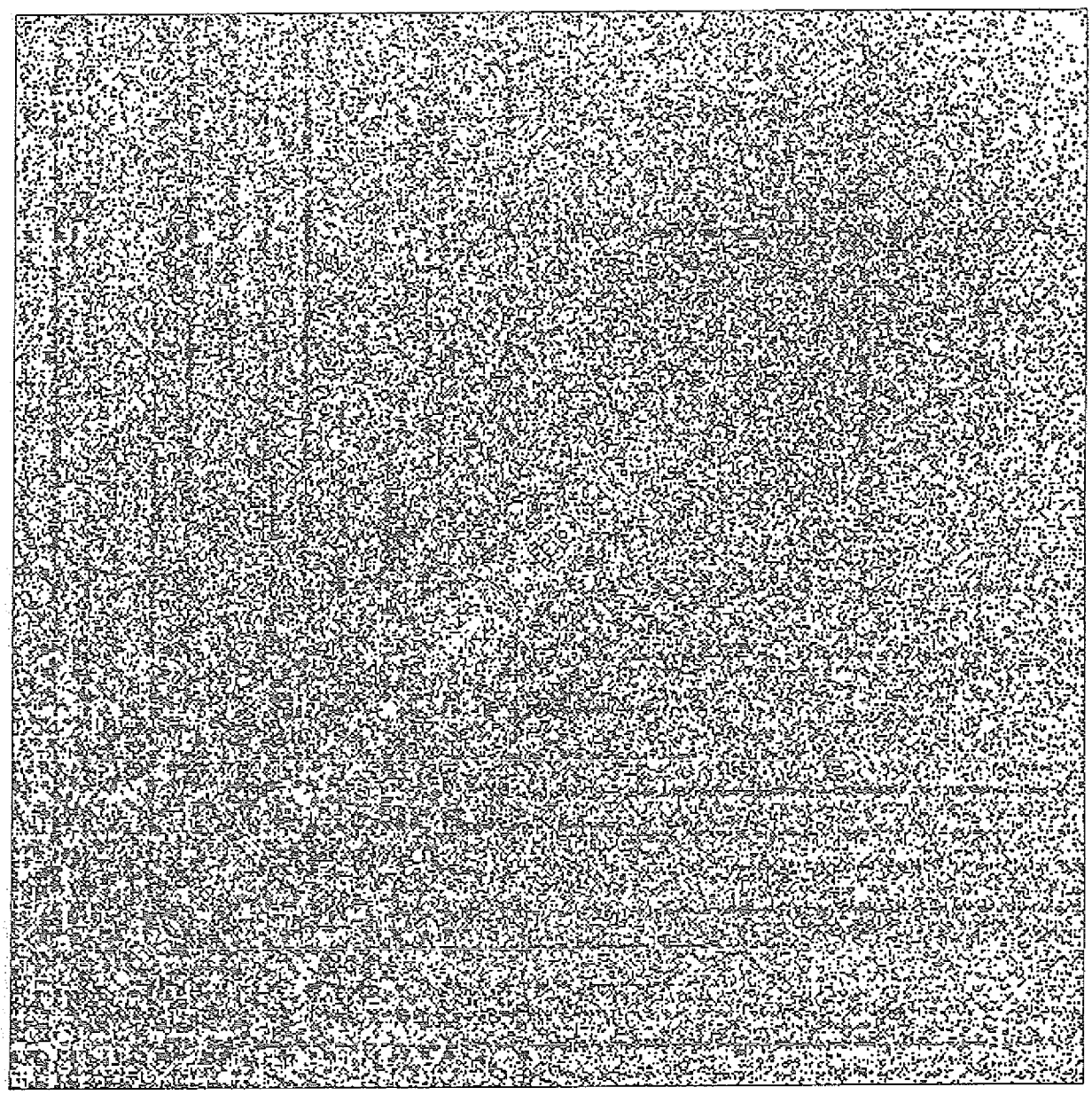


Abbildung 4.3: Untergrundsubstrahierte Korrelationsmatrix, die aus dem Experiment mit der Reaktion ^{108}Pd(^{40}Ar,xn) gewonnen wurde

145 GD thin target, Versuch am Hahn-Meitner-Institut 1990
IKPD10$DKA300:[STEPHAN.145GD]GD6SSC4TO1B.MAT
Original : [2-2458] keV * [2-2458] keV , 1024 ch. * 1024 ch.
Ausschnitt: [600-1800] keV * [600-1800] keV , [250- 750] ch. * [250- 750]

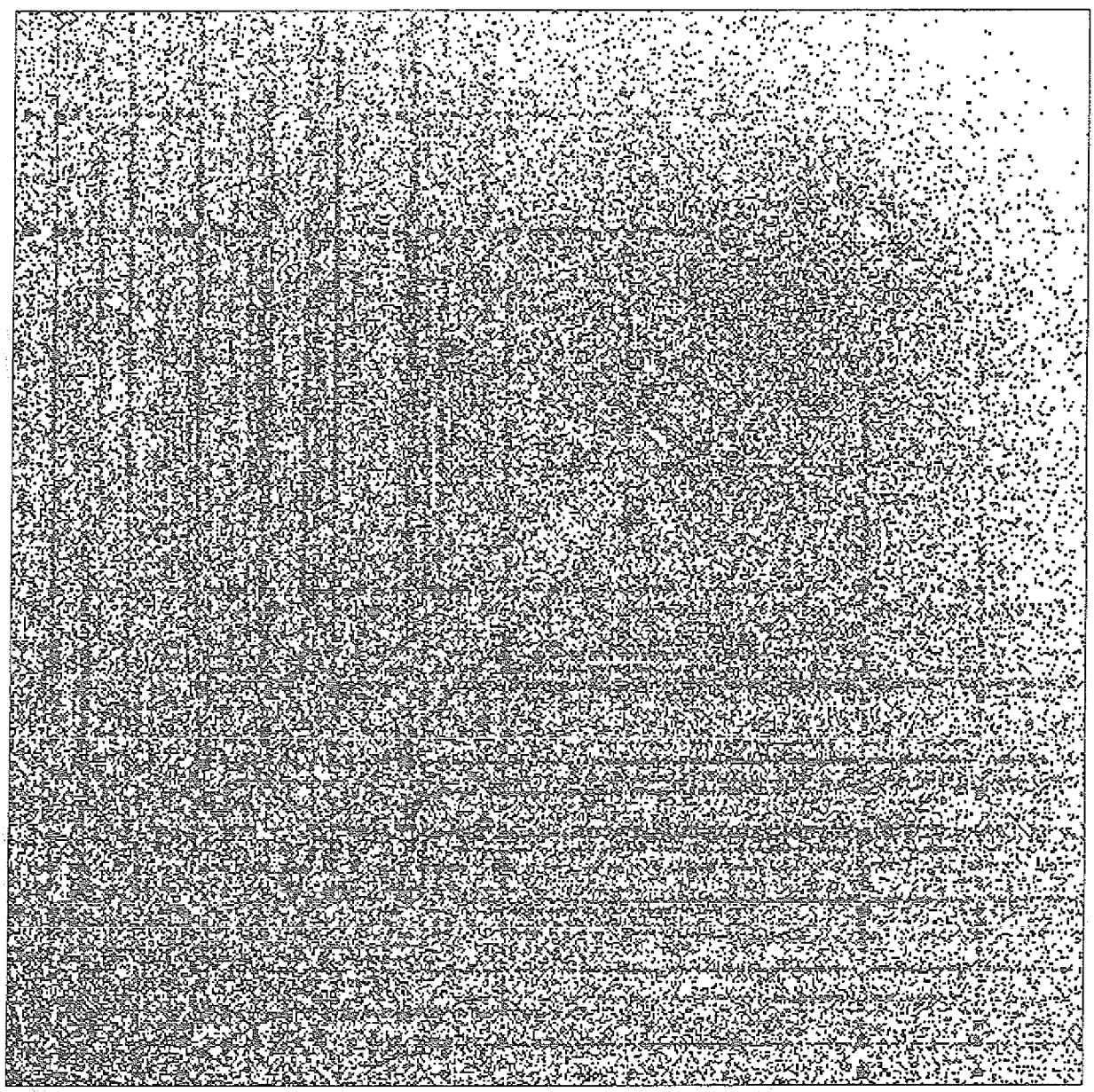


Abbildung 4.4: Untergrundsubstrahierte Korrelationsmatrix, die aus dem Experiment mit der Reaktion ^{110}Pd(^{40}Ar,xn) gewonnen wurde

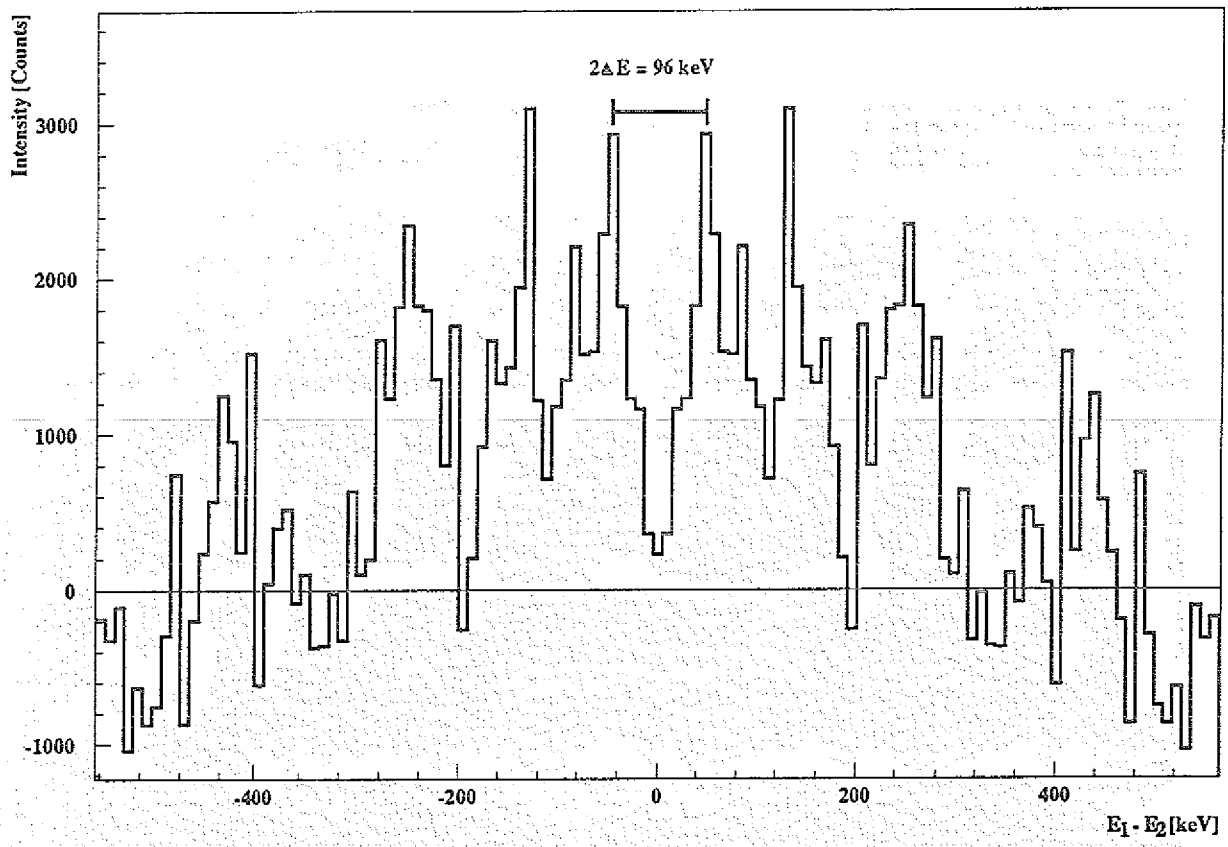


Abbildung 4.5: Gratstruktur, die im Experiment mit der Reaktion ^{108}Pd(^{40}Ar,xn) gefunden wurde. Gezeigt ist das Spektrum im Energiebereich 800 – 1000 keV.

Reaktion	Θ_0 (theo.) [$\hbar$/MeV]	ΔE_γ [keV]	$\Theta^{(2)}$ [$\hbar$/MeV]	c/a (starrer Körper)	c/a (inkomp. Fl.)
^{108}Pd(^{40}Ar,xn)	54.6	50 ± 4	80.0 ± 6.8	1.85 ± 0.12	2.94 ± 0.08
^{110}Pd(^{40}Ar,xn)	55.2	56 ± 4	71.4 ± 5.2	1.60 ± 0.10	2.77 ± 0.06

Tabelle 4.1: Trägheitsmomente und Achsenverhältnisse

das Trägheitsmoment eines Kerns. Das *kinematische Trägheitsmoment*

$$\Theta^{(1)} = \frac{I}{\omega} \tag{4.5}$$

kann aus der Korrelationsmatrix nicht bestimmt werden, da die Spins nicht festgelegt

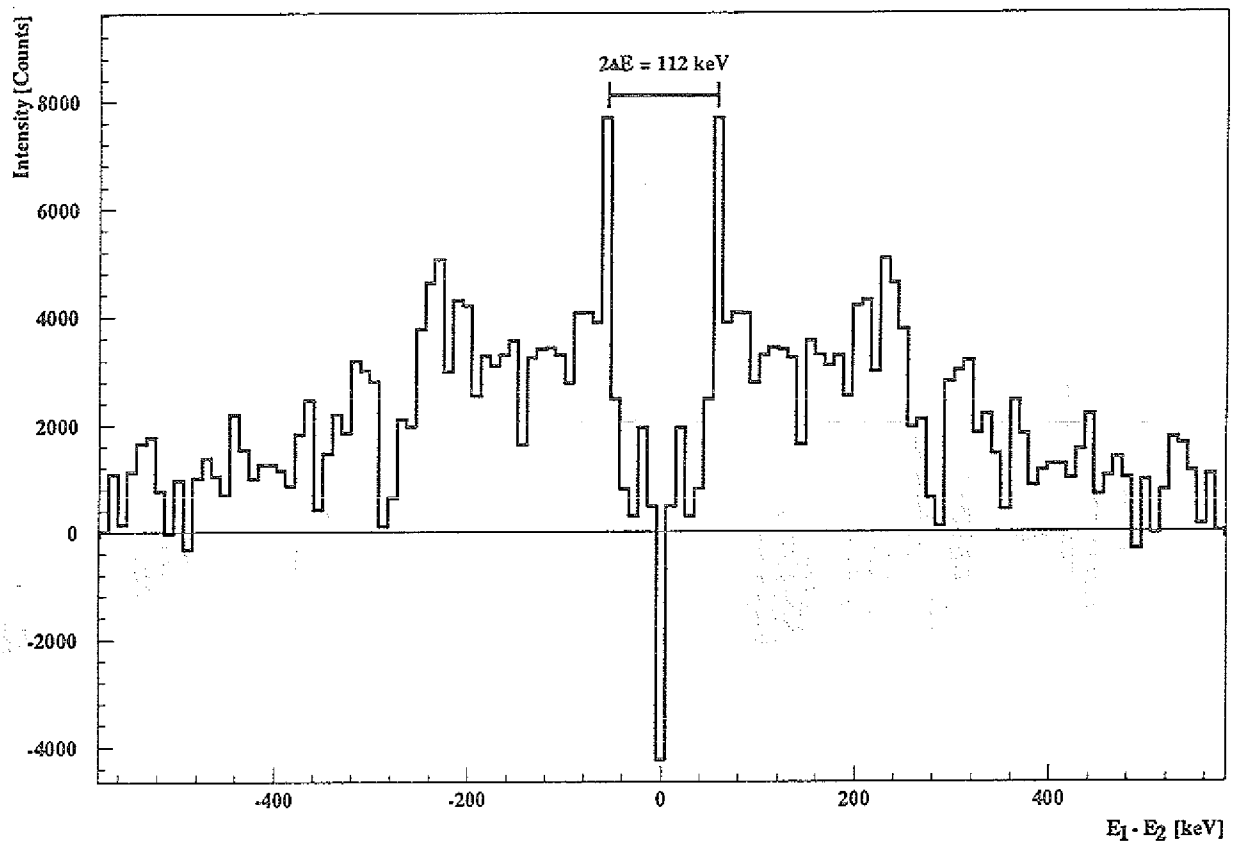


Abbildung 4.6: Gratstruktur, die im Experiment mit der Reaktion ^{110}Pd(^{40}Ar,xn) gefunden wurde. Gezeigt ist das Spektrum im Energiebereich 900 – 1200 keV.

werden können. Es kann nur das *dynamische Trägheitsmoment*

$$\Theta^{(2)} = \frac{dI}{d\omega} \tag{4.6}$$

gewonnen werden, da nur die Spindifferenz bekannt ist. Beide Trägheitsmomente sind durch die Beziehung

$$\Theta^{(2)} = \Theta^{(1)} + \omega \frac{d\Theta^{(1)}}{d\omega} \tag{4.7}$$

verknüpft und für $\Theta^{(1)} = const.$ gilt

$$\Theta^{(2)} = \Theta^{(1)} \tag{4.8}$$

In Tab. 4.1 sind die sich nach den Gleichungen 4.2 und 4.3 ergebenden Achsenverhältnisse c/a angegeben. Betrachtet man den Kern als starren Körper, so ergeben sich aus den Experimenten Achsenverhältnisse, die nahelegen, daß die beobachteten Grate von superdeformierten Banden herrühren. Bei der Interpretation muß man allerdings beachten,

daß die Bestimmung der Kernform aus dem Trägheitsmoment nur als Abschätzung gelten kann. Eine genaue Festlegung der Kernform kann nur über die Messung des Quadrupolmoments erfolgen, die mit Hilfe von Experimenten unter Verwendung von Targets mit Backing möglich ist.

4.2.2 Bestimmung der diskreten Übergänge der superdeformierten Banden

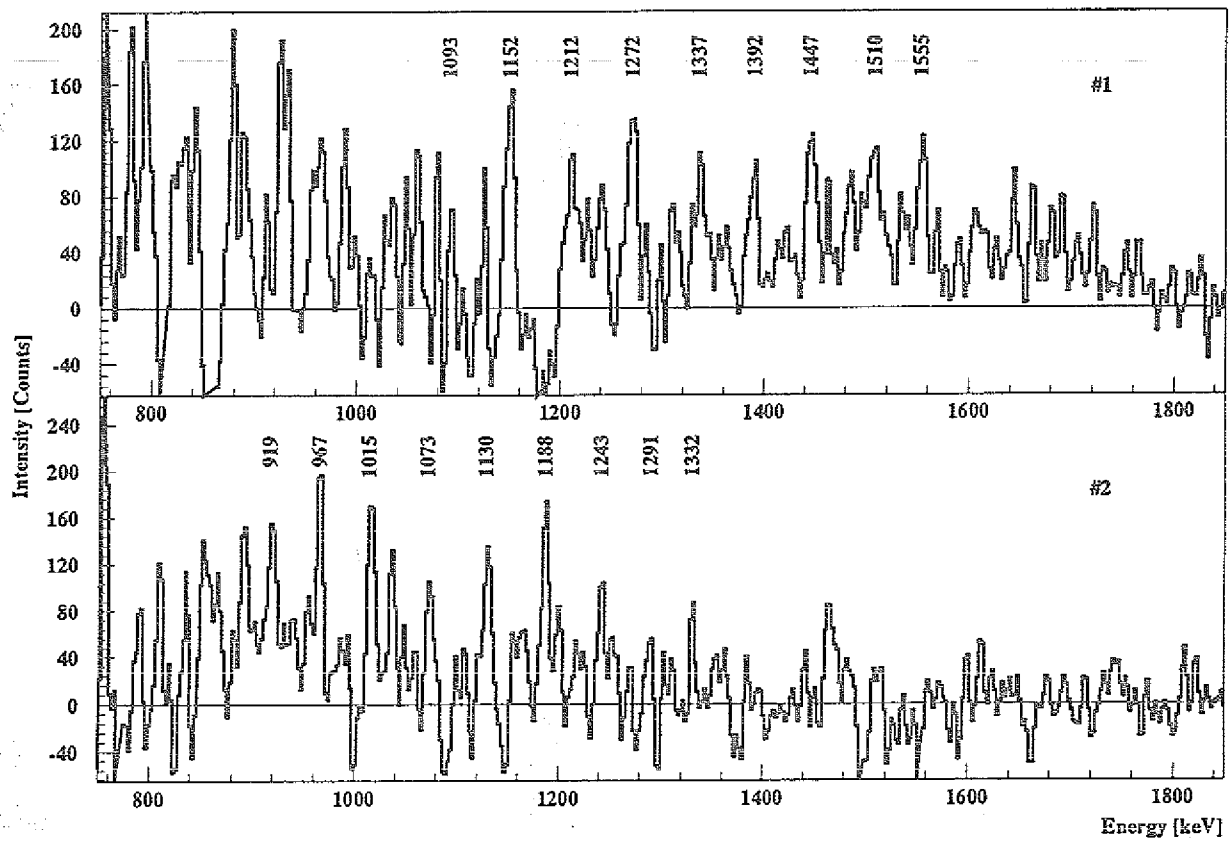


Abbildung 4.7: Superdeformierte Banden, die aus dem Experiment mit der Reaktion ^{108}Pd(^{40}Ar,xn) gewonnen wurden

Im nächsten Schritt der Auswertung wird nach den diskreten Linien der Banden gesucht, die in den E_{γ_1}–E_{γ_2}–Korrelationsmatrizen die beobachtete Gratstruktur verursachen. Der Abstand der gesuchten Linien ist gleich den in Tab. 4.1 aufgeführten Werten für ΔE_γ.

Durch Setzen eines *Fensters* (Gate) auf eine bestimmte Energie E_{γ_1}, wird aus der Korrelationsmatrix ein *Streifen* parallel zur E_{γ_2}–Achse ausgeschnitten. In der Projektion dieses Spektrums sind nun alle Linien zu sehen, die in Koinzidenz mit der Linie sind, auf die das

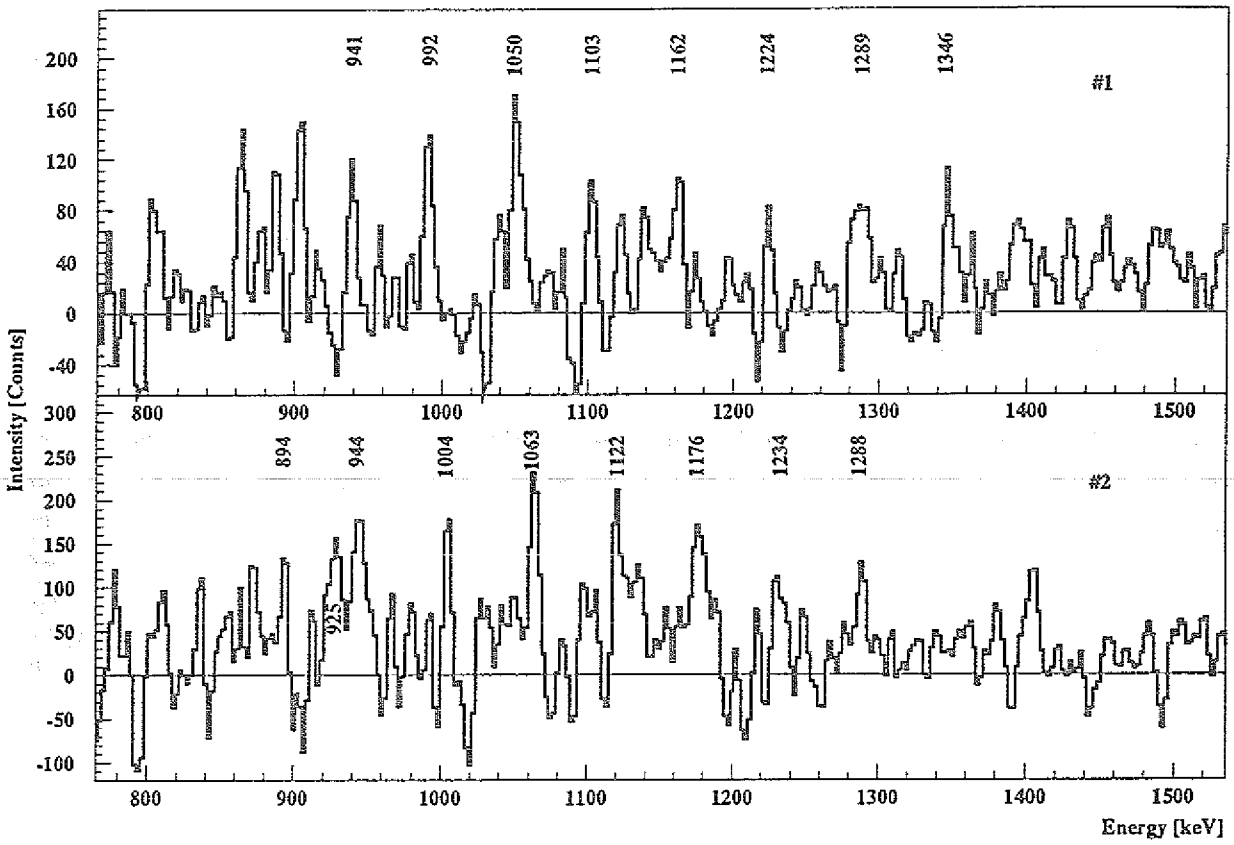


Abbildung 4.8: Superdeformierte Banden, die aus dem Experiment mit der Reaktion ^{110}Pd(^{40}Ar,xn) gewonnen wurden

Fenster gesetzt wurde. Es werden dann Fenster in Abständen gesetzt, die der Fensterbreite entsprechen und nach Linien mit dem Abstand ΔE_γ gesucht. Auf diese Weise können die Linien einer Bande gefunden werden. Durch das Setzen von Fenstern auf alle Mitglieder der gefundenen Bande und die Summation der entstehenden individuellen Spektren erhält man die in Abb. 4.7 und Abb. 4.8 gezeigten Summationsspektren, in denen die gefundenen schwachen, superdeformierten Banden mit ungefähr konstantem Trägheitsmoment als Linien mit gleichem Abstand zu erkennen sind.

Die Zuordnung der gefundenen superdeformierten Banden zu einem Kern gestaltet sich schwierig, da der Zerfall der superdeformierten Zustände in bekannte Zustände über eine große Anzahl von Übergängen mit jeweils geringer Intensität erfolgt. Die Zuordnung der beobachteten superdeformierten Banden erfolgt in erster Linie durch die Identifizierung von starken Linien, die in den Summenspektren der superdeformierten Banden zu sehen sind. In den Spektren von Abb. 4.7 sind eine Reihe starker Linien im Energiebereich 700 – 1000 keV zu sehen, die in keinem bekanntem Niveauschema zu finden sind. Um zu einer Zuordnung zu kommen, haben wir das Niveauschema von ^{144}Gd aufgestellt, wie im folgenden Abschnitt beschrieben wird.

Bei den in Abb. 4.8 gezeigten Spektren ist lediglich im unteren Spektrum (#2) die in ^{145}Gd bekannte 925 keV–Linie zu sehen. Dieser superdeformierten Bande haben wir den Kern ^{145}Gd zugeordnet. Für die im oberen Spektrum (#1) gezeigten Bande ergibt sich keine Zuordnung aus unseren Experimenten.

4.3 Auswertung der Experimente mit Target mit Backing

Das Ziel der beiden Experimente mit Target mit Backing war die Bestimmung der Lebensdauern der in den Experimenten mit dünnem Target gefundenen Banden unter Verwendung der Dopplerverschiebungsmethode (DSA) [Bla66]. Die in den Experimenten mit dünnem Target gefundenen schwachen Banden konnten wegen zu geringer Statistik in den Experimenten mit Target mit Backing nicht beobachtet werden. Somit war keine Bestimmung der Lebensdauer, des Quadrupolmomentes und der exakten Kernform möglich. Die mit der ^{108}Pd(^{40}Ar,xn)–Reaktion gemessenen Daten wurden verwendet, um das Niveauschema von ^{144}Gd zu erweitern. Die Spins einer Reihe von Zuständen konnten mit der DCO–Methode [KF89] festgelegt werden.

4.3.1 Aufbau des Niveauschemas von ^{144}Gd und Bestimmung von DCO–Verhältnissen

In früheren Experimenten wurde der Kern ^{144}Gd bei relativ niedrigen Spins mit der (α,4n)–Reaktion untersucht [Lac84]. Es konnte ein Niveauschema bis zu $I = 15$ aufgebaut werden und ein 10^+ Isomer mit einer Halbwertszeit von 145 ns beobachtet werden.

Im Experiment mit der Reaktion ^{108}Pd(^{40}Ar,xn) mit Target mit Backing wurde der 4n–Ausgangskanal mit dem gewünschten Endkern ^{144}Gd zu 18% erreicht. Die anderen Ausgangskanäle waren vor allem die 3n, p3n, 5n, p4n, α3n und α4n–Kanäle. Bei der sortierten Matrix wurde ^{144}Gd dadurch angereichert, daß bei der Sortierung gefordert wurde, daß mindestens zwei verzögerte γ–Quanten aus dem Zerfall des 10^+ Isomers im BGO–Ball nachgewiesen wurden. Außerdem wurde eine große Summenenergie und γ–Multiplizität (fold$\geq$18) gefordert. Dadurch konnte die Intensität des 4n–Ausgangskanals auf über 60% gesteigert werden. Das in Abb. 4.9 gezeigte Niveauschema von ^{144}Gd mit über 100 Übergängen wurde mit den aus diesem Experiment gewonnenen Koinzidenz–Daten aufgebaut und ist eine deutliche Erweiterung des bisher bekannten Niveauschemas für diesen Kern bis $I^\pi = (28^+)$. Es zeigt eine sehr komplexe und unregelmäßige Struktur, die typisch für eine sphärische oder leicht oblate Kernform ist. Durch die große Anzahl von Übergängen bieten sich viele Möglichkeiten, die Einordnung und Plazierung einzelner Übergänge in das Niveauschema zu überprüfen.

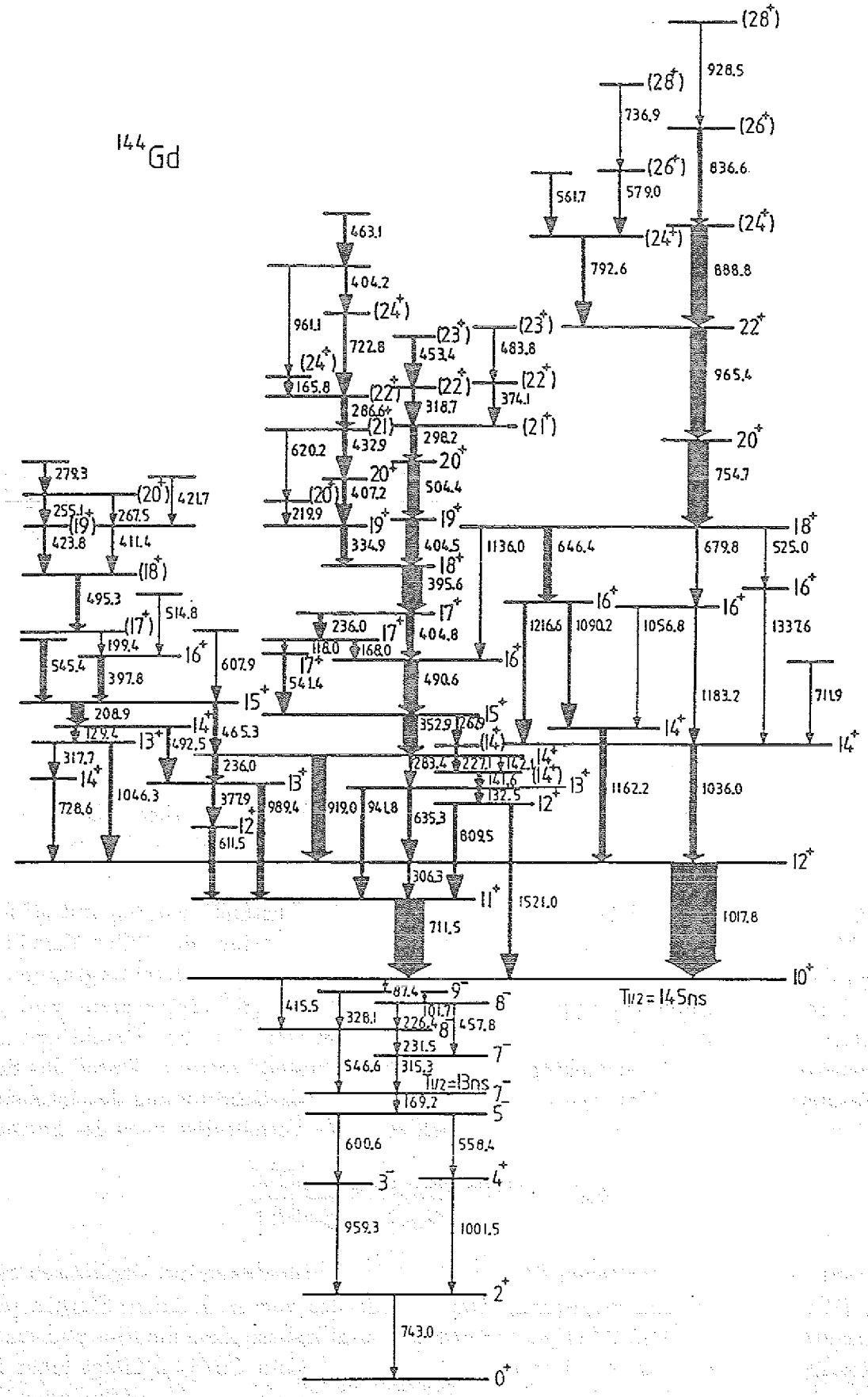


Abbildung 4.9: Niveauschema von ^{144}Gd bis zu $I^{\pi} = (28^{+})$

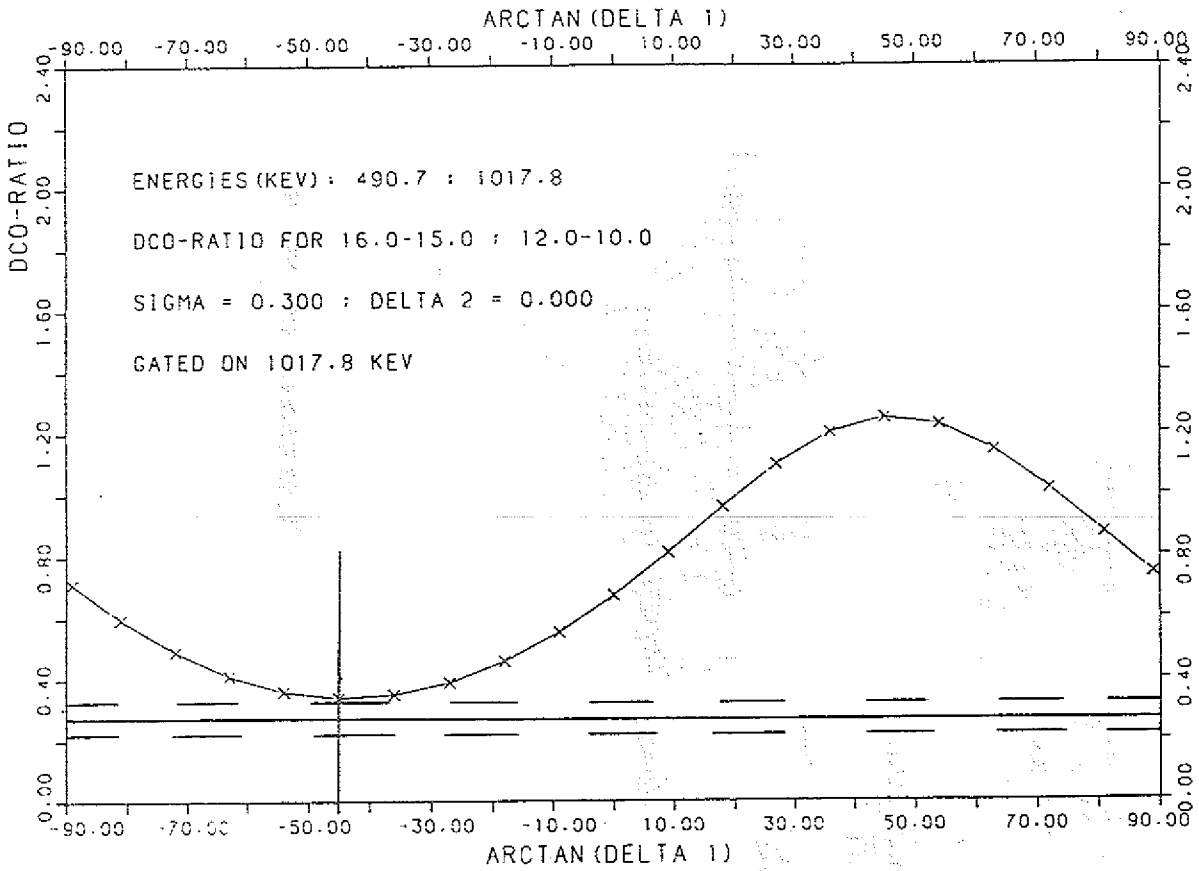


Abbildung 4.10: Ausdruck des Programmes *OSIALL*. Zusätzlich zum theoretischen Verlauf der Kurve wurde der experimentell gefundene Wert des DCO–Verhältnisses eingezeichnet.

Die Multipolordnung der Übergänge und die Spins der Zustände wurden mit Hilfe der DCO–Methode [KF89] festgelegt. Zur experimentellen Ermittlung der DCO–Verhältnisse wurden dabei zwei Matrizen sortiert. Die in Tab. 3.1 aufgeführten Detektorgruppen 1, 2, 6 und 7 sowie die Detektorgruppen 3, 4 und 5 wurden zu „30^0–Detektoren“ und „90^0–Detektoren“ zusammengefaßt. Dann wurden zwei Matrizen mit „90^0–Detektoren gegen 30^0–Detektoren“ und „30^0–Detektoren gegen 90^0–Detektoren“ sortiert. Durch das Setzen von Fenstern in beiden Matrizen auf eine Energie E_{γ_1} und Bestimmung der Intensitäten einer Linie der Energie E_{γ_2} konnten die gesuchten DCO–Verhältnisse nach der Formel

$$R_{DCO} = \frac{I(E_{\gamma_1}, E_{\gamma_2}, 90^0 \text{gegen} 30^0)}{I(E_{\gamma_2}, E_{\gamma_1}, 30^0 \text{gegen} 90^0)} \tag{4.9}$$

bestimmt werden. Die erhaltenen DCO–Verhältnisse wurden dann mit theoretisch errechneten DCO–Verhältnissen verglichen. Dazu wurde das von A. Krämer–Flecken [KF85] entwickelte Programm *DCOMAP* weiterentwickelt und insbesondere die Ein- und Ausgabe benutzerfreundlicher gestaltet. Das resultierende Programm *OSIALL* bietet mehr Information, und durch die Möglichkeit, alle 12 OSIRIS–Detektoren zur Ermittlung der DCO–Verhältnisse einzusetzen, wurde die Statistik erhöht und damit die statistischen Fehler

erniedrigt. In Abb. 4.10 wird an einem Ausdruck des Programmes *OSIALL* der Vergleich der theoretischen Werte mit den experimentell bestimmten DCO–Verhältnissen gezeigt. Im aufgeführten Beispiel ist eine eindeutige Bestimmung der Mischungsverhältnisse des 490.7 keV–Übergangs möglich.

Das erhaltene Niveauschema (Abb. 4.9) wird dominiert von vielen Dipolübergängen mit niedriger Energie. Besonders zu beachten ist die im rechten Teil zu sehende Kaskade von gestreckten E2–Übergängen mit Energien zwischen 525.0 und 1337.6 keV. Diese Übergänge bilden eine unregelmäßige Sequenz und stellen daher keine Rotationsbande dar.

4.3.2 Die superdeformierte Bande in ^{144}Gd

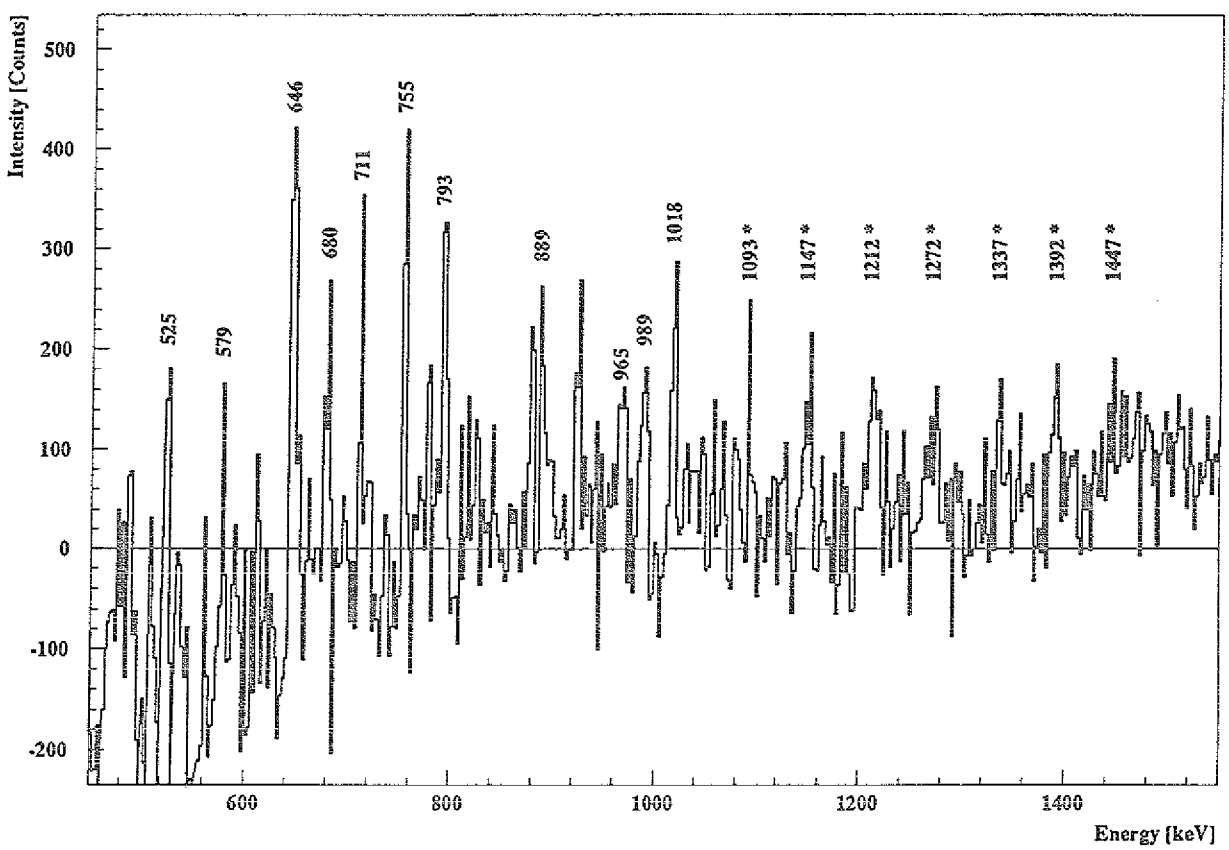


Abbildung 4.11: Superdeformierte Bande in ^{144}Gd. Die Mitglieder der superdeformierten Bande sind mit einem * gekennzeichnet worden. Im linken Teil des Summenspektrums erkennt man 11 Linien, die im neuen Niveauschema von ^{144}Gd zu finden sind.

Mit Hilfe des neuen Niveauschemas für ^{144}Gd konnte eine der in Abb. 4.7 gezeigten superdeformierten Banden diesem Kern zugeordnet werden. Dazu wurden neue Summenenergiespektren erzeugt, bei denen diejenigen Fensterspektren nicht verwendet wurden, die von

Linien ^{144}Gd–Linien überlagert werden oder solchen Linien sehr nah benachbart sind. Das Summenenergiespektrum der in Abb. 4.7 gezeigten superdeformierten Bande (#2) wurde daraufhin so schwach, daß keine Zuordnung erfolgen konnte. Das in der oberen Hälfte von Abb. 4.7 gezeigte Spektrum (#1), in dem viele bisher nicht identifizierte Linien zu sehen sind, weist dagegen genügend Statistik auf, um eine Zuordnung zu ermöglichen. In Abb. 4.11 ist das neue Summenspektrum dieser Bande gezeigt. Viele der bisher unidentifizierten Linien wurden im neuen Niveauschema von ^{144}Gd, s. Abb. 4.9, wiedergefunden und somit kann diese Bande als superdefomierte Bande in ^{144}Gd identifiziert werden. Ihre Intensität ist $\approx 0.5\%$ des Grundzustandsübergangs. Es können Mitglieder der E2–Kaskade bis zum $(24^+ \rightarrow 22^+)$–Übergang nachgewiesen werden. Dies heißt, daß die superdeformierte Bande in Zustände mit $I \geq 24$ zerfällt.

4.4 Interpretation der Ergebnisse

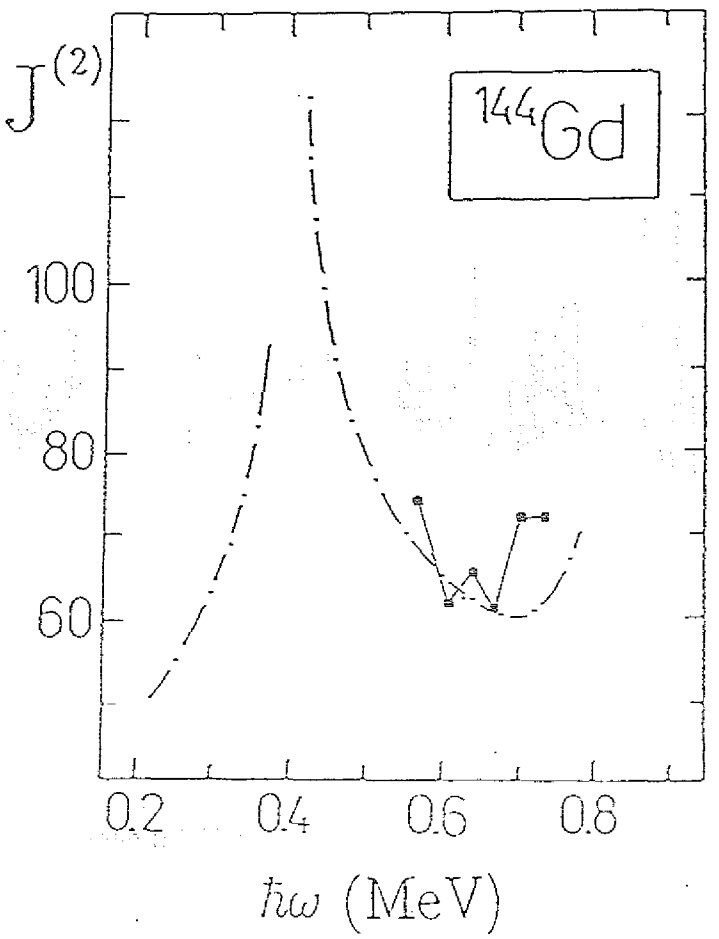


Abbildung 4.12: Vergleich der in ^{144}Gd gefundenen Bande mit der theoretisch vorhergesagten superdeformierten Bande

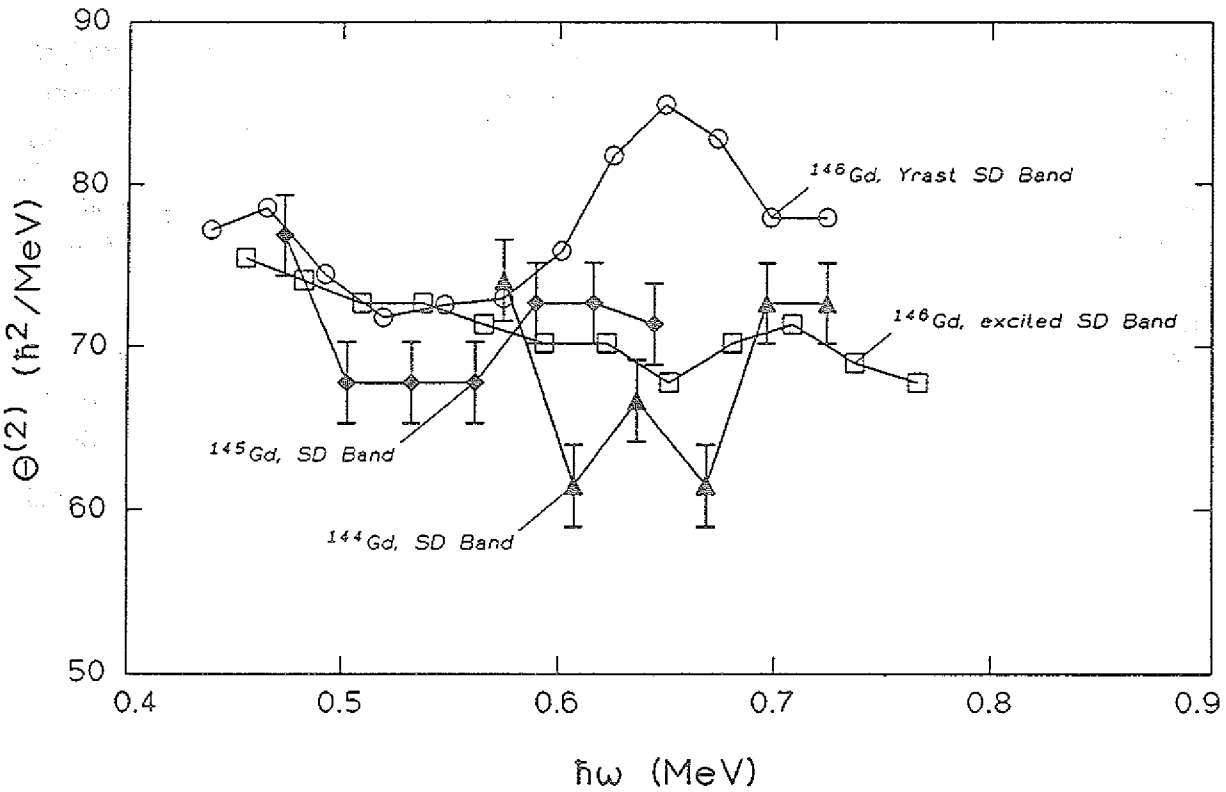


Abbildung 4.13: Das dynamische Trägheitsmoment in Abhängigkeit der Frequenz. Verglichen sind die in dieser Arbeit zugeordneten superdeformierten Banden in ^{144,145}Gd mit den bekannten superdeformierten Banden in ^{146}Gd.

Für ^{144}Gd ist von W. Nazarewicz et al. [NW89] der Verlauf des dynamischen Trägheitsmomentes gegen die Rotationsfrequenz der superdeformierten Bande theoretisch vorhergesagt worden, s. Abb. 4.12. Der Vergleich mit den in dieser Arbeit vorgestellten Ergebnissen zeigt eine gute Übereinstimmung in dem gemessenen Frequenzbereich. Bei Frequenzen $\hbar\omega < 0.5$ MeV nimmt das berechnete dynamische Trägheitsmoment mit abnehmender Frequenz stark zu. Die Ursache dafür ist eine Bandenkreuzung. Bei der Suche nach superdeformierten Banden wird die Konstanz des Trägheitsmomentes, die sich in der Äquidistanz der Übergangsenergien zeigt, ausgenutzt. Bei solchen starken Änderungen des dynamischen Trägheitsmomentes versagen also die angewendeten Auswertemethoden. Die superdeformierte Bande konnte daher nicht zu kleineren Frequenzen hin erweitert werden. Die Übereinstimmung von Experiment und Theorie legt nahe, daß die superdeformierte Bande in ^{144}Gd eine Konfiguration hat, bei der $\pi_{i_{13/2}}$ und $\nu_{j_{15/2}}$-Zustände beteiligt sind.

Bei der Interpretation der Ergebnisse hilft ein Vergleich der gefundenen superdeformierten Banden mit den beiden bekannten superdeformierten Banden in ^{146}Gd [Lie92]. Betrachtet wird in Abb. 4.13 das dynamische Trägheitsmoment in Abhängigkeit von der Frequenz für die in Abb. 4.11 gezeigte superdeformierte Bande aus ^{144}Gd und die im unteren Teil von Abb. 4.8 zu sehende superdeformierte Bande (#2), die ^{145}Gd zugeordnet wird. In der superdeformierten Yrastbande in ^{146}Gd ist bei der Frequenz von $\hbar\omega \approx 0.65$ MeV

eine deutliche Zunahme des dynamischen Trägheitsmomentes von $\Delta\Theta^{(2)} \approx 10\hbar^2/\mathrm{MeV}$ zu erkennen, ein deutliches Zeichen für eine Bandenkreuzung innerhalb der superdeformierten Bande [Heb90]. Dieser Effekt ist zurückzuführen auf die Kreuzung von $\nu_{i_{13/2}}$–Nilssonmodellzuständen mit den Konfigurationen [651]1/2 und [642]5/2. Die angeregte superdeformierte Bande in ^{146}Gd zeigt keine Bandenkreuzung, hier verringert sich das dynamische Trägheitsmoment leicht. Bei der Interpretation der in ^{145}Gd gefundenen superdeformierten Bande zeigt sich, daß die großen Fehler (zurückzuführen auf zu geringe Statistik) und die Tatsache, daß nur sehr wenige Punkte gemessen werden konnten, eine endgültige Interpretation verhindern. Gerade im interessanten Frequenzbereich, in dem in den superdeformierten Banden der Kerne $^{146-148}$Gd jeweils eine Bandenkreuzung zu beobachten ist, [Lie92, RU91, Jan91, Zub91, Del88], sind keine Werte mehr verfügbar.

Zur genaueren, weiteren Untersuchung der hier vorgestellten, schwachen Banden sind Experimente mit neuen, in der Nachweiswahrscheinlichkeit deutlich verbesserten, γ–Spektrometern nötig.

Kapitel 5

Das EUROBALL–Projekt

In der Hochspinspektroskopie wurden durch Multidetektor–Spektrometer wie OSIRIS oder NORDBALL in den letzten Jahren enorme Fortschritte erzielt. Es bleiben allerdings noch viele Fragen ungeklärt, da die Nachweiswahrscheinlichkeit dieser Geräte nicht groß genug ist. Die Entwicklung und der Bau von Spektrometern mit deutlich verbesserten Eigenschaften ist daher weltweit vorangetrieben worden, in den USA entstand das GAMMASPHERE–Projekt, und in Europa wurde das EUROBALL–Projekt begonnen.

5.1 Anforderungen zukünftiger Multidetektor–Spektrometer

Die Fragen, die mit neuen Spektrometern gelöst werden sollen, sind hochaktuell. Die Untersuchung des Zerfalls von superdeformierten Zuständen in normaldeformierte Zustände und die Suche nach hyperdeformierten Zuständen beschäftigt heute Kernstrukturphysiker in aller Welt.

Die superdeformierten Zustände weisen, wenn man den Kern als Rotationsellipsoid beschreibt, ein Achsenverhältnis von großer zu kleiner Halbachse von 2:1 auf. Demgegenüber kann Hyperdeformation in diesem Bild mit einem Achsenverhältnis von 3:1 beschrieben werden, siehe dazu auch Kap. 1.2 und Abb. 1.2. Zur Beobachtung dieser Zustände muß man mit dem benutzten Detektorsystem γ–Linien mit einer Intensität von $\approx 10^{-6}$ nachweisen können.

Untersuchungen der Kernstruktur werden vorwiegend durch das Studium des Zerfalls von Compoundkernen vorgenommen, die mit hohem Drehimpuls in Schwerionenreaktionen erzeugt werden. Dabei gewinnt man die Informationen aus dem Nachweis der Photonen der γ–Kaskade. Hier ist neben erhöhter Nachweiswahrscheinlichkeit vor allem auch eine hohe Granularität der verwendeten Spektrometersysteme nötig, da die γ–Multiplizität ungefähr $M_\gamma = 30$ beträgt. Der Compton–Untergrund muß optimal unterdrückt werden, und die Koinzidenzfold muß möglichst groß sein, um den Untergrund korrelierter Ereignisse

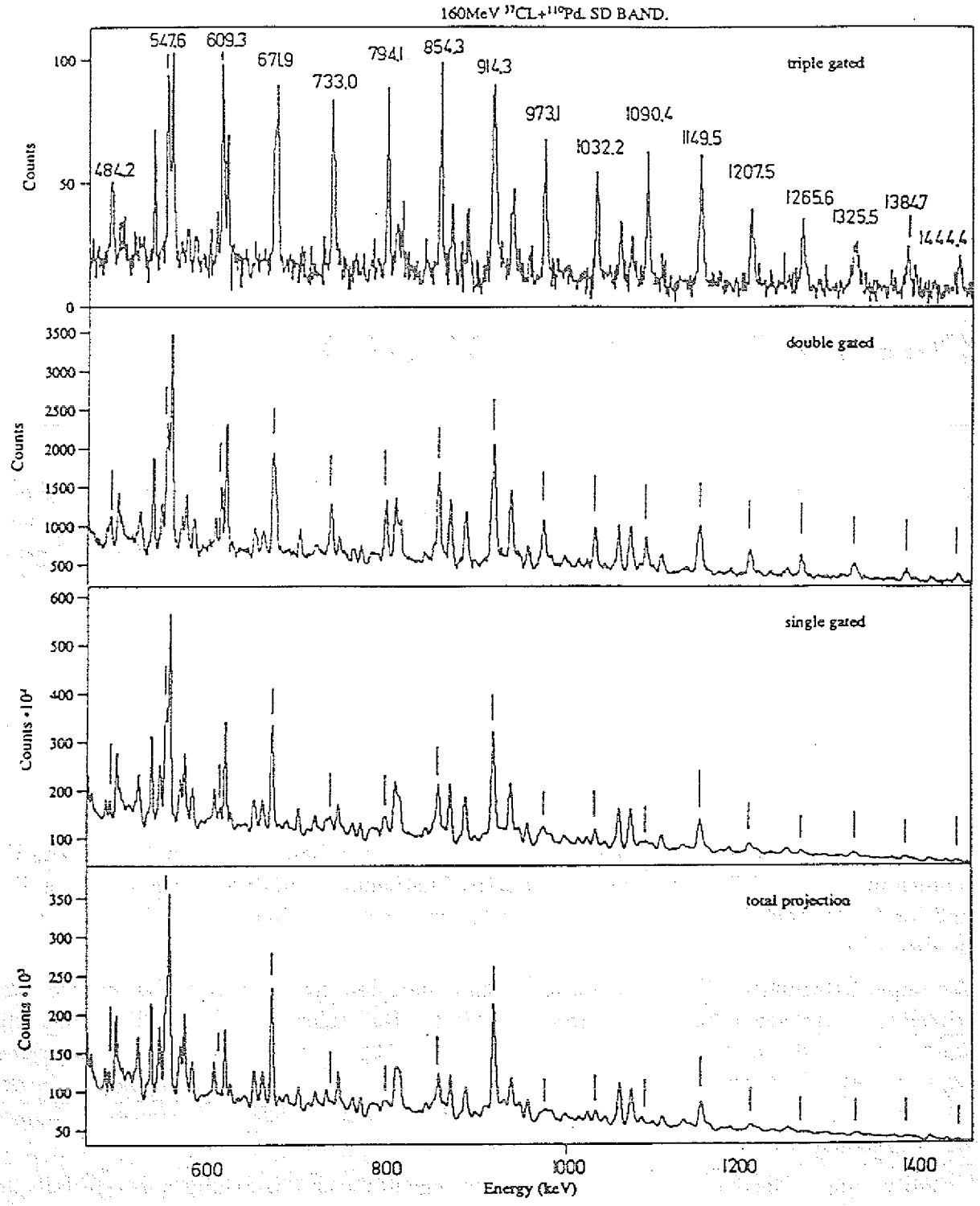


Abbildung 5.1: Koinzidenzspektren der superdeformierten Bande in ^{143}Eu. Nur Vierfach-Koinzidenzen, aufgenommen mit NORDBALL, wurden ausgewertet, wobei von den Spektren kein Untergrund abgezogen wurde. Die deutliche Verbesserung des Peak-zu-Untergrund Verhältnisses ist klar zu erkennen.

Energiebereich der γ–Strahlung	$100\ \text{keV} \leq E_\gamma \leq 20\ \text{MeV}$
Energieauflösung bei $E_\gamma = 1.33$ MeV	$\Delta E_\gamma < 8.0$
Totale Photopeakansprechwahrscheinlichkeit, $E_\gamma = 1.33$ MeV	$P_{ph} > 0.12$
Peak–zu-Total Verhältnis bei $E_\gamma = 1.33$ MeV	P/T>0.60

Tabelle 5.1: Geforderte Eigenschaften von EUROBALL in Phase III

zu minimieren. Weiterhin ist eine große Nachweiswahrscheinlichkeit für hochenergetische γ–Strahlung erwünscht, um hochenergetische γ–Übergänge in leichten Kernen oder den γ–Zerfall von Riesenresonanzzuständen genauer untersuchen zu können. In Tab. 5.1 sind die vom EUROBALL–Koordinations–Kommitee geforderten Eigenschaften aufgelistet.

Den enormen Vorteil bei der Auswertung von Koinzidenzspektren, die aus Mehrfach–Koinzidenzen mit einer Fold größer als zwei gewonnen wurden, zeigt Abb. 5.1. Dabei wurden 70 Millionen Vierfach–Koinzidenzen ausgewertet, die in einem 30 Tage dauernden Experiment an NORDBALL aufgenommen wurden. Von unten nach oben sieht man die deutliche Verbesserung in der Qualität der Spektren, das Peak–zu–Untergrund Verhältnis wird deutlich besser, obwohl kein Untergrund abgezogen wurde.

5.2 Die einzelnen Phasen des EUROBALL–Projekts

Mit den heute vorhandenen Detektoren und Geldmitteln ist eine direkte Verwirklichung von EUROBALL III mit den in Tab. 5.1 genannten Eigenschaften nicht möglich. Um möglichst schnell dieses Ziel zu erreichen und gleichzeitig die jeweils technisch und finanziell verfügbaren Detektoren zu nutzen, wurde das EUROBALL–Projekt in drei Phasen eingeteilt.

In Phase 1 wurden bereits zwei Multidetektorspektrometer aufgebaut, dies sind EUROGAM I in Zusammenarbeit von England und Frankreich und GASP in Italien. In diesen beiden Spektrometersystemen werden große, individuell Compton–unterdrückte Ge–Detektoren eingesetzt. Da Ge–Detektoren nicht in beliebiger Größe herstellbar sind, kann bei Verwendung dieser Art von Detektoren maximal 40% des Raumwinkels mit Germanium abgedeckt werden. Als Lösung des Zielkonfliktes individuelle Comptonunterdrückung bei gleichzeitig möglichst großen Detektoren hat sich die Idee der *zusammengesetzten Detektoren* als durchführbar erwiesen. Dabei werden mehrere Ge–Detektoren von einem gemeinsamen Anti–Compton–Detektor umschlossen. Die erste Generation dieser Detektoren, der aus vier Einzeldetektoren bestehende CLOVER–Detektor, wird in Phase 2 des Projektes in EUROGAM II eingebaut. Diese Detektoren werden unter Winkeln von 90^0 relativ zur

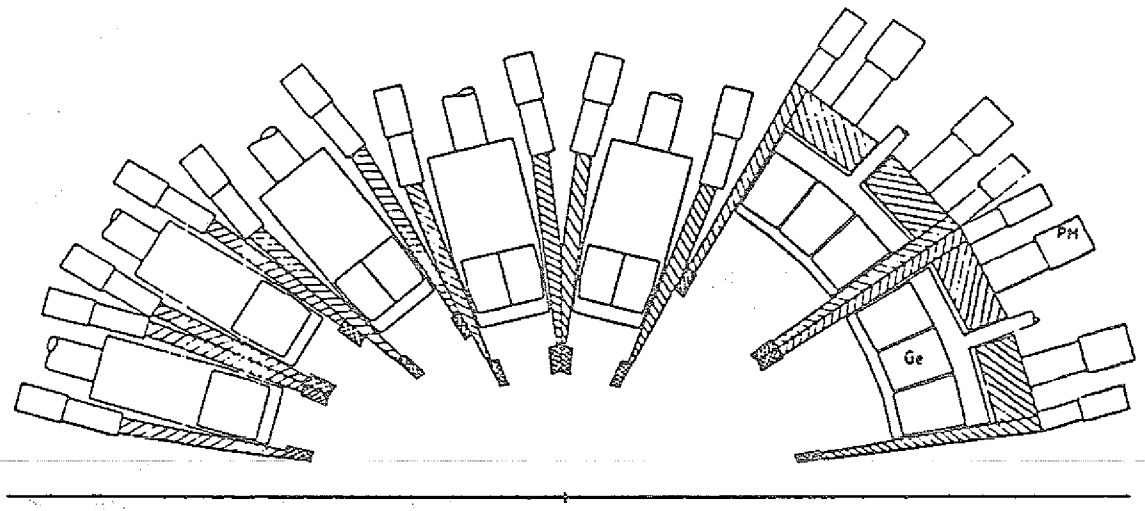


Abbildung 5.2: Seitenansicht von EUROBALL III, bestehend aus 25 individuell Compton-unterdrückten Ge–Detektoren, 36 CLOVER–Detektoren und 15 CLUSTER–Detektoren

Strahlrichtung aufgestellt. Durch die erhöhte Granularität verringert sich die durch den Öffnungswinkel der Ge–Detektoren bedingte Dopplerverschiebung.

In Phase 3 wird dann die zweite Generation zusammengesetzter Detektoren eingeführt. Der CLUSTER–Detektor besteht aus sieben gekapselten Einzeldetektoren. Die Kapselung ermöglicht es, große Ge–Detektoren zu verwenden. Daraus resultiert eine signifikante Erhöhung der Nachweiswahrscheinlichkeit. Die Kapselung erleichtert weiterhin die Handhabung der Detektoren und insbesondere ihre Reparatur nach Neutronenschäden. In Abb. 5.2 ist die Aufteilung von EUROBALL III in verschiedene Segmente zu sehen. Ein Viertel wird dabei durch Phase 1–Detektoren bedeckt, die zwei π um 90^0 werden durch CLOVER–Detektoren abgedeckt, und ein Viertel wird von 15 CLUSTER–Detektoren überdeckt. Das komplette CLUSTER–Segment ist in Abb. 5.3 zu sehen.

In Tabelle 5.2 werden die verschiedenen Spektrometersysteme verglichen, insbesondere sieht man die deutliche Verbesserung in der totalen Photoansprechwahrscheinlichkeit P_{ph}. Durch die Erhöhung der Anzahl der Detektoren wird die Fold F der registrierten Ereignisse erhöht. Dadurch ergibt sich eine Verbesserung der als Qualitätsmerkmal benutzten Größe $R^{<F>}$ von 1.3 bei OSIRIS auf 1000 bei EUROBALL III. Das Auflösungsvermögen R (resolving power) ist dabei als $R = \left[\frac{SE_\gamma}{\Delta E_\gamma}(P/T)\right]^F$ definiert, mit SE_γ als dem mittleren Abstand der γ–Übergänge in einer Rotationsbande, ΔE_γ als dem Auflösungsvermögen und F als der Koinzidenzfold.

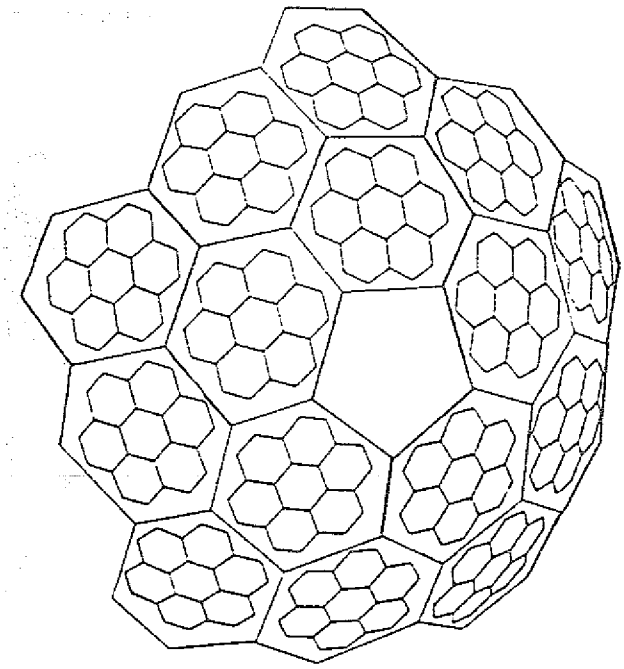


Abbildung 5.3: Schematische Zeichnung des aus 15 CLUSTER–Detektoren aufgebauten Abschnittes von EUROBALL III, der einen Raumwinkel von $\approx 1\pi$ überdeckt

Array	N	ΔE_γ (keV)	ϵ_{ph}	P_{ph}	P/T	$<F>$	R	$R^{<F>}$
OSIRIS	12			0.0070	0.55	0.2	3.5	1.3
NORDBALL	20	7.3		0.0110		0.3	3.5	1.5
GASP (m. BGO Ball)	40	7.0	0.27	0.0292	0.65	0.9	4.6	4.0
EUROGAM I	45	8.9	0.24	0.0549	0.61	1.6	3.3	6.8
EUROGAM II	54	7.0		0.0832		2.3	4.4	30
Individuelle Det.	30		0.24	0.0366	0.61			
CLOVER	24		0.21	0.0466	0.60			
EUROBALL III	76	5.6		0.1320		3.7	6.4	1000
Individuelle Det.	25		0.24	0.0163	0.61			
Trapez. CLOVER	12		0.24	0.0214	0.60			
CLOVER	24		0.21	0.0466	0.60			
CLUSTER	15		0.31	0.0479	0.75			
CLUSTERBALL	70	5.3	0.31	0.2233	0.75	5.8	7.8	$1.5 * 10^5$

Tabelle 5.2: Eigenschaften verschiedener Detektortypen und verschiedener Multidetektorspektrometer für $E_\gamma = 1.33$ MeV und $M_\gamma = 30$

5.3 Die verschiedenen Detektortypen

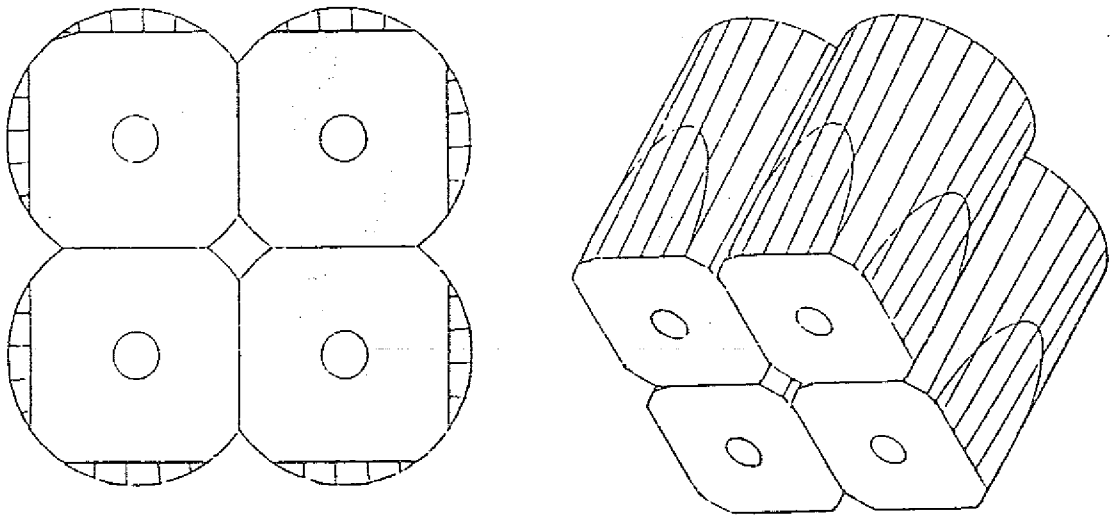


Abbildung 5.4: Schematische Ansicht des CLOVER–Detektors, der erstmals in EUROGAM II eingesetzt wird

Seit den siebziger Jahren sind hochreine Ge–Kristalle zur Herstellung von Ge–Detektoren verfügbar. Die Weiterentwicklung konzentrierte sich seitdem auf Qualitätsverbesserung der Kristalle und Volumenvergrößerung. Die heute bei Beschleunigerexperimenten verwendeten n–Typ Ge–Detektoren haben ein Volumen von bis zu 400 cm^3 und eine Energieauflösung von $\Delta E_\gamma \approx 2$ keV bei $E_\gamma = 1.33$ MeV. Die Arbeitstemperatur dieser Detektoren beträgt 80 – 100 K, nach Schädigung durch Neutronen können sie bei ca. 120^0 C ausgeheizt werden. Solche großen Ge–Detektoren werden in den Anti–Compton–Spektrometern von EUROGAM I und GASP benutzt.

Eine Volumenvergrößerung der Ge–Kristalle um einen Faktor 2 in naher Zukunft ist unrealistisch, deshalb werden für EUROBALL zusammengesetzte Detektoren entwickelt. Um das Ziel zu erreichen, mit zusammengesetzten Detektoren 65% des Raumwinkels von Germanium zu überdecken, ergibt sich eine zu fordernde Photoansprechwahrscheinlichkeit von $\epsilon_{ph} \geq 0.30$ bei $E_\gamma = 1.33$ MeV. Daraus folgt als Mindestvolumen des gesamten Germaniums 1200 cm^3. Bei einem solchen zusammengesetzten Detektor werden Ereignisse, bei denen γ–Quanten durch Comptonstreuung aus einem Ge–Kristall herausgestreut werden und in einem benachbarten Ge–Kristall durch Photoeffekt ihre noch vorhandene Energie abgeben, nicht unterdrückt. Durch Addition der in den beiden Ge–Detektoren abgegebenen Energien kann man die Gesamtenergie des γ–Quants erhalten und somit ein Photoereignis zurückgewinnen. Durch Benutzung dieser *Add–Back–Methode* werden die Photoansprechwahrscheinlichkeit und das Peak–zu–Total Verhältnis entsprechend großer Ge–Detektoren erreicht, wobei gleichzeitig ein kleiner Öffnungswinkel erhalten bleibt. Eine weitere Verkleinerung des Öffnungswinkels durch Segmentierung der einzelnen Detektoren versuchen verschiedene europäische Firmen zu realisieren.

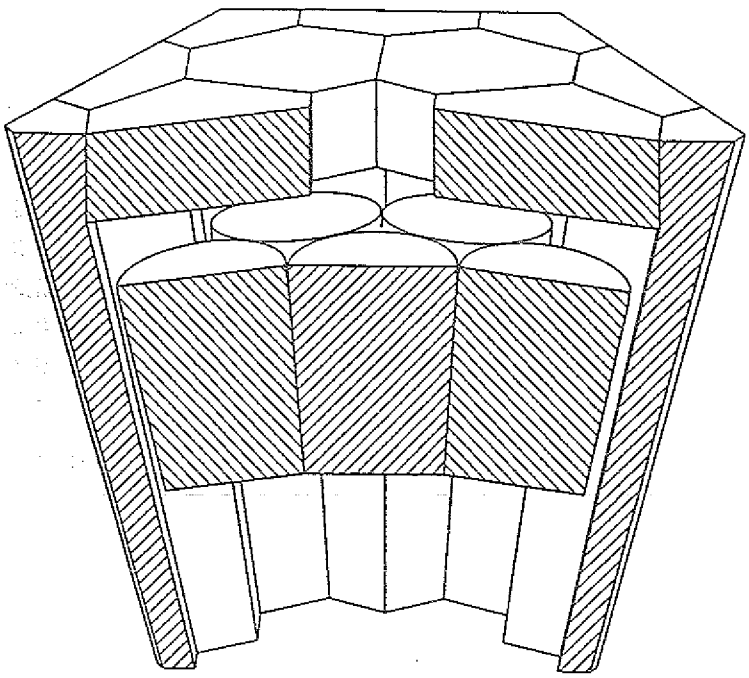


Abbildung 5.5: Design des CLUSTER–Detektors, ein zusammengesetzter Detektor, der aus sieben gekapselten Ge–Detektoren besteht, die gemeinsam von 18 BGO–Szintillatoren umfasst werden

Die erste Generation zusammengesetzter Detektoren stellt der CLOVER–Detektor dar, der in EUROGAM II zum Einsatz kommen soll. Der CLOVER–Detektor besteht aus vier kleinen Ge–Detektoren in einem Kryostaten, wie in Abb. 5.4 zu sehen ist. An der Vorderseite sind die Detektoren quadratisch, und zur Rückseite hin werden sie rund. Diese Form garantiert eine möglichst enge Packung der Detektoren ohne große Verluste von Germanium gegenüber der ursprünglichen Form. Aus Simulationsrechnungen ergeben sich die Werte für Photoansprechwahrscheinlichkeit und das Peak–zu–Total Verhältnis zu $\epsilon_{ph} = 0.27$ und $P/T = 0.60$ bei $E_\gamma = 1.33$ MeV. Aufgrund der Verwendung kleiner Ge–Detektoren ist die Verbesserung in der totalen Photoansprechwahrscheinlichkeit gegenüber den EUROGAM I–Detektoren mit nur 17% gering, aber durch den kleinen Öffnungswinkel wird die Energieauflösung verbessert.

Der in Abb. 5.5 gezeigte CLUSTER–Detektor gehört bereits zur zweiten Generation zusammengesetzter Detektoren. Er besteht aus sieben großen, individuell gekapselten Ge–Detektoren, die von einem Kryostaten umgeben werden. Der CLUSTER–Detektor wird erstmals in der dritten Phase des EUROBALL–Projektes eingesetzt werden.

5.4 Der CLUSTER–Detektor

Form des Ge–Detektors	Volumen cm^3	Abstand zur Quelle cm	ϵ_{ph}	$(P/T)_{uns.}$	$(P/T)_{suppr.}$
Zylindrisch	2249	51.4	0.29	0.40	0.78
Hexagonal verjüngend	1559	38.8	0.30	0.39	0.78
Konisch	1870	43.6	0.29	0.39	0.79
Hexagonal konisch	1852	45.5	0.29	0.40	0.77
Hexakonisch	2089	43.6	0.31	0.40	0.78

Tabelle 5.3: Vergleich verschiedener möglicher Geometrien der Einzeldetektoren des CLUSTER–Detektors. Das Volumen ergibt sich durch Bearbeitung des ursprünglich konischen Detektors zu den jeweiligen Formen. Der CLUSTER–Detektor, bestehend aus sieben Einzeldetektoren, füllt jeweils einen Raumwinkel von $\Omega = 1.03\%$ aus.

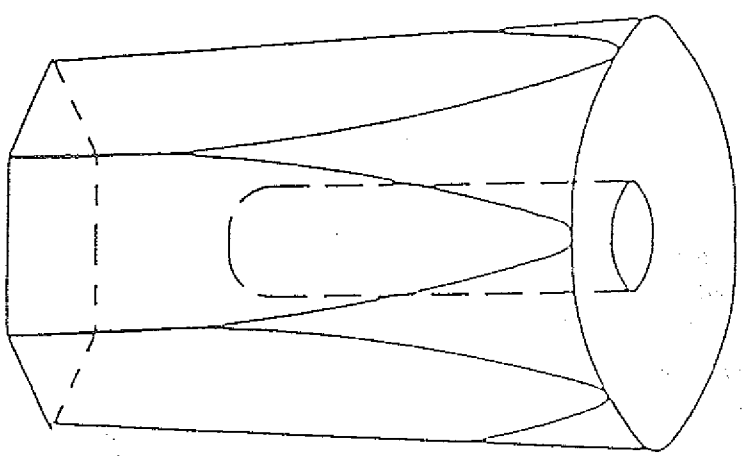


Abbildung 5.6: Die Form des hexakonischen Ge–Detektors

Die sieben Ge–Detektoren, die zu einem CLUSTER–Detektor zusammengesetzt werden, haben eine *hexakonische* Form, d.h. sie sind an der Vorderseite hexagonal und an der Rückseite rund, wie in Abb. 5.6 zu sehen ist. Bei der Zusammensetzung mehrerer Ge–Kristalle zu einem großen Detektor ergibt sich ein Zielkonflikt. Die Ge–Kristalle werden in zylindrischer Form hergestellt, andere Formen können nur durch Wegschneiden von Germanium erzielt werden. Somit ergeben sich die Möglichkeiten (i), große, originale Detektoren zusammenzusetzen, was durch Löcher zwischen den einzelnen Detektoren das Entkommen von γ–Quanten wahrscheinlicher werden läßt, oder (ii), die Detektoren so zu formen, daß sie sich zu einer optimalen, dichten Packung zusammensetzen lassen, was das Volumen empfindlich verringert. In Tab. 5.3 werden verschiedene Formen für die einzelnen Kristalle verglichen. Dabei wurden die aufgelisteten Ergebnisse durch Simulationsrechnungen mit Hilfe des GEANT3–Codes erzielt [Kut92]. Aus den ursprünglich zylindrischen Kristallen

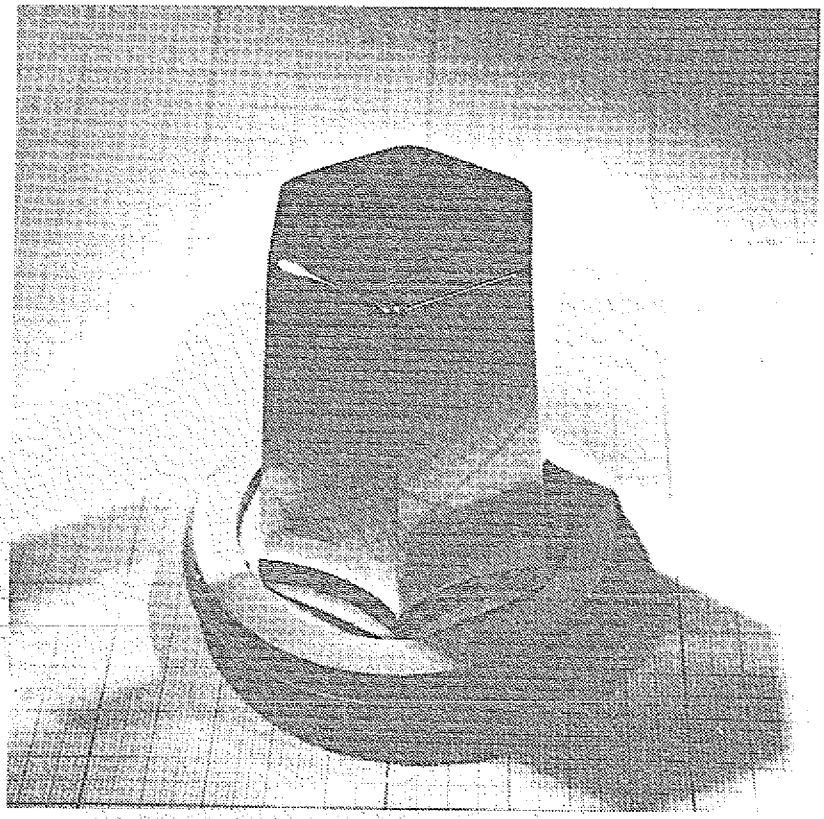


Abbildung 5.7: Foto des Prototypen des hexagonalen Ge–Detektors

werden durch Wegschneiden die weiteren aufgeführten Formen erzielt, durch Variation des Abstandes zur Quelle wird ein konstanter Raumwinkel realisiert. In Abb. 5.7 ist ein Photo des ersten hergestellten hexagonalen Ge–Detektors zu sehen. Man sieht, daß die hexakonische Form die günstigste ist, da mit dieser Form 93% des ursprünglichen Kristalls genutzt werden kann, die Packung der sieben Detektoren zum CLUSTER–Detektor an der Vorderseite optimal ist und die Photoansprechwahrscheinlichkeit des so hergestellten CLUSTER–Detektors mit $\epsilon_{ph} = 0.31$ am höchsten ist. Der Raumwinkel, den ein CLUSTER–Detektor dieser Art ausfüllt, ist zu 60% von gekapseltem Germanium überdeckt.

Im Gegensatz zum CLOVER–Detektor, wo die einzelnen Ge–Kristalle in einen Kryostaten eingebaut sind, werden beim CLUSTER–Detektor die Ge–Kristalle in eine Aluminium–Kapsel eingesetzt. Dies hat den Vorteil, daß sich die Detektoren einfach handhaben lassen, sie können zusammengesetzt werden zu verschiedenen Formen, und die nach Neutronenschädigung nötige Ausheizung ist problemlos. Das Ausheizen birgt immer die Gefahr der Zerstörung des Detektors durch eine Verunreinigung der Kristalloberfläche in sich; bei zusammengesetzten Detektoren ist diese Gefahr noch größer, da alle in einem Kryostat befindlichen Detektoren gleichzeitig ausgeheizt werden müssen. Bei den gekapselten Detektoren kann die Kristalloberfläche nicht kontaminiert werden, da die Kapsel ultrahochvakuumdicht ist, und es können gezielt nur diejenigen ausgeheizt werden, die geschädigt wurden. Das Ausheizen der Detektoren kann innerhalb von 2 – 3 Stunden in einem normalen Ofen bei 120^0C erfolgen.

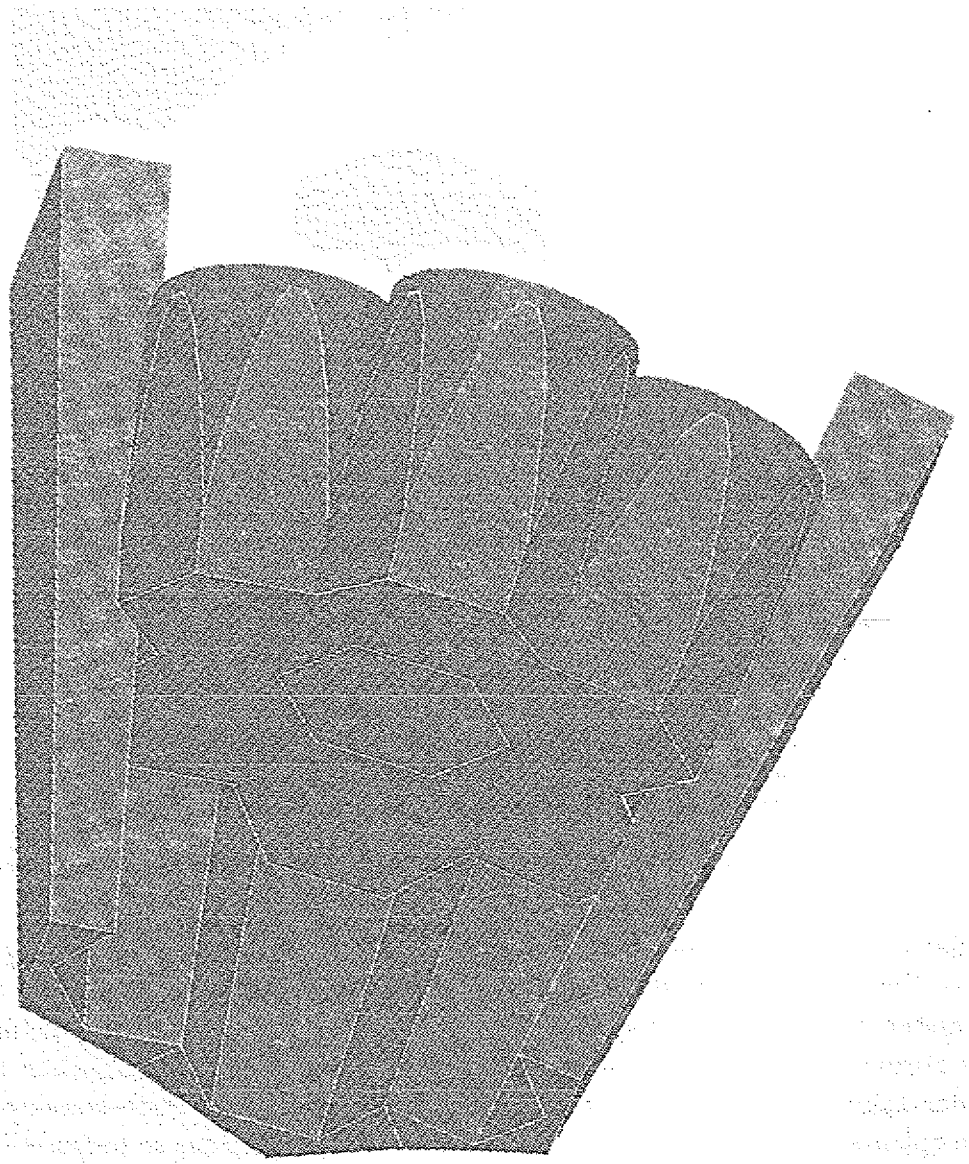


Abbildung 5.8: Ansicht des CLUSTER–Detektors von vorne, Computeranimation

Die sieben gekapselten Ge–Detektoren werden von insgesamt 18 BGO–Szintillatoren, die an der Seite und Rückseite plaziert sind, umgeben. Dadurch wird eine wirkungsvolle elektronische Unterdrückung von Compton–Ereignissen möglich, was zu einer Steigerung des Peak–zu–Total Verhältnisses führt, wie Tab. 5.4 zeigt. Auch hier wurden die optimale Form und Dicke der einzelnen BGO–Szintillatoren durch Simulationsrechnungen bestimmt. Eine Computeranimation des fertigen CLUSTER–Detektors zeigt Abb. 5.8. Der gekapselte Ge–Detektor und der daraus zusammengesetzte CLUSTER–Detektor werden in Zusammenarbeit der Firma Intertechnique, Straßburg, des Forschungszentrums Jülich und der Universität Köln entwickelt.

	einzelner gekapselter Germanium-Detektor	CLUSTER aus 7 Detektoren mit Add-Back-Mode	CLUSTER + BGO an der Seite	CLUSTER + BGO an der Seite und dahinter
σ_{ph}	0.20	0.31	0.31	0.31
σ_{comp}	0.60	0.49	0.26	0.13
σ_{tot}	0.80	0.80	0.57	0.44
P/T	0.25	0.40	0.56	0.72

Tabelle 5.4: Auswirkungen des Einsatzes von BGO-Szintillatoren auf die Ansprechwahrscheinlichkeit des Detektorsystems und das P/T-Verhältnis. σ ist dabei die Ansprechwahrscheinlichkeit des CLUSTER-Detektors unter Berücksichtigung der Antikoinzidenz-Schaltung.

Kapitel 6

Die Auswirkung von BGO hinter dem CLUSTER–Detektor

Die EUROBALL–Kollaboration konstruiert ein 4π γ–Detektorsystem. Die Eigenschaften dieses Systems müssen optimiert werden, um die maximale Empfindlichkeit für die zur Verfügung stehenden Finanzmittel zu erhalten. Die Empfindlichkeit ist umgekehrt proportional zur minimalen γ–Intensität, die nachgewiesen werden kann (Beobachtungsgrenze). Die Beobachtungsgrenze hängt einerseits vom Peak–zu–Untergrund Verhältnis und andererseits von der Nachweiswahrscheinlichkeit ab. Trägt man beide Größen als Funktion der Fold auf, so nimmt erstere mit zunehmender Fold ab, die letztere zu. Der Schnittpunkt ergibt die Beobachtungsgrenze. Da das γ–Spektrometer EUROBALL III als ein 4π Ge–Detektorsystem konstruiert wurde, das aus verschiedenen Detektortypen aufgebaut ist, müssen sowohl jeder Detektor für sich als auch das System als Ganzes optimiert werden.

6.1 Motivation für die Rechnungen

Um den CLUSTER–Detektor zu optimieren, ist es nötig, die Ge–Detektoren mit BGO–Szintillatoren zu umgeben, welche als Compton–Unterdrücker in einer elektronischen Anti–Koinzidenz–Schaltung arbeiten. Mit dieser Methode kann man einen großen Anteil der Untergrundereignisse, bei denen ein γ–Quant aus dem Ge–Detektor in die umgebenden BGO–Szintillatoren Compton–gestreut wird, unterdrücken. Die γ–Spektren können auf diese Weise effektiv gereinigt werden. Allerdings ist in der Hochspin–γ–Spektroskopie die γ–Multiplizität in der Größenordnung von 20 – 30, und es ist möglich, daß ein „gutes" Photoereignis durch ein zweites γ–Quant, welches in denselben Detektor trifft, unterdrückt wird. Dabei sind zwei Effekte zu beachten, (i) beide γ–Quanten wechselwirken mit dem Ge–Detektor und (ii) eines der beiden γ–Quanten wechselwirkt nur mit dem BGO–Szintillator hinter dem Ge–Detektor. Im ersten Fall handelt es sich immer um ein Untergrundereignis, das aber unterdrückt werden kann, falls eines der γ–Quanten Compton–gestreut wird.

Wenn im zweiten Fall die gesamte Energie des einen γ–Quants an den Ge–Detektor abgegeben wird, wird ein Photoereignis fälschlicherweise unterdrückt. Deshalb muß die Frage gestellt werden, ob BGO–Szintillatoren hinter den Ge–Detektoren die Eigenschaften des CLUSTER–Detektors verbessern oder im Gegenteil verschlechtern.

6.2 Entwicklung der Idee

Ausgehend von diesem Punkt begannen die Rechnungen: Interessiert daran, das Verhalten der γ–Detektoren zu erforschen, wenn ein Ereignis der γ–Multiplizität $M_\gamma = 30$ im Detektorsystem auftritt, wurde als erstes mit Hilfe der Binominal–Verteilung berechnet, wie viele der 30 γ–Quanten aktives bzw. inaktives Material treffen. Als aktives Material werden dabei die Ge- und BGO–Detektoren betrachtet, die im Öffnungswinkel der Ge–Detektoren plaziert sind. Inaktives Material ist das Aluminium und das BGO, welches nicht im Öffnungswinkel der Ge–Detektoren liegt und von Wolfram geschützt ist. Bei einem CLUSTER–Detektor werden 58.07% des gesamten von ihm überdeckten Raumwinkels von aktivem Material bedeckt. Damit kann man die Wahrscheinlichkeit dafür festlegen, daß eine bestimmte Anzahl der 30 γ–Quanten aktives Material trifft, was nicht automatisch bedeutet, daß diese Anzahl von γ–Quanten überhaupt mit dem Ge–Detektor wechselwirkt.

$$P_H = \binom{M_\gamma}{H} \Omega_T^H \, (1-\Omega_T)^H \tag{6.1}$$

M_γ	γ-Multiplizität
H	Anzahl der γ–Quanten, die aktives Material treffen
Ω_T	Prozentsatz von 4π, der von aktivem Material überdeckt wird

Die nächste Frage ist, wie viele Detektoren von diesen γ–Quanten getroffen werden. Als erstes wurde die Wahrscheinlichkeit dafür berechnet, daß alle diese γ–Quanten in verschiedene Detektoren treffen, und dabei stellte sich heraus, daß in fast 84% der Fälle mindestens einer der Detektoren von mehr als genau einem γ–Quant getroffen wird. Natürlich sind nicht alle diese Ereignisse verloren. Tatsächlich bedeutet dies nur eine Verringerung der resultierenden Fold, wenn alle Detektoren, die von mehr als einem γ–Quant getroffen werden, nicht beachtet werden.

Nun mußte die Wahrscheinlichkeit dafür berechnet werden, daß eine bestimmte Anzahl von Detektoren von mehr als einem γ–Quant getroffen wird. Zu diesem Zweck wurde die Formel aus Gleichung 6.1 solcherart erweitert, daß im zweiten Teil die Anzahl der Möglichkeiten, N_H Detektoren aus N Detektoren auszuwählen, angegeben wird.

$$P_F = \binom{M_\gamma}{H} \Omega_T^H \, (1-\Omega_T)^H \binom{N}{N_H} N_H! \, \frac{1}{N^F} * N_{conf} \tag{6.2}$$

M_γ	γ-Multiplizität
H	Anzahl der γ–Quanten, die aktives Material treffen
Ω_T	Prozentsatz von 4π, der von aktivem Material überdeckt wird
N	Anzahl der Detektoren
N_H	Anzahl der Detektoren, die von γ–Quanten getroffen werden
N_{conf}	Anzahl der Möglichkeiten, eine bestimmte Konfiguration zu erhalten

Nun kann die Wahrscheinlichkeit festgelegt werden, daß H γ–Quanten N_H Detektoren treffen, wobei gilt $H \geq N_H$. Für $H - N_H = 1$ wird genau einer der Detektoren von genau zwei γ–Quanten getroffen, aber für $H - N_H > 1$ kann man nicht wissen, ob die Mehrfach-Treffer verursachenden γ–Quanten einen oder $H - N_H$ verschiedene Detektoren treffen. Also können $H - N_H$ γ–Quanten die Fold eines Ereignisses zwischen eins und $H - N_H$ verringern.

Um dieses Problem zu lösen, muß man alle Möglichkeiten berücksichtigen, mit denen sich H γ–Quanten über N_H Detektoren von insgesamt N Detektoren verteilen können. Ein einfaches Beispiel ist der Fall, daß 10 γ–Quanten 7 Detektoren treffen. Zehn γ–Quanten können sich in drei verschiedenen Konfigurationen über sieben Detektoren verteilen:

1. [4111111] was bedeutet, daß 4 γ-Quanten ein und denselben Detektor treffen, während die anderen 6 γ–Quanten 6 verschiedene, weitere Detektoren treffen.

2. [3211111] was bedeutet, daß 3 γ–Quanten einen Detektor treffen, 2 γ–Quanten treffen einen anderen Detektor, und die übrigen 5 γ–Quanten treffen 5 verschiedene, weitere Detektoren.

3. [2221111] was bedeutet, daß 3 Detektoren von jeweils 2 γ–Quanten getroffen werden, und die anderen 4 γ–Quanten treffen 4 verschiedene, weitere Detektoren.

Diese Konfigurationen können auf viele verschiedene Arten aus den zehn γ–Quanten gebildet werden, und man muß alle verschiedenen Möglichkeiten, eine spezielle Konfiguration zu erhalten, beachten. Es wurde ein Computer–Programm entwickelt, welches sämtliche verschiedene Konfigurationen für alle möglichen Anzahlen von γ–Quanten aufbaut und errechnet, wie oft eine spezielle Konfiguration auf verschiedene Arten erreicht werden kann (siehe Kap. 6.3).

Die Nachweiswahrscheinlichkeit der Detektoren muß natürlich ebenfalls beachtet werden. Dabei sind die zwei Fälle, (i) keine BGO–Szintillatoren hinter den Ge–Detektoren und (ii) BGO–Szintillatoren hinter den Ge–Detektoren, zu unterscheiden. Im Fall (i) kann die Nachweiswahrscheinlichkeit der Ge–Detektoren von $\epsilon_{GE} = 0.8$ beachtet werden, indem Ω_T durch $\epsilon_{Ge}\Omega_T = 0.8\Omega_T$ ersetzt wird. Die Nachweiswahrscheinlichkeit der BGO–

Szintillatoren wurde als $\epsilon_{BGO} = 1$ angenommen. Daher muß im zweiten Fall nur die Korrektur um die Nachweiswahrscheinlichkeit der Ge–Detektoren durch nachträgliche Faltung mit der Binominalverteilung erfolgen:

$$P_{F'} = \binom{F}{F'} \epsilon_{Ge}^{F'} (1 - \epsilon_{Ge})^{F'} P_F \tag{6.3}$$

Mit diesen Formeln wurden alle hier präsentierten Ergebnisse und Abbildungen berechnet.

6.3 Aufstellung der Konfigurationen

Die Gleichung 6.2 enthält als einen wichtigen Faktor N_{conf} die Anzahl der Möglichkeiten, eine bestimmte Konfiguration zu erhalten. Wie im Beispiel aus Kap. 6.2 vorgestellt, müssen alle verschiedenen Konfigurationen, wie sich H γ–Quanten über N_H Detektoren verteilen können, beachtet werden. Das in Abb. 6.1 gezeigte Flußdiagramm enthält den Teil des Computer–Programmes, der die verschiedenen, möglichen Konfigurationen aufbaut. Die Konfigurationen werden mit Hilfe der Variablen i und der Funktion $x[i]$ beschrieben. Die Beispielkonfiguration $[abcde]$ wird dann durch $x[0] = a$, $x[1] = b$, $x[2] = c$, $x[3] = d$ und $x[4] = e$ beschrieben.

Ausgehend von der Anfangskonfiguration, bei der jeweils $x[0] = H - N_H + 1$ und $x[i] = 1$ für $1 \leq i \leq det - 1$ gilt, werden alle anderen, möglichen Konfigurationen aufgebaut. Das Feld „neue Anfangskonfiguration" wird dabei erreicht, wenn $x[0]$ während des Verfahrens erniedrigt wurde. An diesem Punkt wird dann die neue Anfangskonfiguration aufgebaut. Hierbei wird $x[0]$ nicht verändert, aber $x[1] \cdots x[det - 1]$ werden in absteigender Folge maximalisiert mit den Bedingungen $x[i] \geq x[i+1]$ und $\sum_{i=0}^{det-1} x[1] = H$.

Bei Erreichen der Felder „Anfangskonfiguration"„neue Anfangskonfiguration" und „Ausgabe" wird die aufgebaute Konfiguration ausgegeben und die Anzahl der Möglichkeiten errechnet, diese Konfiguration herzustellen. Dies geschieht nach der Formel:

$$N_c = \binom{H}{x[0]} \binom{H - x[0]}{x[1]} \binom{H - x[0] - x[1]}{x[2]} \cdots \binom{H - x[0] - x[1] \cdots - x[det-2]}{x[det-1]} \tag{6.4}$$

N_{conf} erhält man dann mit

$$N_{conf} = \frac{N_c}{(\text{Anzahl gleicher } x[i])!} \tag{6.5}$$

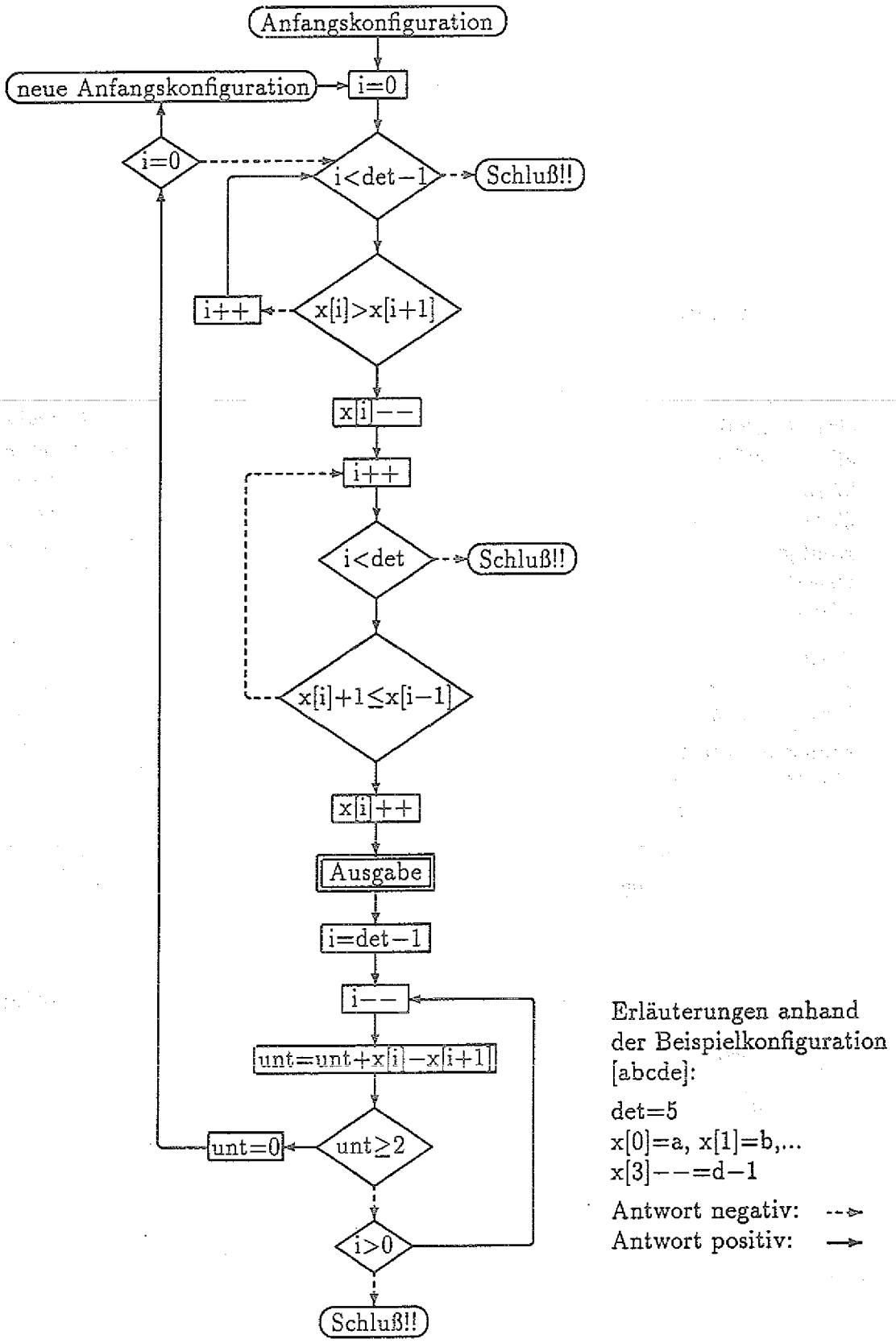


Abbildung 6.1: Flußdiagramm zur Aufstellung der Konfigurationen

Für die Konfigurationen im Beispiel aus Kap. 6.2 erhält man somit

- $N_{conf}([4111111]) = \frac{151200}{6!} = 210$,
- $N_{conf}([3211111]) = \frac{302400}{5!} = 2520$ und
- $N_{conf}([2221111]) = \frac{453600}{3!4!} = 3150$.

Nach der Entwicklung der benötigten Formeln besteht die Aufgabe des Programms in der Aufstellung der möglichen Konfigurationen und der automatischen Durchführung der Vielzahl von erforderlichen Rechnungen. Um die mit dem Programm errechneten Wahrscheinlichkeiten auswerten und interpretieren zu können, war die Einführung von zwei neuen Größen notwendig, der *Cleanfold* und der *Detektorfold*. Dabei ist *Cleanfold* die Anzahl der Detektoren, die von genau einem γ–Quant getroffen werden, alle Detektoren, die von mehr als einem γ–Quant getroffen werden, bleiben unbeachtet. *Detektorfold* ist die Anzahl von Detektoren, die von einem oder mehreren γ–Quanten getroffen werden. Dies ist die maximale Fold, die man für ein bestimmtes Ereignis erhält, aber für ein solches Ereignis ist der Peak–zu–Untergrund Wert in maximaler Weise reduziert. Im Beispiel aus Kap. 6.2 ist die Detektorfold immer 7, die Cleanfold jedoch ändert sich von 6 im ersten Fall über 5 im zweiten zu 4 im letzten Fall.

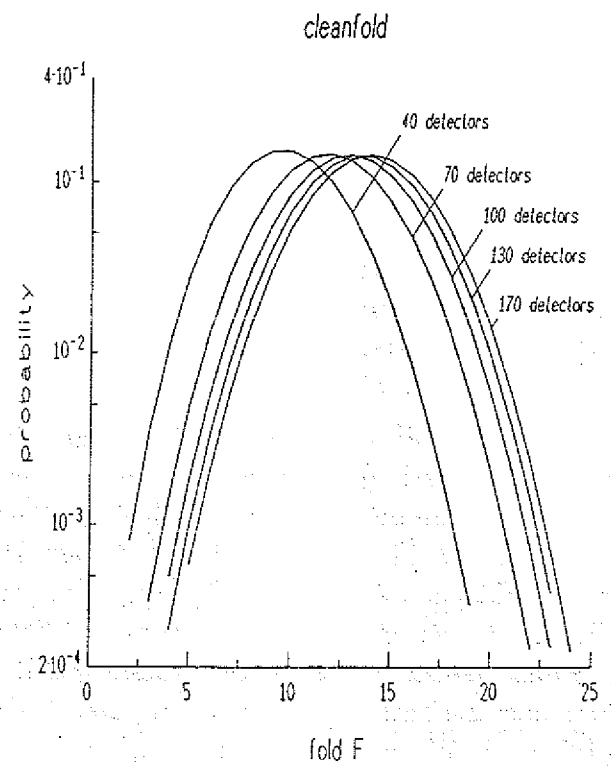


Abbildung 6.2: Cleanfold für einen CLUSTER–Ball, bestehend aus 40, 70, 100, 130 und 170 Detektoren, berechnet für $M_\gamma = 30$ und nicht Compton–unterdrückte Ereignisse

6.4 Ergebnisse der Rechnungen

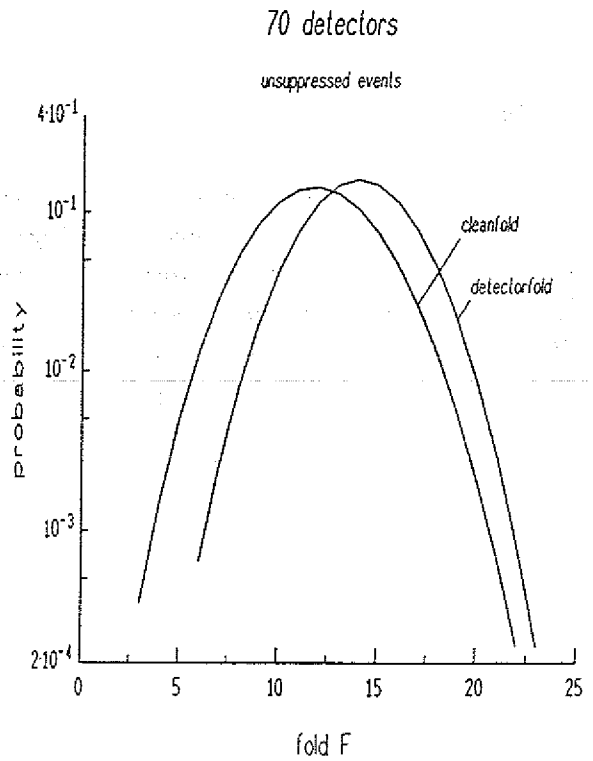


Abbildung 6.3: Vergleich von Cleanfold und Detektorfold für $M_\gamma = 30$ und einen CLUSTER–Ball bestehend aus 70 Detektoren

Abb. 6.2 zeigt den Unterschied in der resultierenden Cleanfold für einen CLUSTER–Ball, der aus 40, 70, 100, 130 oder 170 Detektoren besteht. Die Kurven in dieser Abbildung zeigen die Resultate für nicht Compton–unterdrückte Ereignisse. Wie man sehen kann, ist die Wahl, EUROBALL III aus mindestens 70 Detektoren aufzubauen, gut, da man mit dieser Anzahl dem Sättigungspunkt nahekommt.

In Abb. 6.3 wird die Cleanfold und die Detektorfold für einen Ball aus 70 CLUSTER–Detektoren gezeigt. Davon ausgehend, ist man in der Lage, einen Minimalwert für die Einzeltreffer–Wahrscheinlichkeit zu berechnen. Die Einzeltreffer–Wahrscheinlichkeit ist das Verhältnis der Anzahl der von nur einem γ–Quant getroffenen Detektoren zur Anzahl der insgesamt getroffenen Detektoren. Aus Abb. 6.3 kann dieser Wert zu 85% bestimmt werden. Es ist ein Minimalwert, weil eine Ansprechwahrscheinlichkeit von 100% für die BGO–Szintillatoren hinter den Ge–Detektoren angenommen wurde. Außerdem kann man diesen Wert steigern, indem man die Tatsache ausnutzt, daß sieben Ge–Detektoren in einem CLUSTER zusammengefaßt sind. Wenn die γ–Quanten nicht–benachbarte Ge–Detektoren treffen, kann man nicht nur ein sondern eventuell zwei Ereignisse aus den Daten gewinnen. Unter Beachtung dieser Effekte wird man tatsächlich eine Einzeltreffer–Wahrscheinlichkeit von $\approx 95\%$ erhalten.

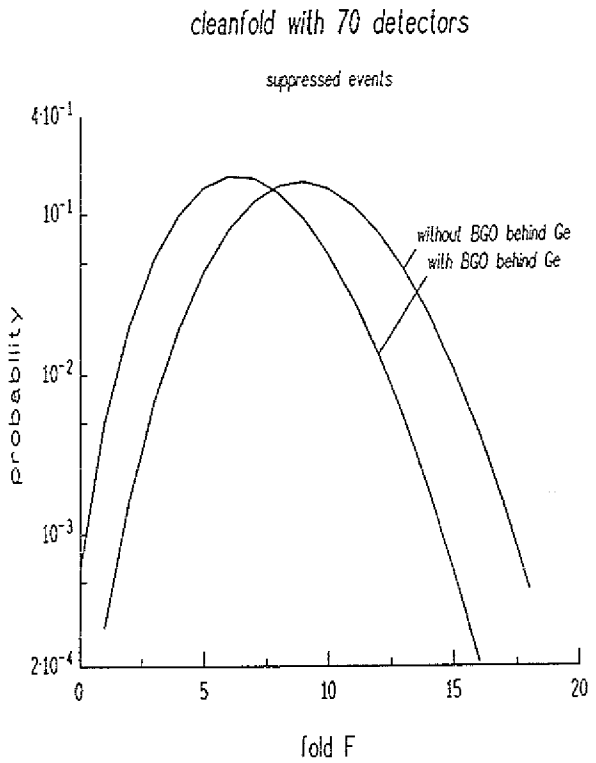


Abbildung 6.4: Cleanfold für einen CLUSTER–Ball aus 70 Detektoren. Vergleich der Ergebnisse mit BGO–Szintillatoren hinter den Ge–Detektoren und mit BGO–Szintillatoren nur an den Seiten.

Wenn an der Seite und hinter dem Detektor plazierte BGO–Szintillatoren in Anti–Koinzidenz–Schaltung als Compton–Unterdrücker arbeiten, erhöht sich der P/T–Wert, aber die totale Ansprechwahrscheinlichkeit wird verringert. In Abb. 6.4 kann man den Einfluß der hinter den Ge–Detektoren angeordneten BGO–Szintillatoren auf die Wahrscheinlichkeit, F–Fold Compton–unterdrückte Ereignisse zu messen, sehen; dabei ist die γ–Multiplizität 30, und 70 CLUSTER–Detektoren überdecken den gesamten Raumwinkel von 4π. Man kann sehen, daß das Maximum der Wahrscheinlichkeitsverteilung, Cleanfold–Ereignisse zu messen, von 9.1 für einen CLUSTER ohne BGO–Szintillatoren im hinteren Teil auf 6.4 zurückgeht, wenn BGO im hinteren Teil vorhanden ist (Reduktion um $\approx 28\%$).

Dabei ist allerdings zu beachten, daß im ersten Fall die Ereignisse mehr Compton–gestreute γ–Quanten enthalten als im letzten Fall. Deshalb kann keinerlei Rückschluß auf die Anzahl der γ–Quanten gezogen werden, die zu Photoereignissen gehören. Man muß dazu für beide Fälle die P/T–Werte in die Rechnung mit einbeziehen.

Um dies zu tun, wurde als Qualitätskennzahl (*figure of merit*) die Größe

$$\left(\frac{P}{T}\right)^F * P_F \tag{6.6}$$

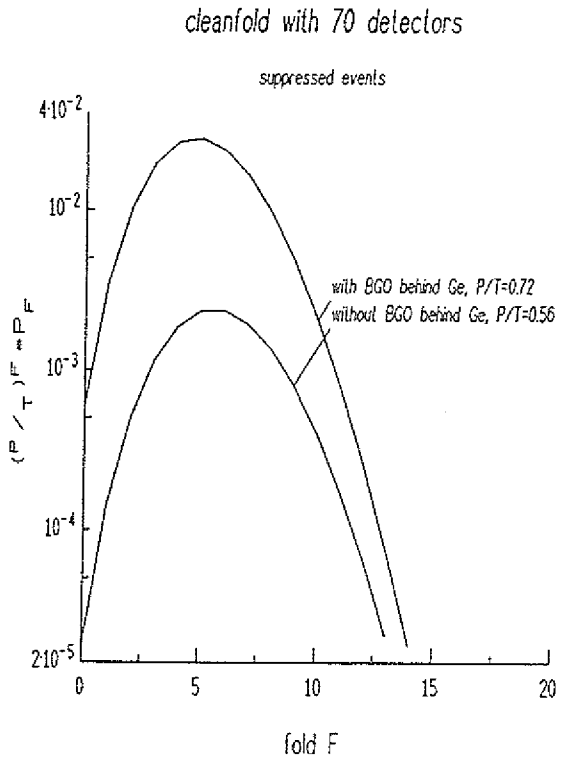


Abbildung 6.5: *Figure of merit*, die die Verbesserung der resultierenden Spektren zeigt, wenn BGO–Szintillatoren hinter den Ge–Detektoren plaziert werden. Die P/T–Werte wurden aus Monte–Carlo Simulationsrechnungen gewonnen [Kut92].

eingeführt, um die *Qualität* der resultierenden Spektren der Compton–unterdrückten CLUSTER–Detektoren zu beschreiben. Die P/T–Werte wurden aus Monte–Carlo Simulationsrechnungen für den CLUSTER–Detektor genommen [Kut92]. Die sich damit ergebende Qualitätskennzahl ist in Abb. 6.5 für ein System, welches aus 70 CLUSTER–Detektoren besteht, als Funktion der Fold dargestellt. Wie man sehen kann, ist die Qualität der resultierenden Spektren deutlich besser in dem Fall, in dem BGO–Szintillatoren hinter den Ge–Detektoren plaziert sind. Das Maximum der Foldverteilung ist nur um $\approx 14\%$ reduziert, die Qualitätskennzahl erhöht sich jedoch um etwa eine Größenordnung gegenüber dem Fall, wenn keine BGO–Szintillatoren hinter den Ge–Detektoren verwendet werden.

Mit diesem Resultat läßt sich nun die anfangs gestellte Frage, ob es sinnvoll ist, BGO–Szintillatoren in Anti–Koinzidenz–Schaltung auch an der Rückseite des CLUSTER–Detektors zu verwenden, beantworten. Die sich aus dieser Maßnahme ergebende Verbesserung der resultierenden Spektren überwiegt bei weitem die Verringerung der totalen Ansprechwahrscheinlichkeit.

Kapitel 7

Zusammenfassung und Ausblick

Zur Suche nach Superdeformation in ^{144,145}Gd wurden vier Experimente mit den Reaktionen ^{108,110}Pd(^{40}Ar,xn) am Schwerionenbeschleuniger VICKSI des Hahn–Meitner–Instituts, Berlin, durchgeführt. Die γ–Strahlung wurde mit dem aus 12 Anti–Compton–Spektrometern und einem inneren Ball aus 48 BGO–Szintillatoren bestehenden Multidetektorspektrometersystem OSIRIS nachgewiesen. Es wurden in beiden Experimenten je zwei superdeformierte Banden gefunden. Je eine dieser Banden konnte den Kernen ^{144,145}Gd zugeordnet werden. Für ^{144}Gd wurde das Niveauschema bis zu Zuständen mit $I^{\pi} = (28^{+})$ erweitert. Das dynamische Trägheitsmoment der superdeformierten Bande in ^{144}Gd stimmt gut mit theoretischen Vorhersagen überein.

Die offenen Fragen sollten mit Hilfe von weiteren Experimenten an den neuen europäischen γ–Spektrometern EUROGAM I und GASP, deren Nachweiswahrscheinlichkeit deutlich größer ist als die von OSIRIS, untersucht werden.

Im Rahmen des europäischen EUROBALL–Projektes wurden zur Optimierung des CLUSTER–Detektors Rechnungen durchgeführt, die zeigen, daß der Einsatz von BGO–Szintillatoren hinter den Ge–Detektoren zur Unterdrückung von unerwünschten Compton–Ereignissen, die Eigenschaften des CLUSTER–Detektors deutlich verbessern.

Literaturverzeichnis

[Ata92] A. Ataç et al., Linking Transitions from the Superdeformed Band in ^{143}Eu. *Phys. Rev. Lett.*, 1992, accepted for publication.

[And79] O. Andersen et al., Transition–Energy Correlations in the γ–Ray Continuum — A New Approach. *Phys. Rev. Lett.*, 43:687, 1979.

[Ben87] M.A. Bentley et al., Intrinsic Quadrupole Moment of the Superdeformed Band in ^{152}Dy. *Phys. Rev. Lett.*, 59:2141, 1987.

[Bla66] A.E. Blaugrund, Notes on Doppler–Shift Lifetime Measurements. *Nucl. Phys.*, 88:501–512, 1966.

[Del88] M.A. Deleplanque et al., Superdeformed Band in ^{148}Gd: A Test of Shell Effects in the Mass–150 Region. *Phys. Rev. Lett.*, 60:1626, 1988.

[DN77] S. Della Negra et al., Mechanism of Formation and Decay of the Compound Nuclus ^{150}Gd Produced by Two Entrance Channels: (^{16}O+^{134}Ba) and (^{40}Ar+^{110}Pd). *Z. Phys.*, A282:65–73, 1977.

[Gav80] A. Gavron, Statistical Model Calculations in Heavy Ion Reactions. *Phys. Rev.*, C21:230–236, 1980.

[Gra86] H. Grawe, Exotische Kerne zwischen Kugelform und Deformation. *HMI–Bericht*, 425, 1986.

[Heb88] G. Hebbinghaus, Kerngestaltsänderung bei hohen Drehimpulsen: Superdeformation in ^{146}Gd und Gestaltskoexistenz in ^{186}Pt. *Dissertation, Universität Bonn*, Juni 1988. (Forschungszentrum Jülich GmbH, Jül–2208, Juni 1988).

[Heb90] G. Hebbinghaus et al., Superdeformed Band in ^{146}Gd — First Observation of Band Crossing. *Phys. Lett.*, B240:311, 1990.

[Her80] B. Herskind, *J. Phys. (Paris)*, C 10:106, 1980. Colloq. 41.

[Jan91] V.P. Janzen et al., In *Proc. Int. Conf. on High Spin Physics and Gamma–Soft Nuclei*, Singapore, 1991.

[KF85] A. Krämer-Flecken, Entwicklung eines Programms zur Berechnung von Winkelkorrelationen am Strahl und Untersuchung von Winkelkorrelationen an ^{186}Os. *Diplomarbeit, Universität Bonn*, 1985.

[KF89] A. Krämer-Flecken et al., Use of DCO–Ratios for Spin Determination in γ–γ Coincidence Measurements. *NIM*, A275:333–339, 1989.

[Kut92] D. Kutchin, private Mitteilung, (Forschungszentrum Jülich GmbH), 1992.

[Lac84] M. Lach et al., The 10^+ States of $\nu h_{11/2}^{-2}$ and $\pi h_{11/2}^{2}$ Character in the $N = 80$ Isotones ^{146}Gd and ^{142}Sm. *Z. Phys.*, A319:235, 1984.

[Lie89] R.M. Lieder, EUROBALL Design Studies. *Workshop On Nuclear Structure At High Spins*, March 1989.

[Lie92] R.M. Lieder et al., Superdeformed Bands and their Crossing Features in Gd Nuclei around A=146. *Prog. Part. Phys.*, 28:225, 1992.

[May79] T. Mayer–Kuckuk, *Kernphysik.* B.G. Teubner–Verlag, Stuttgart, 1979.

[NW89] W. Nazarewicz, R. Wyss, A. Johnson, Structure of Superdeformed Bands in the A≈150 Mass Region. *Nucl. Phys.*, A503:285, 1989.

[Pol62] S.M. Polikanov et al., Spontaneous fission with anomalously short period. *Sov. Phys. JRTP*, 15:1016, 1962.

[RS80] P. Ring and P. Schuck, *The Nuclear Many–Body Problem.* Springer–Verlag, New York, 1980.

[RU91] T. Rzaca-Urban et al., Excited Superdeformed Bands in ^{146}Gd. *Z. Phys.*, A339:421, 1991.

[Sch91] H. Schnare, Gestaltsänderungen im Kern ^{180}Os bei hohen Drehimpulsen. *Dissertation, Universität Bonn*, Feb. 1991. Forschungszentrum Jülich GmbH, Jül–2453, Feb. 1991.

[Spo91] K.M. Spohr, Kalibration des 4π BGO Summenenergie- und γ–Multiplizitätsfilters des OSIRIS–Spektrometers. *Diplomarbeit, Universität Bonn*, Dez. 1991. Forschungszentrum Jülich GmbH, Jül–2594, März 1992.

[Str68] V.M. Strutinski, Shells in Deformed Nuclei. *Nucl. Phys.*, A122:1, 1968.

[Str90] K. Strähle, Superdeformation in ^{146}Gd: Erste Beobachtung einer Bandenkreuzung. *Diplomarbeit, Universität Bonn*, Jan. 1990. (Forschungszentrum Jülich GmbH, Jül–Spez–566, Jun. 1990).

[Twi86] P.J. Twin et al., Observation of a Discrete–Line Superdeformed Band up to $60\hbar$ in ^{152}Dy. *Phys. Rev. Lett.*, 57:811, 1986.

[Urb84] W. Urban, Programs for Offline Analysis of Multiparameter Coincidence Data. *Annual Report*, 1984. Forschungszentrum Jülich GmbH, Jül–Spez–305, 1985.

[Wat89] K.H. Watzlawik et al., Analyser System MEMPHIS 2000. *Annual Report*, 1989. Forschungszentrum Jülich GmbH, Jül–Spez–562, 1990.

[Zub91] K. Zuber et al., A Comparative Study of Superdeformation in ^{146,147,148}Gd. Possible Manifestations of the pseudo–SU_3 Symmetry, Octupole Shape Susceptibility and Superdeformed Deep–Hole Excitations. *Phys. Lett.*, B254:308, 1991.

Danksagung

Herrn Prof. Dr. R. M. Lieder möchte ich danken für die gute Betreuung und viele fruchtbare Diskussionen. Das gute Arbeitsklima in seiner Kernspektroskopiegruppe hat meine Diplomarbeit entscheidend gefördert.

Mein besonderer Dank gebührt Herrn Prof. Dr. H. Hübel. Er hat meine Diplomarbeit durch seinen Einsatz erst ermöglicht.

Für klärende Diskussionen und tatkräftige Unterstützung danke ich insbesondere Herrn Dr. W. Gast und Herrn Dipl. Phys. K. Strähle. Herrn Dipl. Phys. K. M. Spohr vom Hahn-Meitner-Institut in Berlin gilt mein Dank für viele Gespräche und wertvolle Anregungen. Herrn Dr. H. Schnare danke ich für Anleitung und Einführung in das Problemgebiet.

Frau Dr. T. Rzaca-Urban hat durch ihre engagierte Arbeit bei der Sortierung und Auswertung der Messdaten sowie viele hilfreiche Diskussionen meine Diplomarbeit fruchtbar unterstützt.

Bei Herrn H. M. Jäger bedanke ich mich für seine technische Unterstützung und bei Herrn M. Karnadi und der Datenverarbeitungsgruppe für ihre Hilfe bei der Beseitigung von Computerproblemen.

FORSCHUNGSZENTRUM JÜLICH GmbH

KFA

Jül-2749
März 1993
ISSN 0366-0885