



KERNFORSCHUNGSANLAGE JÜLICH GmbH

Institut für Kernphysik

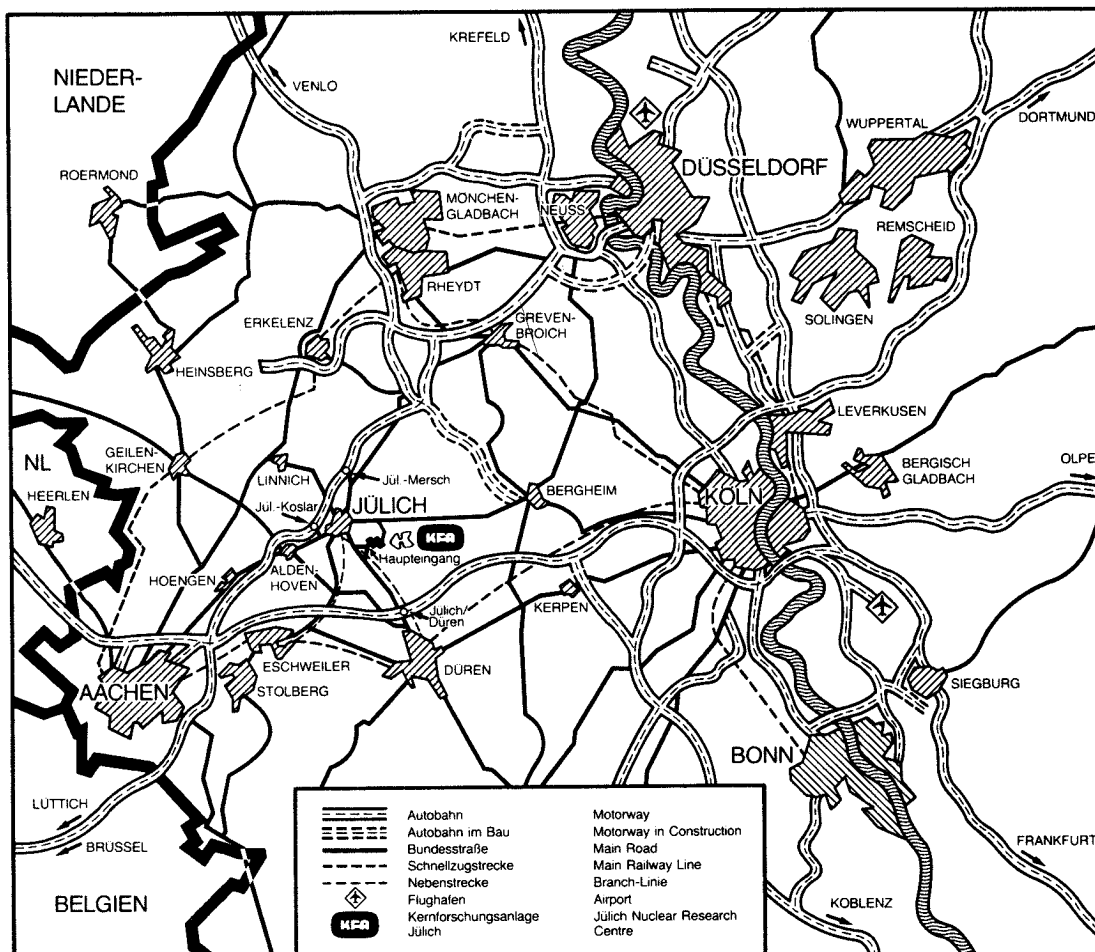
**Kerngestaltsänderung bei hohen
Drehimpulsen:**

**Superdeformation in ^{146}Gd und
Gestaltskoexistenz in ^{186}Pt**

von

Gerhard Hebbinghaus

**Jül-2208
Juni 1988
ISSN 0366-0885**



Berichte der Kernforschungsanlage Jülich – Nr. 2208
 Institut für Kernphysik Jüli-2208

Zu beziehen durch: ZENTRALBIBLIOTHEK der Kernforschungsanlage Jülich GmbH
 Postfach 1913 · D-5170 Jülich (Bundesrepublik Deutschland)
 Telefon: 02461/610 · Telex: 833556-0 kf d

**Kerngestaltsänderung bei hohen
Drehimpulsen:
Superdeformation in ^{146}Gd und
Gestaltskoexistenz in ^{186}Pt**

von

Gerhard Hebbinghaus



*Für diese Arbeit wurde die Auszeichnung der
Heinrich - Hörlein - Stiftung verliehen*

Inhaltsverzeichnis

	Seite
Einleitung	1
I Superdeformation in ^{146}Gd	7
I.1 Experimentelle Methoden	7
I.1.1 Die OSIRIS-Experimente	7
I.1.1.1 Die Erzeugung der Gd-Kerne bei hohen Drehimpulsen und ihr Zerfall	7
I.1.1.2 Die Spektroskopie schneller γ -Übergänge nach Schwerionenreaktionen	8
I.1.1.3 Der experimentelle Aufbau, das OSIRIS-Spektrometer	9
I.1.1.4 Die Elektronik	12
I.1.1.5 Die Experimentdurchführung	13
I.1.1.6 Die Datenanalyse der OSIRIS-Experimente	13
I.1.1.7 E_γ - E_γ -Korrelationsmatrizen	14
I.1.1.8 E_γ - E_γ -Winkelkorrelation	16
I.1.1.9 Die DSA-Analyse	19
I.1.1.10 Dreifachkoinzidenzen	22
I.1.2 Das ESSA30-Experiment	22
I.1.2.1 Die Dreifachkoinzidenzanalyse	24
I.2 Die experimentellen Ergebnisse in ^{146}Gd	25
I.2.1 Ergebnisse der E_γ - E_γ -Korrelation	25
I.2.2 Ergebnisse der E_γ - E_γ -Winkelkorrelation	26
I.2.3 Ergebnisse der DSA-Analyse	28
I.2.4 Ergebnisse der Dreifachkoinzidenzanalyse	31
I.3 Diskussion der Ergebnisse in ^{146}Gd	34
I.3.1 Die Kerndeformation	34
I.3.2 Die Existenz von mehreren superdeformierten Banden in einem Kern	40
II Gestaltskoexistenz in ^{186}Pt	42
II.1 Experimentelle Methoden	42
II.1.1 Das Experiment	42
II.1.2 Auswertung der γ - γ -Koinzidenzen	43
II.1.3 E_γ - E_γ -Winkelkorrelation (DCO-Verhältnisse)	43
II.1.4 Lebensdauerbestimmungen	45

II.2	Die experimentellen Ergebnisse in ^{186}Pt	47
II.2.1	Das Niveauschema	47
II.2.2	DCO-Verhältnisse	47
II.2.3	Lebensdauern	54
II.2.4	Spin- und Paritätszuordnung	56
II.3	Diskussion der Ergebnisse im Pt-Experiment	65
II.3.1	Theoretische Vorhersagen von Gestaltskoexistenz in ^{186}Pt	65
II.3.2	Theoretisch begründete Erkennungsmerkmale für die Quasiteilchen- konfiguration einer Bande und die damit verbundene Kerngestalt	66
II.3.3	Diskussion der Bandenkonfigurationen und der zugehörigen Deformation	70
II.3.3.1	Die $(+,0)_0$ - und die $(+,0)_1$ -Bande	70
II.3.3.2	Die γ -Bande	75
II.3.3.3	Die $(-,1)_2$ -Bande	78
II.3.3.4	Die $(-,0)_4$ - und die $(-,1)_4$ -Banden	79
II.3.3.5	Die $(-,0)_3$ - und $(-,1)_3$ -Banden	83
II.3.3.6	Die $(-,0)_5$ - und $(-,0)_6$ -Banden	85
II.3.3.7	Das 8^- -Isomer	85
III	Entwicklung eines Summenenergie- und γ-Multiplizitätsfilters für das OSIRIS-Spektrometer	87
III.1	Die physikalische Problemstellung	87
III.2	Die technische Problemstellung	87
III.2.1	Die Auswahl des Szintillatormaterials	88
III.2.2	Das technische Grundkonzept	90
III.2.3	Geometriestudien	93
III.2.4	Simulationsrechnungen für die Optimierung der Detektorunterteilung	95
III.2.5	Tests zur Optimierung der Energieauflösung	98
III.2.6	Das endgültige Design	101
III.3	Die Detektorherstellung und Abnahmetests	103
III.4	Die Elektronik	105
III.5	Targetkammern für das γ -Kalorimeter	107
III.6	Durchführung eines ersten Experiments	108
	Zusammenfassung	112
	Literaturverzeichnis	114
	Anhang	

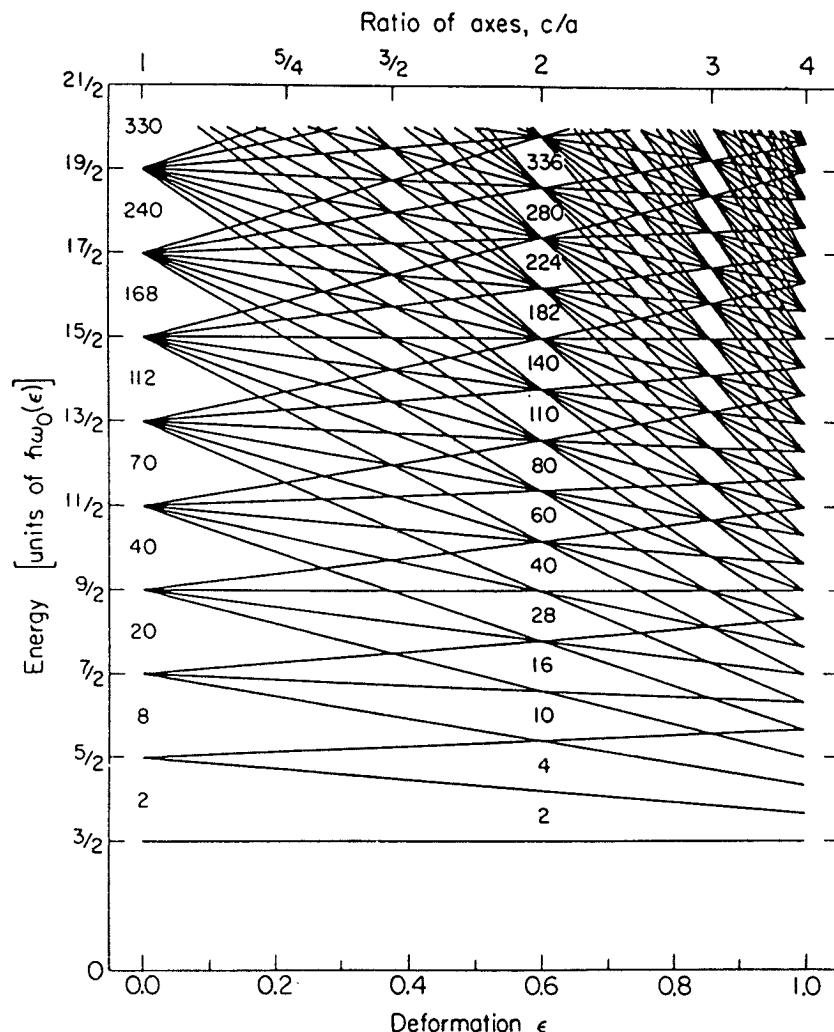
Einleitung

Die γ -spektroskopische Untersuchung der Kerngestalt bei hohen Drehimpulsen ist ein zentraler Punkt von Kernstrukturuntersuchungen in den letzten Jahren. Bei hohen Drehimpulsen entwickeln sich in einigen Kernen neue Kerngestalten, die sich erheblich von der Grundzustandsdeformation unterscheiden. Kerne dieser Gestalt werden jedoch oft nur mit kleinen Wirkungsquerschnitten erzeugt. Die Untersuchung von Anregungszuständen in Kernen dieser Gestalt erfordert daher die Verwendung hochauflösender Vieldetektorsysteme für γ -Strahlung. Die verwendeten Spektrometersysteme wie z.B. HERA in den USA, das 8π -Spektrometer in Kanada, ESSA30 in England, der Nordball in Skandinavien und OSIRIS in Deutschland bestehen aus 12 bis 30 hochauflösenden Germaniumdetektoren, die zur Unterdrückung von Untergrund, entstanden durch Comptonstreuung im Germaniumkristall, mit Anti-Compton-Szintillationsdetektoren umgeben sind. Bei Comptonstreuung im Germaniumkristall wird das gestreute γ -Quant im Anti-Compton-Detektor nachgewiesen und das Ereignis elektronisch unterdrückt. Eine weitere Grundidee dieser Spektrometer besteht darin, einen großen Raumwinkel mit den Ge-Detektoren zu erfassen. Es werden E_γ - E_γ - b.z.w. E_γ - E_γ - E_γ -Koinzidenzen gemessen. Die Experimente für diese Arbeit wurden mit den γ -Spektrometern OSIRIS und ESSA30 durchgeführt [1].

Der Atomkern ist ein quantenmechanisches Vielteilchensystem endlicher Größe. Im Mittel wird seine Bindungsenergie recht gut durch das makroskopische Tröpfchenmodell beschrieben. Um jedoch Fluktuationen in der Bindungsenergie berechnen zu können, muß man die Bewegung der einzelnen Nukleonen in der Nähe der Fermikante berücksichtigen. Die Strutinski-Schalenkorrekturmethode berücksichtigt beide Effekte [2]. Die Gesamtenergie des Kerns wird beschrieben als Summe eines makroskopischen Teils, der im Tröpfchenmodell berechnet werden kann, und eines mikroskopischen Teils, der im Rahmen des Schalenmodells berechnet wird. Der mikroskopische Anteil besteht aus dem mit N und Z oszillierenden Anteil der Schalenmodellenergie, Schalenkorrekturenergie genannt. Hierzu wird der sich langsam ändernde Anteil der Schalenmodellenergie von der Gesamtschalenmodellenergie subtrahiert. Magische Kerne mit abgeschlossenen Schalen haben eine sphärische Kerngestalt. Sowohl die Schalenkorrekturenergie als auch die Tröpfchenenergie des Kerns haben hier ein Minimum bei sphärischer Kerngestalt. Die Tröpfchenenergie wächst linear mit der Kernoberfläche an. Die Schalenstruktur des Kerns kann jedoch auch eine andere Gestalt begünstigen. Bild 1 zeigt die Einteilchenniveaus eines deformierten axialsymmetrischen Oszillators in Abhängigkeit von der Deformation. Als Funktion der Deformation treten stark oszillierende Niveaudichten in Abhängigkeit von der Anregungsenergie auf. Befindet sich die Fermikante in einem Gebiet niedriger Niveaudichte, so wird die Gesamtenergie des Systems erniedrigt und die zugehörige

Kerngestalt stabilisiert. Für die Deformation $\epsilon=0$, d.h. in sphärischen Kernen, treten oberhalb der Schalenabschlüsse große Energielücken auf. Für einen Kern mit abgeschlossener Nukleonenschale ist deshalb die Niveaudichte oberhalb der Fermikante besonders klein. Diese Kerne bilden daher die magischen Kerne. Zwischen den Schalenabschlüssen ist die Niveaudichte für leicht prolate oder oblate Deformationen am niedrigsten. In den seltenen Erden und Actiniden gibt es viele stabil deformierte Kerne ($c/a \approx 4/3$). Für ein Achsenverhältnis von $c/a = 2:1$ treten erneut Schalenabschlüsse auf, wobei c und a die lange bzw. kurze Halbachse eines Rotationsellipsoids sind. Ähnliche Schalenabschlüsse treten ebenfalls bei oblater Deformation mit einem Achsenverhältnis von $c/a = 1:2$ auf. Da die Oberflächenenergie des Kerns mit wachsender Deformation steil ansteigt, können jedoch nur unter bestimmten Umständen, wenn andere Kräfte makroskopischen Ursprungs gerade die Oberflächenenergie kompensieren, Absenkungen in der Schalenkorrekturenergie des Kerns zu hinreichend tiefen lokalen Minima in der Potentialenergiefläche führen [2,3]. Eine stark oblate Deformation ist hierbei aufgrund der größeren Oberflächen- und Coulombenergie unwahrscheinlich.

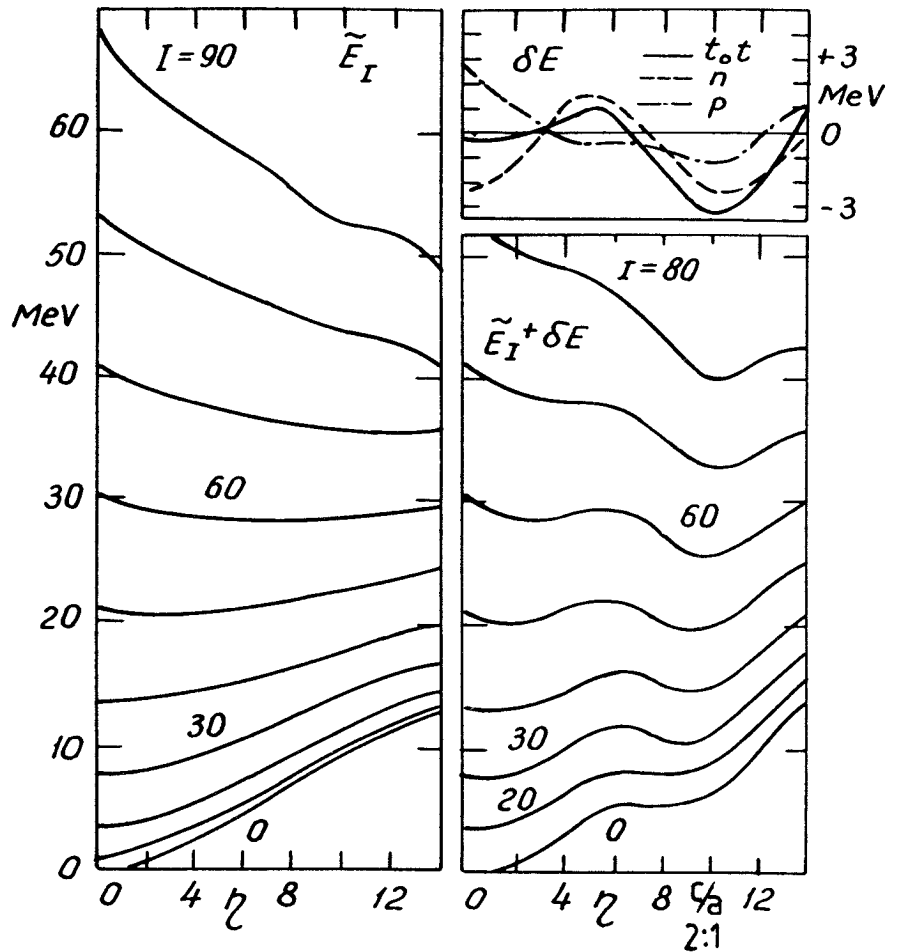
Bild 1:
Energieniveaus eines
prolat deformierten
harmonischen Oszilla-
tors in Abhängigkeit
von der Deformation
 ϵ bzw. dem Achsen-
verhältnis c/a .



Von besonderem Interesse sind die prolat superdeformierten Kerne mit einem Achsenverhältnis $c/a = 2:1$. Historisch wurden prolat superdeformierte Kerne zuerst 1962 von Polikanow et al. in Form von Spaltisomeren in den Actiniden gefunden [4]. In diesen schweren Kernen wird die bei wachsender Deformation anwachsende Oberflächenenergie gerade durch die abnehmende Coulombenergie kompensiert, und die Absenkung der Schalenkorrekturenergie beim Achsenverhältnis $c/a = 2:1$ führt zu einem lokalen Minimum in der Gesamtenergie. Eine andere Möglichkeit, die wachsende Oberflächenenergie bei großer Deformation zu kompensieren, ist die Zentrifugalkraft bei schneller Rotation. Die Rotationsenergie eines klassischen Rotators $I^2/2\Theta$ wird bei Vergrößerung des Trägheitsmoments (Deformation), unter Erhaltung des Drehimpulses, kleiner. Dieser Energiegewinn steht zusätzlich als Deformationsenergie zur Verfügung. Bild 2 aus Ref.[3] zeigt Potentialenergierechnungen in Abhängigkeit von der Deformation für ^{152}Dy . Die

Bild 2

Deformationsenergie des rotierenden Korns ^{152}Dy gegen den Nilssonparameter η für verschiedene Drehimpulse. Links: makroskopische Energie, rechts oben: Schalenkorrekturenergie, rechts unten: Totalenergie. Aus Ref.[3].



makroskopische Tröpfchenenergie steigt bei einem Drehimpuls $I=0$ steil mit zunehmender Deformation an. Bei großem Drehimpuls wird dieser Anstieg jedoch durch den Zentrifugalergeterterm kompensiert. Zwischen $I = 40\hbar$ und $I = 70\hbar$ ist die Energieoberfläche

relativ flach. Für eine Deformation von $c/a = 2:1$ existiert jedoch in der Schalenkorrekturenergie der Neutronen ein ausgeprägtes zweites Minimum. Dies führt zur Ausbildung eines Minimums in der Gesamtenergie für Spin $\geq 30\hbar$. Die Untersuchung von prolat superdeformierten Kernen ist zu einem bedeutenden Feld der Kernstrukturuntersuchungen in den letzten Jahren geworden [5-7]. In ^{152}Dy wurde eine superdeformierte Bande bis ca. Spin 60 mit einem Trägheitsmoment von $\Theta = 83 \hbar^2/\text{MeV}$ und einem intrinsischen Quadrupolmoment von $Q_0 = 19\text{eb}$ gefunden [5]. Dies entspricht einer Deformation von $c/a = 1.9$ ($\beta=0.6$). In ^{132}Ce und $^{134-136}\text{Nd}$ wurden stark deformierte Banden mit etwas kleinerer Deformation $c/a=1.5$ ($\beta=0.4-0.5$) gefunden [6,7]. Strutinski-Schalenkorrekturrechnungen sagen die Existenz weiterer superdeformierter Kerne bei hohen Drehimpulsen voraus [3,8-10]. Gute Kandidaten für die Existenz von Superdeformation sind Kerne mit $62 \leq Z \leq 66$ und $80 \leq N \leq 88$ [10]. Als beste Protonenzahl wird $Z=64$ vorhergesagt [3,8,9,10]. Gd-Kerne sind daher gute Kandidaten für die Suche nach Superdeformation.

Es wurden einige Untersuchungen an ^{144}Gd durchgeführt, die keine Evidenz für die Existenz von Superdeformation erbrachten [11,12]. Im Rahmen dieser Arbeit wurde ^{146}Gd untersucht [13]. In diesem Kern entwickelt sich eine starke Kollektivität oberhalb von Spin 42 [14]. ^{146}Gd hat mit $N=82$ eine abgeschlossene Neutronenschale. In ^{146}Gd zeigt sich bei $Z=64$ jedoch auch ein Protonenunterschalenabschluß. Der erste angeregte 2^+ -Zustand liegt z.B. systematisch höher als in den $N=82$ Nachbarkernen [15,16]. ^{146}Gd gilt deshalb als doppelt magischer Kern mit sphärischer Gestalt im Grundzustand. Unsere Experimente zeigen nun, daß in ^{146}Gd superdeformierte Rotationsbanden oberhalb von Spin ≈ 30 existieren. Dies ist ein bemerkenswertes Resultat für einen Kern, der im Grundzustand sphärisch ist. Neueste Messungen an $^{148,149}\text{Gd}$ zeigen die Existenz diskreter Banden mit großen Trägheitsmomenten in beiden Kernen [17,18].

Weitere interessante Gestaltsphänomene treten in den Übergangsgebieten zwischen statisch deformierten und sphärischen Kernen auf. Beim Schalenabschluß hat der Kern sphärische Gestalt. Zwischen zwei Schalenabschlüssen treten stabile Deformationen auf. Bei Annäherung an einen Schalenabschluß ergibt sich jedoch ein Übergangsgebiet zwischen stabiler Deformation und sphärischer Gestalt. In diesen Übergangsgebieten können prolata und oblate oder sphärische Kerngestalten koexistieren. Gestaltskoexistenz wurde erstmalig vor mehr als 30 Jahren in ^{16}O beobachtet [19]. Gestaltskoexistenz wurde jedoch später in weiten Bereichen nahe den $Z=50$ und $Z=82$ Schalenabschlüssen gefunden. In allen diesen Fällen sind Intruderschalenzustände an der Stabilisierung dieser koexistierenden Kerngestalten beteiligt. Dies sind Zustände, die zur benachbarten

Oszillatorhauptschale gehören [20]. Im Rahmen dieser Arbeit wurde Gestaltskoexistenz in ^{186}Pt bei hohen Spins untersucht [21]. $^{186}_{78}\text{Pt}_{108}$ liegt in der Nähe des Protonenschalenabschlusses $Z=82$. Die Kerne $^{184,186,188}\text{Hg}$ sind einige der besten Beispiele für die Gestaltskoexistenz [20,22,23]. In diesen Kernen koexistieren jeweils Banden aufbauend auf stark prolaterem Rumpf (großes Trägheitsmoment) mit Banden gebildet auf leicht oblatem Rumpf (kleines Trägheitsmoment). Die oblaten Strukturen bilden hier den Grundzustand. Die Gestaltskoexistenz wird durch ein delikates Gleichgewicht verschiedener Kräfte ermöglicht: Je näher man dem Protonenabschluß $Z=82$ kommt, um so mehr bevorzugt der Kern sphärische oder leicht oblate Kerngestalt. Die Existenz von $\pi h_{9/2}$ Intruderzuständen wird jedoch als ein Grund für die Existenz der prolateren Zustände in diesen Kernen angesehen [20], denn die Protonen in den $h_{9/2}$ Intruderzuständen kreisen auf Bahnen, deren zentrale Achse senkrecht zur Hauptdeformationsachse des Kerns steht. Hierdurch wird der Kern stärker prolater deformiert. Außerdem befindet man sich bei $N=104$ in der Mitte der Neutronenschale. Dies begünstigt im allgemeinen ebenfalls eine prolater Kerngestalt [23]. Die Kerne $^{182,184,186}\text{Pt}$ besitzen einen prolater deformierten Grundzustand. Man nimmt an, daß die $(\pi h_{9/2})^2 J=0$ -Intruderkonfiguration einen wesentlichen Beitrag zum Grundzustand darstellt [20]. Für $A \geq 188$ baut eine dominant oblate Bandenstruktur auf dem Grundzustand auf [24,25]. Die Pt-Kerne im Übergangsgebiet zwischen prolater und oblater Gestalt, insbesondere ^{188}Pt , können sehr leicht eine dreiachsige Kerngestalt annehmen [26]. Die Kerngestalt wird im allgemeinen durch die Parameter β und γ beschrieben. β beschreibt die axialsymmetrische Deformation und γ die Triaxialität. (Siehe Anhang A) Damit hat der Kern viele Möglichkeiten, sich von prolater zu oblater Gestalt über triaxiale Zwischenzustände zu verformen. Man kann daher in diesen Kernen insbesondere starke Änderungen der Kerngestalt erwarten, die durch Quasiteilchenausrichtung hervorgerufen werden [27,28]. In den Os-Isotopen mit $Z=76$ erhält man für die Gestaltsänderung ein vollständig anderes Bild. Die Protonenzahl $Z=76$ ist schon hinreichend weit vom $Z=82$ Schalenabschluß entfernt. Für $A \leq 192$ sind die Os-Kerne prolater deformiert. ^{194}Os zeigt unerwartet starke oblate Deformation und ^{196}Os die Vibrationsstruktur eines sphärischen Kerns [29]. Hier kommt der Neutronenschalenabschluß bei $N=126$ zum Tragen.

Die bisherigen experimentellen Ergebnisse in den Pt-Kernen zeigen, daß sich die Kerngestalt mit der Massenzahl ändert, und legen die Möglichkeit der Gestaltskoexistenz für einige Isotope nahe. Ein wesentliches Argument für eine allmähliche Gestaltsänderung von hauptsächlich prolater Gestalt ($+30^\circ \geq \gamma \geq -30^\circ$), für Pt-Kerne mit $A \leq 184$, hin zu hauptsächlich oblater Kerngestalt ($-30^\circ \geq \gamma \geq -90^\circ$), für $A \geq 188$, ist die Änderung der

Anregungsenergien in den Grundzustandsbanden der geraden Pt-Isotope. Diese Anregungsenergien ändern sich von kleinen Werten für die leichten Kerne hin zu großen Werten für die schweren Kerne. Dies entspricht einer Verringerung des Trägheitsmomentes für die schweren Pt-Kerne. Zu Beginn unserer Experimente gab es keine Evidenz für Gestaltskoexistenz in Pt-Kernen. Sie liegt jedoch nahe aufgrund beobachteter Gestaltskoexistenz in ungeraden Goldnachbarkernen [20,30,31]. Um die Gestaltsentwicklung in ^{186}Pt bei höheren Rotationsfrequenzen untersuchen zu können, war es nötig die Yrast-bande zu höheren Spins zu erweitern und nach Seitenbanden zu suchen.

Kapitel I dieser Arbeit behandelt die Untersuchung von Superdeformation in ^{146}Gd . Kapitel II befaßt sich mit der Suche nach prolat-oblater Gestaltskoexistenz in ^{186}Pt . Beide Kapitel gliedern sich in experimentelle Methoden, Darstellung der experimentellen Resultate und Diskussion der Ergebnisse. In Kapitel II werden die experimentellen Methoden nur verkürzt für den untersuchten Spezialfall diskutiert. Um die γ -Spektroskopie von Kernen mit ungewöhnlicher Deformation, die mit kleinen Wirkungsquerschnitten erzeugt werden, zu verbessern, ist der Einsatz von zusätzlichen Detektorsystemen zu den Anti-Compton-Spektrometern notwendig. In Kapitel III wird Konstruktion, Bau, Test und erster Einsatz eines Summenenergie und γ -Multiplizitätsfilters für das γ -Spektrometer OSIRIS beschrieben.

I. Superdeformation in ^{146}Gd

I. 1. : Experimentelle Methoden

Superdeformation wird in Gd-Kernen nur bei hohen Drehimpulsen erwartet [8-10]. Die Intensitäten in den superdeformierten Banden können sehr klein sein. Für die Zustände innerhalb von superdeformierten Banden erwartet man effektive Lebensdauern von ca. 1 fs bis zu einigen hundert fs [5]. Dieses Kapitel beschreibt die Erzeugung der Gd-Kerne bei hohen Spins. Die Target-, Detektor- und Meßtechnik wird erläutert, die notwendig ist, um schwach bevölkerte superdeformierte Zustände mit γ -spektroskopischen Koinzidenzmethoden zu untersuchen. ^{146}Gd wurde in drei Experimenten untersucht. Die ersten zwei Experimente wurden mit dem OSIRIS-Spektrometer durchgeführt [1]. Das dritte Experiment wurde mit dem europäischen 30-Detektorsystem ESSA30 durchgeführt [32].

I.1.1: Die OSIRIS-Experimente

I.1.1.1 *Die Erzeugung der Gd-Kerne bei hohen Drehimpulsen und ihr Zerfall.*

Mit Hilfe von Schwerionen-induzierten Compoundkern-Reaktionen kann man Atomkerne zu sehr hohen Drehimpulsen anregen. Für Masse $A \approx 140$ können Kerne den höchstmöglichen Drehimpuls überhaupt aufnehmen, bevor sie bei ca. 70h spalten [33]. Um superdeformierte Zustände zu bevölkern, wird empfohlen, den Kern bei höchstmöglichem Spin, jedoch möglichst niedriger Anregungsenergie zu erzeugen [34]. Hieraus resultiert die Notwendigkeit schwere Projektile in der Reaktion zu benutzen. Nach der Reaktion evaporiert der Compoundkern α -Teilchen, Protonen oder Neutronen. Für schwere Kerne in der Nähe der Stabilitätslinie hat hierbei wegen der fehlenden Coulombschwelle die Neutronenabdompfung den größten Wirkungsquerschnitt. Der Drehimpuls ändert sich dabei im Mittel um weniger als 1h je Neutron. Wenn die Anregungsenergie über der Yrastlinie kleiner als die Neutronenbindungsenergie ist (ca. 8MeV), wird die restliche Energie des Kerns als γ -Strahlung abgegeben. Zunächst zerfällt der Kern über einige hochenergetische, statistische E1-Übergänge bei geringem Verlust an Drehimpuls. Sie bevölkern in dem Kern Zustände in der Nähe der Yrastlinie. In deformierten Kernen treten hier kollektive Übergänge innerhalb vieler Rotationsbanden, die parallel zur Yrastlinie liegen, in Konkurrenz zu Interbandübergängen auf. In diesem Bereich können keine einzelnen diskreten Rotationsbanden spektroskopiert werden, da sich die Intensität auf sehr viele Banden verteilt [35]. Man beobachtet lediglich eine Erhöhung im γ -Spektrum, die durch die kollektiven Übergänge hervorgerufen wird. In ^{146}Gd erstreckt sich dieser Bereich im γ -Spektrum von

600 keV bis ca. 1800 keV. Schließlich zerfällt der Kern durch wenige Banden oder durch Teilchen-Lochanregungszustände entlang der Yrastlinie zum Grundzustand.

In den OSIRIS-Experimenten am ^{146}Gd wurden ^{110}Pd Targets mit 180 MeV ^{40}Ar Projektile beschossen. Der Strahl wurde vom Schwerionenbeschleuniger VICKSI des HMI-Berlin geliefert. Für diese Strahlenergie wurde mit Hilfe des Julian-Pace-Codes [36] der maximal übertragene Drehimpuls im 4n-Kanal zu 63h berechnet. Der größte Reaktionsquerschnitt liegt im 4n-Kanal bei 54h. Der Zyklotronstrahl war gepulst. Der Abstand zwischen den Strahlpaketen betrug 96 ns.

I.1.1.2: Die Spektroskopie schneller γ -Übergänge nach Schwerionenreaktionen.

Für die Spektroskopie von γ -Übergängen nach Schwerionenreaktionen müssen Dopplereffekte berücksichtigt werden. In der oben beschriebenen Reaktion $^{110}\text{Pd} + ^{40}\text{Ar}$ bei 180 MeV haben die Compoundkerne direkt nach der Reaktion eine Geschwindigkeit von $v = 0.026c$. Die Pd-Targets haben wegen der hohen Dichte von Palladium ein sehr gutes Abbremsvermögen für die Rückstoßkerne. Trotzdem dauert es ca. 2 ps bis der Rückstoßkern vollständig im Pd abgestoppt wird. Will man γ -Übergänge spektroskopieren, die von Zuständen emittiert werden, die eine kürzere effektive Lebensdauer haben als die Abbremszeit beträgt, so hängt die Geschwindigkeit der Rückstoßkerne beim γ -Zerfall und damit die Dopplerverschiebung der γ -Linien vom Zeitpunkt des γ -Zerfalles ab. Dies führt zu einer Linienverbreiterung, die für die angegebene Rückstoßkerngeschwindigkeit bis zu 26 keV bei $E_\gamma = 1\text{ MeV}$ betragen kann. Das genaue Linienprofil hängt von der Aktivitätskurve des zerfallenden Zustandes ab. Diese Eigenschaft wird in der DSA-Methode (Doppler shift attenuation) zur Bestimmung der Lebensdauer benutzt (siehe Kapitel I.1.1.8). Will man jedoch γ -Übergänge unbekannter Lebensdauer zunächst einmal spektroskopieren, so erhält man durch die Verwendung dünner Targets die volle Dopplerverschiebung aber eine minimale Dopplerverbreiterung für alle γ -Linien. Die Dopplerverschiebung kann man leicht korrigieren. Damit der Reaktionswirkungsquerschnitt nicht zu klein wird, verwendet man mehrere dünne Targets mit genügend großem Abstand, so daß die Rückstoßkerne zwischen den Targets zerfallen können. Im ersten Experiment haben wir zwei dünne Targets mit 0.45 mg/cm^2 mit einem Abstand von 0.4 mm dazwischen verwendet. Der Abstand von 0.4 mm entspricht einer Flugzeit der Rückstoßkerne von ca. 50 ps. Dies ist hinreichend lange für alle uns interessierenden Übergänge. Die mittlere Flugzeit innerhalb eines Targets beträgt 24 fs. Hierbei werden die Rückstoßkerne um $\Delta v = 0.0011c$ abgebremst. Dies entspricht einer Änderung der Dopplerverschiebung in Vorwärtsrichtung von 1.1 keV für 1 MeV. In den OSIRIS-Detektoren

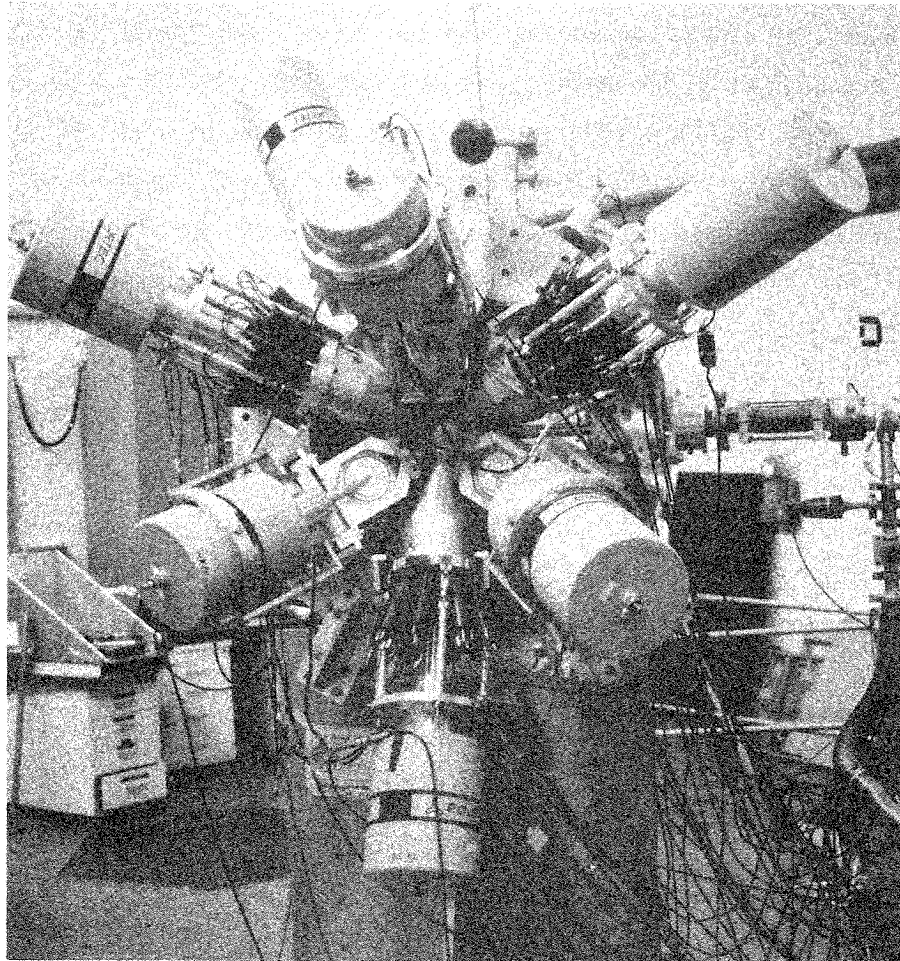
unter Vorwärts- und Rückwärtswinkeln führt dieser Prozeß zur maximalen jedoch tolerablen Linienverbreiterung von nur 1.0 keV bei 1 MeV. Der dominante Linienverbreiterungseffekt in der Messung von voll dopplerverschobenen Linien bei einer Rückstoßkerngeschwindigkeit von $v \geq 0.02 c$ ist durch die Öffnungswinkel der Detektoren zu erwarten. Für einen OSIRIS-Detektor unter 90° mit einem Öffnungswinkel von 12° ergibt sich für diese Messung eine Verbreiterung von 5.5 keV für 1 MeV. Diese Linienverbreiterung nimmt unter Vorwärts- und Rückwärtswinkeln ab. Allein dieser Effekt macht es unerlässlich, ein effektives Koinzidenz- γ -Spektrometer für die Spektroskopie von Rückstoßkernen im Fluge aus vielen Detektoren mit jeweils kleinem Raumwinkel für jeden Einzeldetektor zusammenzusetzen. Im zweiten OSIRIS-Experiment wurde ein 2.1 mg/cm^2 ^{110}Pd Target, aufgebracht auf einem 60 mg/cm^2 ^{209}Bi -Backing, verwendet. Ein Ziel dieses Experimentes war es, mit Hilfe der DSA-Methode Lebensdauerinformation über superdeformierte Banden in ^{146}Gd zu erhalten. Für Zustände mit effektiven Lebensdauern kleiner als ca. 24 fs gibt es keinen Unterschied zu den dünnen Targets. Linienprofil und Dopplerverschiebung der von diesen Zuständen emittierten γ -Übergänge hängen nur minimal von der Lebensdauer der Zustände ab. Bei Zuständen mit größeren effektiven Lebensdauern wird jedoch die Dopplerverschiebung und das Linienprofil von γ -Übergängen, die von diesen Zuständen emittiert werden, durch die Lebensdauer dieser Zustände bestimmt.

I.1.1.3: Der experimentelle Aufbau. Das OSIRIS-Spektrometer.

Die Nachweiswahrscheinlichkeit für γ - γ -Koinzidenzen wird durch das Quadrat des effektiven Raumwinkels eines Einzeldetektors (Ω_{eff}^2) und durch die Anzahl der Detektor-kombinationen $\frac{1}{2} n(n-1)$ bestimmt (n =Anzahl der Detektoren). Hierbei ist die Erhöhung der Detektoranzahl effektiver als die Vergrößerung des Detektorraumwinkels. Zwei Detektoren mit je einem Raumwinkel Ω_{eff} ergeben z.B. eine Koinzidenzrate die proportional zu Ω_{eff}^2 ist. Unterteilt man diese Detektoren gedanklich in jeweils zwei Teile, so ergibt der gleiche Faktor ($\Omega_{\text{eff}}^2 / 4$) $\cdot 2 \cdot 3$ eine um 50% erhöhte Koinzidenzrate. Das OSIRIS-Spektrometer (Bild 3) besteht aus 12 Germaniumdetektoren mit jeweils 25% Effizienz (bezogen auf einen NaJ-Detektor von 3" x 3" in 25 cm Abstand von einer ^{60}Co -Quelle). Die Germaniumdetektoren sind mit BGO Anti-Compton-Detektoren (ACS) umgeben, die bei Comptonstreuung im Germaniumkristall das Compton-gestreute γ -Quant mit hoher Effizienz nachweisen. Die zugehörigen Ereignisse werden elektronisch durch eine Antikoinzidenzlogik verworfen. Hierdurch wird das Verhältnis der Photoereignisse zur Gesamtzahl der Ereignisse für ^{60}Co -Einzelspektren von $P/T=0.2$ auf ca. $P/T=0.5$ bis 0.6 erhöht.

Bild 3

Das OSIRIS-Spektrometer. Im Bild sieht man 6 Anti-Compton-Spektrometer auf einer Seite des Montagerings. 6 weitere Detektoren befinden sich auf der Rückseite des Montageringes.



Zwischen ACS und Target befindet sich ein Wolframkollimator der den ACS gegen direkte Strahlung vom Target abschirmt. Er hat in der Mitte ein konisches (symmetrischer ACS) bzw. pyramidenförmiges Loch (asymmetrischer ACS) mit einem mittleren Öffnungswinkel von 12° , damit γ -Strahlung in den Ge-Detektor gelangen kann. Um Winkelkorrelationseffekte nach Kernspinausrichtung durch den Strahl und DSA-Effekte messen zu können, sind 6 Detektoren unter kleinen Winkeln relativ zur Strahlachse und 6 Detektoren nahe 90° positioniert. Definiert man ein Polarkoordinatensystem mit der Polarachse senkrecht zur Strahlachse, so ergeben sich für die Detektorachsen Polarwinkel von 65° bzw. 115° und Azimuthalwinkel von $n \times 30^\circ$, wobei der Polarwinkel zwischen je zwei aufeinanderfolgenden Azimuthalwinkeln wechselt, um eine optimale Raumausnutzung zu erhalten. Entlang der Polarachse bleibt Freiraum für Zusatzdetektoren. Für die Detektoren ergeben sich die Winkel $\vartheta = 25^\circ, \pm 38^\circ, \pm 30^\circ, \pm 90^\circ, \pm 117^\circ, \pm 142^\circ$ und 155° relativ zum Strahl. Ein Faraday-Cup aus Bleifolie stoppte den Strahl und fing die Rückstoßkerne ca. 5cm hinter dem Target auf. Alle Übergänge, die durch den 20^- -Zustand von ^{146}Gd mit einer Lebensdauer von 4ns zerfallen (siehe Anhang), wurden

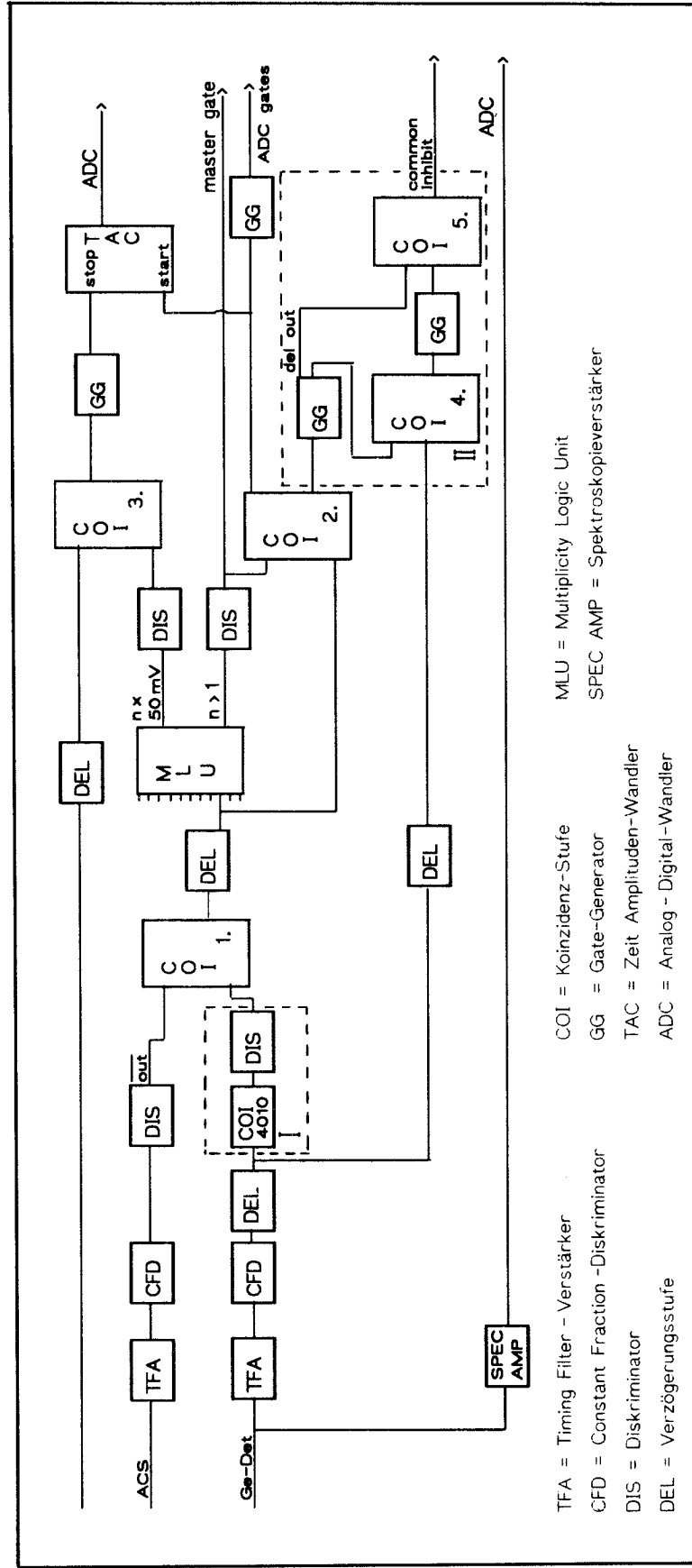


Bild 4: Elektronische Schaltung im OSIRIS-Experiment

in den Germaniumdetektoren nur sehr abgeschwächt beobachtet, da die Rückstoßkerne mit einer Geschwindigkeit von 7.8 mm/ns schon vor dem Zerfall des Isomers aus dem Akzeptanzwinkel der Kollimatoren (vor den Ge-Detektoren) fliegen. Nur die sehr hoch-energetischen Niedrigspinübergänge dringen vom Faraday-Cup, durch Abschirmung und ACS abgeschwächt, bis in die Ge-Detektoren.

I.1.1.4: Die Elektronik

In den durchgeführten Experimenten sollten Compton-unterdrückte Zweifach- γ - γ -Koinzidenzen und Koinzidenzen höheren Grades aufgenommen werden. Zu jedem nachgewiesenen γ -Quant in einem Germaniumdetektor sollte die Energie und die Zeit relativ zum Strahl-impuls gemessen werden. Bild 4 zeigt das Elektronikschaltbild. Es enthält die übliche Aufspaltung in einen Zeit- und Energiezweig. Im Zeitzweig werden alle logischen Entscheidungen getroffen. Die Multiplicity Logic Unit (MLU) bildet eine Überlappkoinzidenz von 100 ns und gibt für Zweifach- und Mehrfachkoinzidenzen ein Ausgangssignal (Master-gate). Im Falle eines nachgewiesenen γ -Quants im Anti-Compton-Detektor sperrt dieses die Koinzidenzstufe 1 für 300 ns. Für die Zeitmessung wird im Koinzidenzfall (entschieden in COI 2) ein Zeit-Impulshöhen-Konverter (TAC) vom entsprechenden Detektor gestartet und von der Hochfrequenz des Zyklotrons gestoppt. Um die gute Energieauflösung der Germaniumdetektoren nutzen zu können, wurde in den Energieverstärkern eine Pulsformzeit (Integrations- und Differentiationszeit) von 3 μ s gewählt. Hierdurch erreicht das Ausgangssignal am Hauptverstärker jedoch erst nach ca. 7.5 μ s sein Maximum und braucht 21 μ s bis zum vollständigen Abklingen auf Null. Bei einer Einzelzählrate von über 12000/sec ist die Impulslänge nicht vernachlässigbar kurz gegenüber dem mittleren Impulsabstand von unter 83 μ s. Die Amplitude eines Signales wird verfälscht, wenn das Signal innerhalb von 13.5 μ s auf den abfallenden Schwanz eines vorhergehenden Signales aufstockt (trailing edge pile up), oder wenn dem Signal innerhalb von 7.5 μ s ein zweites folgt (leading edge pile up). Die Wahrscheinlichkeit, daß bei einer Zählrate R innerhalb der "pile up"-Zeit t, die die Summe aus "leading edge"- und "trailing edge pile up"-Zeit ist, ein weiterer Impuls kommt (gesamt-pile up), ist gegeben durch:

$$P_{\text{pile up, Einzel}} = [1 - (1 - t)^R] \quad (t \text{ in sec, } R \text{ in } 1/\text{sec})$$

Für n-Fachkoinzidenzen ergibt sich die "pile-up"-Wahrscheinlichkeit zu:

$$P_{\text{pile up, n-fach-Koin}} = 1 - (1 - P_{\text{pile up, Einzel}})^n$$

Bei der angegebenen Einzelzählrate ist die Wahrscheinlichkeit, daß innerhalb einer Zeit von $13.5\text{ }\mu\text{s}$ vor bzw. $7.5\text{ }\mu\text{s}$ nach einem Impuls ein zweiter kommt, größer als 22 %. Für Zweifachkoinzidenzen erhält man hierdurch eine "pile up"-Rate von über 40 % und für Dreifachkoinzidenzen sogar mehr als 53 %. Die "trailing edge pile up"-Unterdrückung wird durch "pile up"-Block I verwirklicht. Die Einheit CO4010 arbeitet als Gategenerator mit $13.5\text{ }\mu\text{s}$ langen Ausgangssignalen. Kommt innerhalb von $13.5\text{ }\mu\text{s}$ nach einem Impuls ein zweiter, so wird das Ausgangssignal um die Zeitdifferenz zwischen erstem und zweitem Impuls verlängert. Hierdurch liefert diese Einheit am Ausgang immer nur ein Ausgangssignal zum ersten Eingangsimpuls. Folgt diesem Eingangssignal innerhalb von $13.5\text{ }\mu\text{s}$ ein zweites, oder folgt einem solchen zweiten Signal innerhalb von $13.5\text{ }\mu\text{s}$ ein drittes, so erzeugen diese kein neues Ausgangssignal. Hierdurch werden alle Signale, die auf den abfallenden Schwanz eines Signales aufstocken, verworfen. Im "leading edge pile up"-Fall wird das Maximum des Impulses von einem nachfolgenden Impuls gestört. Im "pile up"-Block II wird in COIN 4 "leading edge pile up" innerhalb von $7.5\text{ }\mu\text{s}$ festgestellt. In der letzten Koinzidenzstufe COIN 5 erhält dieses "pile up"-Signal wieder einen festen Zeitbezug zum Mastergate. Dieses Signal steht erst $7.5\text{ }\mu\text{s}$ nach dem Mastergate zur Verfügung. Das "pile up"-Signal wird dem Analysierrechner übermittelt, der das aufgenommene Ereignis dann nachträglich verwirft.

1.1.1.5: Die Experimentdurchführung

Mit dem beschriebenen Experimentaufbau wurden ein dreitägiges Experiment mit zwei dünnen Targets und ein zweitägiges Experiment mit einem 2.1 mg Target, aufgebracht auf einer 60 mg ^{209}Bi -Unterlage für DSA-Information durchgeführt. Tabelle 1 gibt eine Zusammenfassung der wichtigsten Experimentparameter für beide Experimente.

1.1.1.6: Die Datenanalyse der OSIRIS-Experimente

Das Sortieren der Daten wurde grundsätzlich in zwei Schritten durchgeführt. Im Vorsortierschritt wurde Energie- und Zeitinformation für jedes Ereignis auf einen gemeinsamen Standard umgeeicht. Die Ergebnisse wurden entsprechend der Energie des ersten γ -Quants in 256 Gruppen eingeordnet und Gruppe für Gruppe auf Band zurückgeschrieben. Die Ereignislänge wurde mit 4 Bits für Energie 1 (der Rest der Information steckt in der Energiegruppe), 12 Bits für Energie 2 und jeweils 8 Bits für jede Zeit auf ein Mindestmaß reduziert. Der öfter ausgeführte Matrizensortierprozeß wird hierdurch erheblich beschleunigt, da beim Einlesen des Bandes immer nur ein kleiner Teil der

Matrix, entsprechend einer Energieuntergruppe, im Speicher des Rechners präsent sein muß. Hierdurch können auch viele Matrizen parallel sortiert werden (8 Matrizen für einen Speicher von 1 Megabyte). Große "direct access"-Medien, d.h. große Datenspeicherplatten sind bei der Analyse von Experimenten mit einer Information von 10^{10} Byte unerlässlich. Für das Experiment mit dünnem Target sind alle Linien automatisch um die volle Dopplerverschiebung korrigiert. Für das Target auf Bi-Unterlage werden die Daten so umgeeicht, daß die starken diskreten Linien unabhängig vom Detektorwinkel die gleiche Position im Spektrum haben. Hierdurch erhält man keine Dopplerverschiebungskorrektur.

Tabelle 1 Zusammenfassung der wichtigsten experimentellen Parameter im OSIRIS

Experiment	Experiment 1	Experiment 2
Abstand Ge-Det. Target	17 cm	
Öffnungswinkel des Ge-Det.	12°	
Anzahl der Ge-Det	12	
Reaktion	$^{110}\text{Pd} (^{40}\text{Ar}, 4n) ^{146}\text{Gd}$	
Targets	2 x 0.45 mg ^{110}Pd	2.1 mg ^{110}Pd + 60 mg ^{209}Bi
Strahlstrom	10 Teilchen-nA	5 Teilchen-nA
Einzelzählrate/Det		
- nicht unterdrückt	10 - 14 kHz	9 - 12 kHz
- nach Comptonunterdrückung	45% der nicht unterdrückten Rate	
Koinzidenzrate vor		
"leading edge pile up"-Unterdr.	3.0 kHz	3.4 kHz
davon "leading edge pile up"	30%	25%
Rückstoßkerngeschwindigkeit	$v = 0.026 c$	
Energieauflösung bei 1.2 MeV	5 keV	2.0 - 2.5 keV
		für gestoppte Kerne, sonst $\geq 5 \text{ keV}$
Zeitauflösung	6 ns FWHM	
Gesamtzahl der		
- Zweifachkoinzidenzen	$2.5 \cdot 10^8$	$2.0 \cdot 10^8$
- Dreifachkoinzidenzen	10^7	

I.1.1.7 : E_γ - E_γ -Korrelationsmatrizen.

Rotationsbanden mit konstantem Trägheitsmoment zeigen das sehr einfache Anregungsenergiespektrum eines Rotators.

$$E_{\text{rot}} = (\hbar^2 / 2\Theta) (I(I+1))$$

Für die γ -Übergänge innerhalb einer solchen Bande erhält man

$$E_\gamma(I+2 \rightarrow I) = (\hbar^2 / 2\Theta) (4I+6) \quad ; \quad E_\gamma(I \rightarrow I-2) = (\hbar^2 / 2\Theta) (4I-2)$$

Damit ergibt sich für die Differenz zweier aufeinanderfolgender Übergänge ΔE_γ eine konstante Energiekorrelation.

$$E_\gamma(I+2 \rightarrow I) - E_\gamma(I \rightarrow I-2) = \Delta E_\gamma = 8\hbar^2 / 2\Theta$$

Das aus dieser Gleichung abgeleitete Trägheitsmoment entspricht dem dynamischen Trägheitsmoment $\Theta^{(2)}$:

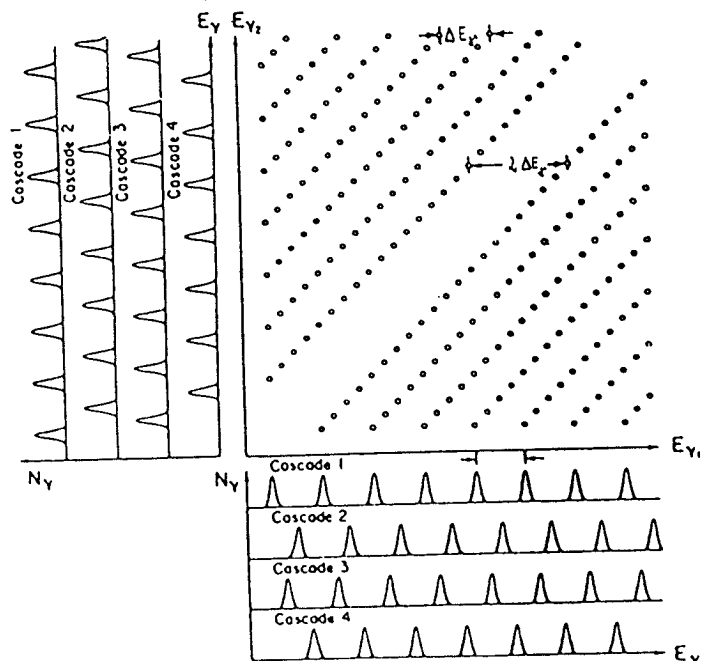
$$\frac{\hbar^2}{2\Theta^{(2)}} \equiv \frac{d^2 E}{dI^2}$$

Für verschiedene Rotationsbanden mit gleichem Trägheitsmoment ergibt sich der gleiche Abstand zwischen den Übergangsenergien aufeinanderfolgender γ -Übergänge einer Bande. Daher ist die Untersuchung von Übergangsenergieabständen auch geeignet für den yrastnahen Bereich, wo viele parallele Banden mit ähnlichem Trägheitsmoment existieren können. In einer $E_{\gamma 1}$ vs. $E_{\gamma 2}$ -Matrix erscheinen feste Abstände zwischen den Übergangsenergien als Grate parallel zur Hauptdiagonalen der Matrix mit einem Abstand von $\Delta E_\gamma / \sqrt{2}$. Die Übergangsenergieabstände

$$\Delta E_\gamma' = E_\gamma(I+2 \rightarrow I) - E_\gamma(I-2 \rightarrow I-4)$$

von zwei nicht direkt benachbarten Übergängen einer Rotationsbande erzeugen einen zweiten Grat im Abstand von $2\Delta E_\gamma / \sqrt{2}$ zur Hauptdiagonalen usw.. Es entsteht das in Bild 5 gezeigte Intensitätsmuster, das als Energiekorrelation bezeichnet wird.

Bild 5
Koinzidenzmuster einer
 E_γ - E_γ -Korrelationsmatrix
für 4 Banden mit kon-
stantem Trägheitsmoment



Nicht energiekorrelierter Untergrund in der E_γ - E_γ -Matrix kann durch das relativ einfache, iterative Untergrundsubtraktionsverfahren, in Ref.[37] beschrieben, abgezogen werden. Die unkorrelierten Ereignisse in einem Matrixelement werden durch Mittelung der Zählraten über die zugeordnete Spalte und Zeile gewonnen. Das Verfahren geht davon aus, daß in erster Näherung die Anzahl der unkorrelierten Ereignisse in Kanal (i,j) gleich dem Produkt der Zählrate in der i-ten Matrixspalte und der j-ten Zeile dividiert durch den Gesamtmatrixinhalt ist. Ferner wurde zur Reduktion des Untergrundes beim Sortieren der E_γ - E_γ -Matrizen immer ein promptes Zeitfenster von 14x14 ns auf die Zeiten relativ zum Strahlimpuls gesetzt. Hierdurch kann man sowohl den Neutronenuntergrund reduzieren als auch verzögerten γ -Strahlungsuntergrund, der durch die hochenergetischen verzögerten Niedrigspinübergänge in ^{146}Gd erzeugt wird.

I.1.1.8: E_γ - E_γ -Winkelkorrelation

In einer Compoundkernreaktion werden die Drehimpulse der erzeugten Kerne in einer Ebene senkrecht zur Strahlrichtung ausgerichtet. Diese Ausrichtung wird durch Teilchenemission und Emission statistischer γ -Quanten nur leicht verschmiert. Die vom Kern ausgesandte γ -Strahlung hat daher eine von der Multipolarität der Strahlung abhängige charakteristische Winkelverteilung [38]. Gestreckte $\Delta I = 2$ Quadrupolübergänge werden bevorzugt in Vorwärts- und Rückwärtsrichtung relativ zum Strahl ausgesendet. Gestreckte $\Delta I = 1$ Dipolübergänge haben die größte Intensität senkrecht zur Strahlachse. In γ - γ -Koinzidenzen ist zusätzlich die γ - γ -Winkelkorrelation zu berücksichtigen, deren Ursache darin liegt, daß durch die Beobachtung des ersten γ -Quants in Detektor 1 eine zusätzliche Quantisierungsachse festgelegt wird. Die Winkelverteilung, erzeugt durch die Ausrichtung der Kerne relativ zum Strahl, ist jedoch der dominierende Effekt. Für eine detaillierte Diskussion siehe Ref.[39,40]. Um gestreckte Quadrupolübergänge von anderen Übergängen unterscheiden zu können, ist es daher notwendig, sowohl Detektoren mit kleinen Winkeln relativ zur Strahlachse aufzustellen, als auch Detektoren senkrecht zum Strahl positioniert zu haben. Die durch kollektive Rotationsbanden erzeugten energiekorrelierten Grate entlang der Hauptdiagonalen in der E_γ - E_γ -Matrix werden durch Koinzidenzen zwischen gestreckten E2-Übergängen gebildet. Die Koinzidenzintensität für zwei gestreckte Quadrupolübergänge sollte maximal sein in Detektorkombinationen, bei denen beide Detektoren kleine Winkel relativ zur Strahlachse haben. In zwei Detektoren unter 90° zum Strahl sollte die Koinzidenz zwischen zwei gestreckten Dipolübergängen maximale Intensität haben. Dieser Idee folgend wurden die Detektoren im OSIRIS-Spektrometer in zwei Gruppen eingeteilt. Die eine Gruppe enthält die 6 Detektoren in der Nähe

der Strahlachse (fb-Gruppe , fb für forward backward). Die andere Gruppe enthält die anderen 6 Detektoren nahe 90° (p-Gruppe , p für perpendicular). Es wurden zwei E_γ - E_γ -Matrizen sortiert. Die fb-Matrix enthält nur Koinzidenzen zwischen Detektoren der fb-Gruppe, die p-Matrix nur Koinzidenzen zwischen Detektoren der p-Gruppe. Tabelle 2 enthält theoretische Winkelkorrelationswerte für die entsprechenden Detektorkombinationen in der fb- bzw. p-Gruppe berechnet mit dem Programm aus Ref.[40]. Die Ausrichtung der Kerne wurde durch eine gaußförmige m-Unterzustandsverteilung beschrieben. Das Zentrum der Verteilung liegt bei $m=0$. Die Breite σ/J beträgt 0.25. Die Winkelkorrelation gibt die theoretisch erwartete γ - γ -Intensität für die angegebenen Detektorwinkel relativ zu einer über den gesamten Raumwinkel gemittelten γ - γ -Intensität an. Die oberen Werte in der Tabelle gelten für die Koinzidenz zwischen zwei gestreckten $\Delta I = 2$ Quadrupolübergängen, und die unteren, kursiv gedruckten Werte geben die theoretische Winkelkorrelation zwischen zwei gestreckten $\Delta I = 1$ Dipolübergängen an. Man sieht, daß in der p-Gruppe der Winkelkorrelationswert für zwei koinzidente gestreckte Quadrupolübergänge immer kleiner als der Wert für zwei koinzidente gestreckte Dipolübergänge ist. In der fb-Gruppe ist das Verhältnis genau umgekehrt. Die für die gesamte fb- bzw. p-Gruppe erwartete Winkelkorrelation $I_{fb_Theorie}$ und $I_{p_Theorie}$ wurde für die verschiedenen Multipolaritätskombinationen durch eine Mittelung über alle in der Tabelle eingetragenen Werte erhalten. Für einige koinzidente γ -Linien bekannter Multipolarität wurde das Verhältnis der Koinzidenzintensität in der fb-Matrix (I_{fb}) zur Koinzidenzintensität in der p-Matrix (I_p) gebildet und mit den theoretischen Rechnungen verglichen. Es ergab sich $(I_{fb}/I_{p_Theorie}) / (I_{fb}/I_{p_Exp.}) = 1.05 \pm 0.02$. Dieser Korrekturfaktor ist auf die unterschiedliche Ansprechwahrscheinlichkeit in den beiden Detektorgruppen zurückzuführen und wurde als Korrekturfaktor in den weiteren Ergebnissen berücksichtigt. Durch einen Vergleich von $(I_{fb}/I_{p_Exp.})$ für zwei koinzidente Linien mit theoretisch berechneten Werten können Aussagen über die Multipolarität dieser Linien gemacht werden.

Tabelle 2:

Theoretisch berechnete Winkelkorrelationswerte für verschiedene Detektorkombinationen im OSIRIS-Spektrometer. Der erste Teil der Tabelle gibt Werte für Detektorkombinationen innerhalb der p-Gruppe. Der zweite Teil gibt Werte für Detektorkombinationen innerhalb der fb-Gruppe (siehe Text). Die oberen Werte in der Tabelle gelten für die Koinzidenz zwischen gestreckten $\Delta I=2$ Quadrupolübergängen, die unteren, kursiv gedruckten Werte für Koinzidenzen zwischen gestreckten $\Delta I=1$ Dipolübergängen.

Winkel zum Strahl	p-Gruppe:					
	63°	90°	117°	243°	270°	297°
63°		0.75	0.87	1.02	0.90	0.89
		<i>1.14</i>	<i>1.06</i>	<i>1.13</i>	<i>1.20</i>	<i>1.07</i>
90°			0.75	0.90	0.65	0.90
			<i>1.14</i>	<i>1.20</i>	<i>1.21</i>	<i>1.20</i>
117°				0.89	0.90	1.02
				<i>1.07</i>	<i>1.20</i>	<i>1.13</i>
243°					0.75	0.87
					<i>1.14</i>	<i>1.06</i>
270°						0.75
						<i>1.14</i>

Det. Winkel zum Strahl	fb-Gruppe					
	25°	38°	142°	155°	218°	322°
25°		1.38	1.39	1.46	1.39	1.38
		<i>0.76</i>	<i>0.78</i>	<i>0.72</i>	<i>0.78</i>	<i>0.76</i>
38°			1.34	1.39	1.30	1.31
			<i>0.85</i>	<i>0.78</i>	<i>0.82</i>	<i>0.82</i>
142°				1.38	1.31	1.30
				<i>0.76</i>	<i>0.82</i>	<i>0.82</i>
155°					1.38	1.39
					<i>0.76</i>	<i>0.78</i>
218°						1.34
						<i>0.85</i>

I.1.1.9: Die DSA-Analyse

Information über die Lebensdauer von Zuständen der superdeformierten Banden in ^{146}Gd wurden aus dem Experiment mit dem Target auf Bi-Unterlage (Bi-Backing) gewonnen. Die γ -Übergänge in superdeformierten Banden sollten aus stark beschleunigten E2-Übergängen bestehen. In ^{152}Dy wurden effektive Lebensdauern kleiner 30 fs für $I \geq 30\hbar$ gefunden [5]. Diese kurzen Lebensdauern können nur mit Hilfe der DSA-Methode untersucht werden [41]. In der DSA-Methode werden effektive Lebensdauern angeregter Zustände mit den Abbremszeiten der Rückstoßkerne im Target+Backing verglichen. Das bindende Glied zwischen beiden Zeiten stellt die Dopplerverschiebung dar: Wird ein γ -Quant zur Zeit t nach der Compoundkernreaktion emittiert, die kürzer als die Abstoppszeit ist, so hat der Rückstoßkern durch Abbremsseffekte in Target+Backing eine verminderte Geschwindigkeit $v(t)$ gegenüber seiner Anfangsgeschwindigkeit v_0 . Dadurch beträgt die Dopplerverschiebung der γ -Linie

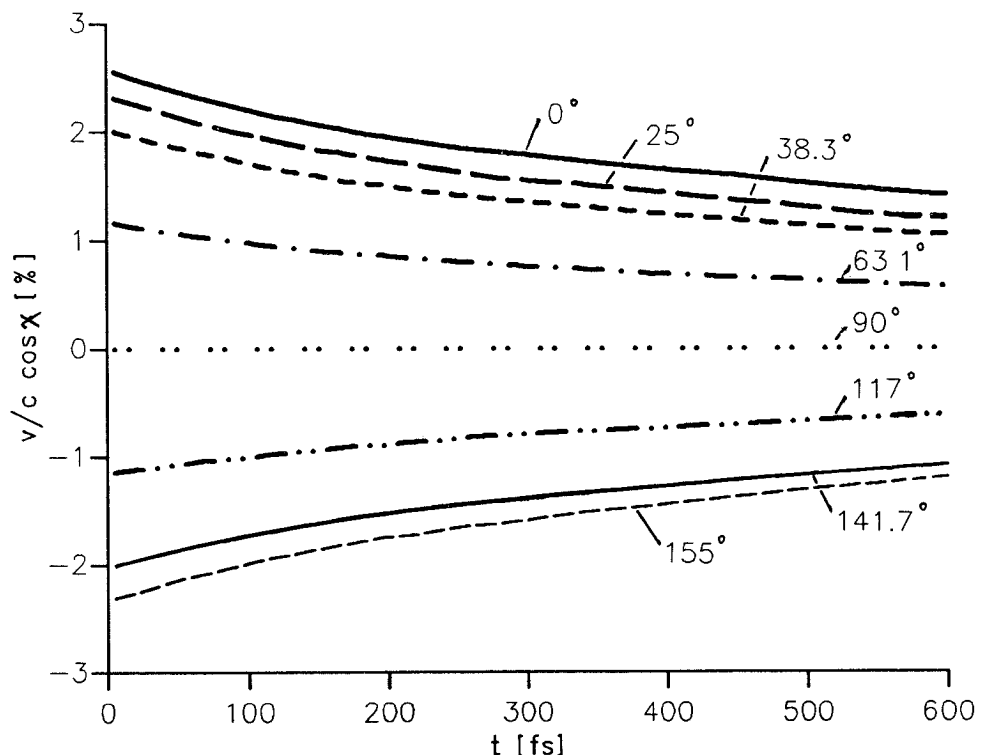
$$\Delta E(v(t)) = -E_0 \left(1 - \frac{1}{1 - (v(t)/c) \cos \vartheta} \right) \approx E_0 \frac{v(t)}{c} \cos \vartheta$$

nur einen Bruchteil $F = v(t)/v_0$ der vollen Dopplerverschiebung $\Delta E(v_0)$. Hierbei ist ϑ der Winkel zwischen der Flugbahn des Rückstoßkerns und der Richtung des beobachteten γ -Quants. Ist die Breite der Zerfallskurve des zu untersuchenden Niveaus nicht sehr klein gegenüber der Abstoppszeit, so daß die Kerne zum Zeitpunkt des Zerfalls sehr unterschiedliche Geschwindigkeiten $v(t)$ haben können, so ist eine Linienformanalyse notwendig, um die Lebensdauer des Niveaus bestimmen zu können. Wie unsere Rechnungen in I.3.1 und Ref. [42] zeigen, hat die Zerfallskurve eines Niveaus, dessen Bevölkerung durch eine Kaskade von Zuständen mit ähnlichen Lebensdauern wie das untersuchte Niveau erfolgt, eine relativ kleine Breite. Der Zerfall dieses Niveaus erzeugt daher relativ scharfe γ -Linien mit einem Schwerpunkt bei einer Dopplerverschiebung, die der effektiven Lebensdauer τ entspricht. Daher genügt es in diesem Fall den Schwerpunkt der dopplerverschobenen Linie zu bestimmen. Die Dopplerverschiebung ergibt mittels der Rückstoßkerngeschwindigkeit $v(\tau)$ die effektive Lebensdauer τ . $v(t)$ läßt sich unter Berücksichtigung des Abbremsmechanismus berechnen. Der Abbremsprozeß der Rückstoßkerne im Target+Backing wird bestimmt durch die Wechselwirkung der Rückstoßkerne mit der Elektronenhülle der Stopperatome "elektronical stopping" und der Coulombstreuung der Rückstoßkerne mit den Stopperkernen ("nuclear stopping"). Die Werte des elektronischen Massenbremsvermögens ($dE/d\rho_x$) für ^{146}Gd in ^{110}Pd und ^{209}Bi wurden den Tabellen von Northcliffe und Shilling [43] entnommen. Dazu mußte zwischen den tabellierten Rückstoßkern-Stopper-Kombinationen interpoliert werden. Hierbei sind für

kleine Projektilenergien, wie die der Rückstoßkerne, elektronische Schaleneffekte der Stopperatome zu berücksichtigen. Meßdaten von Ziegler und Chu [44] zeigen das Massenbremsvermögen für α -Teilchen in allen Stoppermateriale. Man kann nun die Interpolation von bekannten auf unbekannte Projektil-Stopperkombinationen vornehmen unter der Annahme, daß die relativen Schalenkorrekturereffekte für alle Projektile gleich sind [45]. Mit Hilfe dieser Daten wurde die Geschwindigkeitsverteilung $\vec{v}(t)$ der Rückstoßkerne durch ein Monte-Carlo-Simulationsprogramm bestimmt [46]. Dieses Programm berücksichtigt die Abbremsung des ^{40}Ar -Strahls im Target und die Abbremsung der Rückstoßkerne in dem von uns verwendeten $2.1\text{mg}/\text{cm}^2$ ^{110}Pd -Target, aufgebracht auf ein $60\text{mg}/\text{cm}^2$ ^{209}Bi -Backing. Der nukleare Abbremsseffekt basiert auf der Rutherfordstreuung [47] und berücksichtigt auch die Richtungsänderung der Rückstoßkerne. Die Abweichung der Gd-Kerne von der Strahlrichtung spielt erst unterhalb von $v/c \leq 1\%$ eine größere Rolle. Dies entspricht einer Abbremszeit von 800fs und ist daher für die Lebensdaueruntersuchung in superdeformierten Banden von untergeordneter Bedeutung. Die Gesamtabbremszeit für die Gd-Kerne beträgt ca. 2.5ps. Aus der Geschwindigkeitsverteilung $\vec{v}(t)$ wurde im nächsten Schritt $c \cdot \beta = |\vec{v}(t)|$ und die Geschwindigkeitskomponenten von $\vec{v}(t)$ in Richtung der Detektorachsen bestimmt. Die Ergebnisse sind in Bild 6 für die ersten 600fs dargestellt. Zur Zeit $t=0$ haben die Rückstoßkerne eine Geschwindigkeit

Bild 6

Abhängigkeit der Rückstoßkerngeschwindigkeit von der Abbremszeit und dem Detektorwinkel relativ zur Strahlachse



von $v=0.026c$. Die Geschwindigkeit nimmt zunächst schnell und dann langsamer ab, denn in dem hier interessierenden Energiebereich nimmt das Abbremsvermögen des Materials mit der Energie zu. Mit den so gewonnenen Geschwindigkeitskomponenten in Abhängigkeit von der Zeit und dem Detektorwinkel relativ zum Strahl wurden nun die Dopplerverschiebungen berechnet und die gemessenen Energien der Ereignisse aus dem Experiment mit dem Target auf Bi-Unterlage entsprechend korrigiert.

Werden die Spektren, gemessen in Detektoren mit verschiedenen Winkeln relativ zum Strahl, aufaddiert, so ergeben sich nur dann scharfe γ -Linien, wenn für die Energien dieser Linien die richtige Dopplerverschiebungskorrektur durchgeführt wird. Für Zeiten zwischen $t=0$ fs bis $t=\infty$, entsprechend $\beta=0.026$ bis $\beta=0$, wurden mit der zugehörigen Dopplerverschiebungskorrektur für jeden Detektor 18 verschiedene Matrizen sortiert. Die Dopplerverschiebung einer Linie kann bestimmt werden, indem man herausfindet, in welcher Matrix diese Linie in entsprechenden Schnitten die minimale Breite hat. In diesen Matrizen sollen die Lebensdauereigenschaften der energiekorrelierten Ereignisse in superdeformierten Banden untersucht werden. Durch die Projektion der energiekorrelierten Grate, entstanden durch Koinzidenzen zwischen aufeinanderfolgenden Übergängen in den superdeformierten Banden, auf eine Achse senkrecht zur Hauptdiagonalen der Matrix entstehen Linien in $\Delta E_{\gamma} = E_{\gamma 1} - E_{\gamma 2}$ -Spektren. Die Dopplerverschiebung dieser Linien soll untersucht werden. Deshalb wurden nur solche Detektorkombinationen in die Matrizen einsortiert, bei denen $E_{\gamma 1} - E_{\gamma 2}$ von der Dopplerverschiebung abhängt. (Dies ist nicht der Fall für Detektorkombinationen bei denen beide Detektoren unter dem gleichen Winkel zum Strahl stehen.)

Ein besonderes Problem im Experiment mit dem Target auf Bi-Unterlage bilden nicht dopplerverschobene Linien mit Lebendauern ≥ 2.5 ps. Nach der Dopplerverschiebungskorrektur werden diese Linien als Untergrundlinien über einen Bereich von ca. 50×50 keV in der Matrix verteilt. Insbesondere im Energiebereich ≤ 1 MeV existieren starke, nicht dopplerverschobene Linien. Nutzt man die Vorwärts-Rückwärts-Symmetrie des OSIRIS-Spektrometers aus, so erzeugt man die gleiche Untergrundstruktur, indem man eine "Dopplerverschiebungskorrektur" in die entgegengesetzte Richtung durchführt. D.h. man ändert überall die Vorzeichen für die Energiekorrektur. Durch diesen Schritt werden dopplerverschobene Linien noch weiter über die Matrix ausgeschmiert und bilden, da sie schwach sind, nur einen kleinen Untergrund. Der flache Untergrundanteil in der Matrix bleibt ebenfalls flach. Durch Abziehen der so gewonnen Untergrundspektren kann der Untergrund, hervorgerufen durch nicht dopplerverschobene starke Linien, subtrahiert werden. Dieser Trick funktioniert jedoch nur, wenn das Zweifache der Dopplerverschiebung größer als die Linienbreiten der dopplerverschobenen Linien sind.

Die Dopplerverschiebung einer γ -Linie wird im Detail nach der folgenden Methode bestimmt. Bei Anwendung der richtigen Dopplerverschiebungskorrektur wird eine γ -Linie von der Position $E(v(t))$ auf die unverschobene Position E_0 zurückgeschoben. Das Zentrum einer Linie (als Kanalzahl) erhält man durch $\sum N(i) i / \sum N(i)$. (Hierbei ist i die Kanalzahl und $N(i)$ der Kanalinhalt abzüglich des Untergrundes.) Die Abweichung dieses Zentrums von einer Position i_0 ergibt sich durch $\sum N(i) (i - i_0) / \sum N(i)$. Wandern nun zwei (oder mehrere) Linien von einem Zentrum i_0 symmetrisch in beide Richtungen weg, so erhält man ein linear anwachsendes Maß für diese Bewegung, indem man den Betrag des Abstand zu i_0 in die obige Gleichung einfügt:

$$W \equiv (\sum N(i) |i - i_0|) / \sum N(i)$$

Diese Größe definiert eine "Weite" der Linie. In $E_{\gamma 1} - E_{\gamma 2}$ -Summenspektren aus den oben diskutierten Detektorkombinationen erhält man die minimale Weite W dann für eine Linie, wenn die korrekte Dopplerverschiebungskorrektur durchgeführt wurde. Die korrekte Dopplerverschiebungskorrektur, ein Bruchteil F der vollen Dopplerverschiebungskorrektur, korrespondiert direkt zur effektiven Lebensdauer der untersuchten Zustände.

I.1.1.10 : Dreifachkoinzidenzen

Die im OSIRIS-Experiment gemessenen 10^7 Dreifachkoinzidenzen sind zu wenig für eine detaillierte Energiekorrelationsanalyse in drei Dimensionen. Sie erlauben jedoch durch Setzen eines Fensters auf den $E_{\gamma} - E_{\gamma}$ -Korrelationsgrat in der 3. Dimension, Linien zu beobachten, die am Zerfall der zum Grat gehörenden Rotationsbanden beteiligt sind. Hieraus kann man auf die Endkerne der Reaktion schließen, in denen die energiekorrelierten Strukturen beobachtet werden.

I.1.2: Das ESSA30-Experiment

I.1.2.1: Experimentaufbau und -Durchführung

Um Dreifachenergiekorrelationen und schwache diskrete Banden studieren zu können, wurde ein weiteres Experiment an ^{146}Gd mit dem europäischen 30-Detektor-Anti-Compton-Spektrometer ESSA30 durchgeführt. Der Kern ^{146}Gd wurde in der Reaktion $^{102}\text{Ru} ({}^{48}\text{Ca}, 4n)$ untersucht. Der 205 MeV ^{48}Ca Strahl wurde vom Tandem des Daresbury National Laboratory geliefert. Für diese Reaktion wurden mit Hilfe des "Julian Pace"-Codes [36] ein etwas höherer maximaler Drehimpuls von $64\hbar$ für den Endkern ^{146}Gd und ein besseres $4n$ zu $5n$ Intensitätsverhältnis von 1.3:1, verglichen mit der ^{40}Ar -Reaktion (0.9:1) vorausberechnet. Um Dopplerverbreiterungseffekte zu minimieren, wurde ein Satz von 3 dünnen Targets mit 0.40, 0.44 und 0.35 mg/cm^2 verwendet. Der

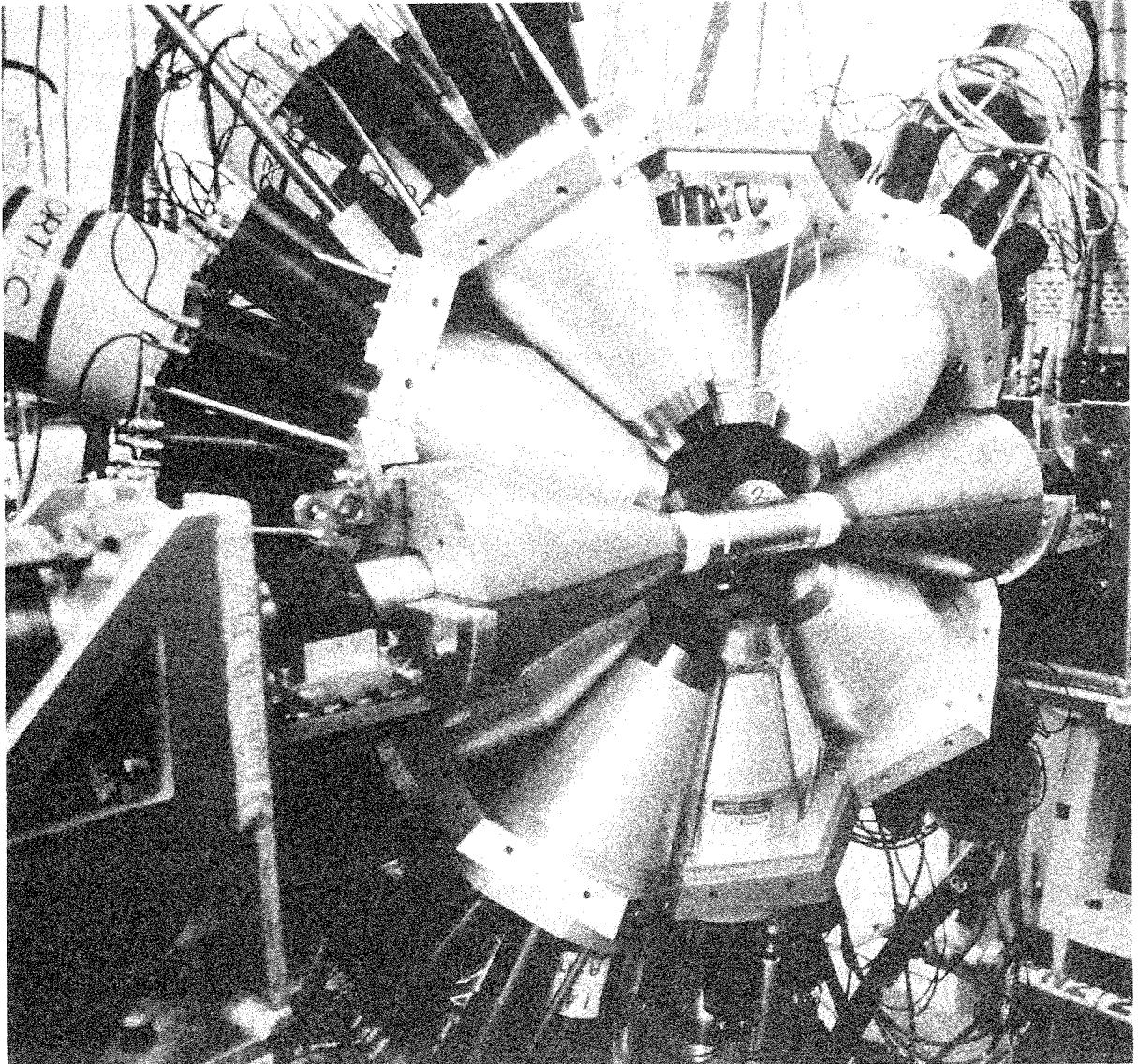


Bild 7 Das ESSA30-Spektrometer. Zu sehen ist eine Hälfte des Spektrometersystems nachdem das Spektrometer in der Mitte auseinandergefahren wurde. Man sieht die kugelförmig ums Target herumgebauten Anti-Compton-Detektoren und das Strahlrohr.

Abstand zwischen den Targets betrug ca. 0.4mm. Der prompt γ -Zerfall wurde mit dem ESSA30-Spektrometer gemessen (Bild 7). Die Anti-Compton-Spektrometer sind kugelförmig um das Target herum unter den Winkeln 37° , 63° , 79° , 101° , 117° und 143° relativ zum Strahl angeordnet. Der verzögerte Zerfall der Isomere wurde in diesem Experiment ebenfalls nicht beobachtet, da Strahl und Rückstoßkerne erst etwa 50cm hinter dem Target gestoppt wurden. Die elektronische Schaltung in diesem Experiment funktionierte ähnlich wie in den OSIRIS-Experimenten. Da der Strahl nicht gepulst wurde, definierte nur die verwendete γ - γ -Überlappkoinzidenzzeit von 50ns die

Koinzidenzbedingung. Es wurden zwei- und mehrfache Koinzidenzen gemessen. Die Einzelzählrate im Experiment betrug ca. 10 000/sec pro Detektor. Die Compton-unterdrückte Zweifachkoinzidenzrate betrug 6 000/sec und die Dreifachkoinzidenzrate 650/sec. In diesem Experiment wurden $6 \cdot 10^8$ Zweifachkoinzidenzen und $8 \cdot 10^7$ Dreifachkoinzidenzen gemessen.

I.1.2.2: Die Dreifachkoinzidenzanalyse

Die Daten wurden dem gleichen Vorsortierschritt wie im OSIRIS-Experiment unterzogen. Für die weitere Zwei- und Dreifachkoinzidenzanalyse wurden im wesentlichen die $8 \cdot 10^7$ Dreifachkoinzidenzen verwendet, da diese Daten wegen der höheren Multiplizitätsbedingung weniger Verunreinigungen durch Kohlenstoff- und Sauerstoffreste im Target enthalten. Die Zweifachkoinzidenzen können zur Untersuchung der E_γ - E_γ -Korrelationen benutzt werden wie in den OSIRIS-Experimenten. Die Analyse der Dreifachkoinzidenzen erlaubt die Bestimmung des Endkerns, in dem der energiekorrelierte Grat auftritt. Zusätzlich können in Dreifachkoinzidenzen jedoch E_γ - E_γ - E_γ -Korrelationen untersucht werden. In einer Rotationsbande mit konstantem Trägheitsmoment, die aus mindestens drei Übergängen besteht, erhält man die Energiekorrelation

$$\Delta E_\gamma \equiv E_\gamma(I+2 \rightarrow I) - E_\gamma(I \rightarrow I-2) = 8\hbar^2 / 2\Theta^{(2)}.$$

Ordnet man in einer Dreifachkoinzidenz die Energien der Größe nach ($E_{\gamma_1} < E_{\gamma_2} < E_{\gamma_3}$) so kann man eine Matrix $\Delta_1 \equiv E_{\gamma_3} - E_{\gamma_2}$ gegen $\Delta_2 \equiv E_{\gamma_2} - E_{\gamma_1}$ sortieren. In dieser Matrix liegen bei $\Delta_1 = \Delta_2 = 8\hbar^2 / 2\Theta^{(2)}$ alle Koinzidenzen zwischen drei aufeinanderfolgenden Übergängen einer Rotationsbande. Die drei Einzelenergien aller Dreifachkoinzidenzen, die dieser Bedingung gehorchen, stellen Kandidaten für diskrete Rotationsbanden dar. Die Gesamtzahl der Ereignisse in der Linie bei $\Delta_1 = \Delta_2 = 8\hbar^2 / 2\Theta^{(2)}$ stellen ein Maß für die Wahrscheinlichkeit dar, daß ein (super-)deformierter Kern zumindest durch 3 aufeinanderfolgende Übergänge einer Rotationsbande zerfällt, bevor ein Übergang in einen anderen Zustand erfolgt. Diese Intensität kann bei entsprechender Normierung auf die Nachweiswahrscheinlichkeit für Dreifachkoinzidenzen mit der Intensität des $E_{\gamma_1} = E_{\gamma_2}$ -Grates in den Zweifachkoinzidenzen verglichen werden. Diese Gratintensität muß mit der Zweifachkoinzidenznachweiswahrscheinlichkeit normiert werden. Die normierte Gratintensität stellt ein Maß für die Wahrscheinlichkeit dar, daß der (super-) deformierte Kern zumindest durch 2 aufeinanderfolgende Übergänge einer Bande zerfällt.

I.2: Die experimentellen Ergebnisse in ^{146}Gd

I.2.1: Ergebnisse der E_γ - E_γ -Korrelation

In Bild 8 sieht man die E_γ - E_γ -Korrelationsmatrix aus dem Experiment mit dünnen Targets. Es wurde ein Energieausschnitt von 0.5 bis 1.7 MeV dargestellt. Der unkorrelierte Untergrund wurde mit der Methode in Ref.[37] subtrahiert. Die horizontalen und vertikalen Streifen in der Matrix werden durch Koinzidenzen starker, diskreter Linien aus dem Niedrigspinbereich mit anderen Übergängen erzeugt. Man beobachtet gut definierte Grate parallel zur $E_{\gamma 1} = E_{\gamma 2}$ -Diagonalen in einem Energiebereich von 0.8 bis 1.5 MeV. Der Abstand der Grate bleibt über den gesamten Energiebereich konstant.

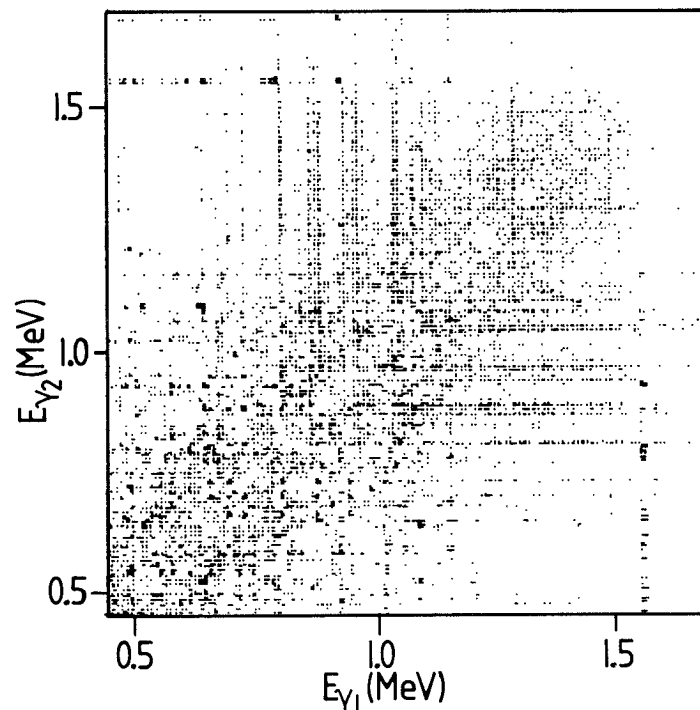


Bild 8 Energiekorrelationsspektrum $E_{\gamma 1}$ v.s. $E_{\gamma 2}$ für ^{146}Gd

Um den Abstand und die Weite der Grate zu bestimmen, wurden in der Korrelationsmatrix Schnitte senkrecht zur Diagonalen gesetzt. Hierdurch entstehen $\Delta E_\gamma = E_{\gamma 1} - E_{\gamma 2}$ -Spektren. (der geometrische Faktor $1/\sqrt{2}$ wurde durch Streckung eliminiert.) In Bild 9 sieht man ein solches Spektrum. Hier beträgt der Schnittbereich $1050 \leq (E_{\gamma 1} + E_{\gamma 2})/2 \leq 1425 \text{ keV}$. Das Spektrum zeigt einen Schnitt durch die Rohkorrelationsmatrix. Es wurde keine Untergrundsubtraktion vorgenommen, um die statistische Signifikanz der Linien beurteilen zu können. Die Grate erscheinen in diesem Spektrum als Linien bei $\Delta E_\gamma = \pm 53 \pm 2 \text{ keV}$. Die Weite dieser Linien beträgt 13.6 keV

FWHM. Dies ist ca. zweimal größer als die Detektorauflösung von $\sqrt{2} \cdot 5 \text{ keV}$, die man wegen der Dopplerverbreiterung für ΔE_γ in diesem Energiebereich erwartet. Die Gesamtzählrate in einem Grat für den Energiebereich $1050 \leq (E_{\gamma 1} + E_{\gamma 2})/2 \leq 1500 \text{ keV}$ beträgt ca. 10000. Im ESSA30-Experiment wurde eine E_γ - E_γ -Korrelationsmatrix aus den entfalteten Dreifachkoinzidenzen erstellt. Diese Daten bestätigen die im OSIRIS-Experiment gewonnenen Resultate. In unseren Experimenten an ^{146}Gd wurden energiekorrelierte Grate bei $\Delta E_\gamma = \pm 53 \pm 2 \text{ keV}$ beobachtet.

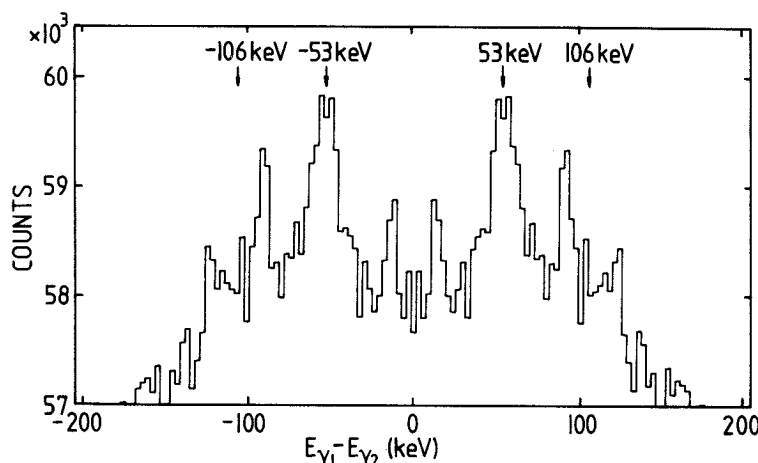


Bild 9 $\Delta E_\gamma = E_{\gamma 1} - E_{\gamma 2}$ -Spektrum für das Experiment mit dünnem Target. Das Spektrum zeigt eine Projektion der Rohkorrelationsmatrix für einen Projektionsbereich von 1050 bis 1425 keV. Die durch die Grate hervorgerufenen Linien sind durch Pfeile gekennzeichnet. Die Linien bei $\pm 92 \text{ keV}$ stammen von der Koinzidenz der 1059 mit der 1151 keV -Linie. Die Linien bei $\pm 12 \text{ keV}$ werden durch die Koinzidenz der 1077 mit der 1088 und der 1150 mit der 1163 KeV Linie hervorgerufen.

1.2.2: Ergebnisse der E_γ - E_γ -Winkelkorrelationen

Bild 10 zeigt das Differenzspektrum aus der Totalprojektion der fb-Winkelkorrelationsmatrix und der Totalprojektion der p-Winkelkorrelationsmatrix in einem Energiebereich von 500 bis 1800 keV. Die in diesem Spektrum zu sehende Zählratenerhöhung von 600 keV bis ca. 1800 keV (collective bump) kann nach unseren Rechnungen nur durch Koinzidenzen zwischen gestreckten Quadrupolübergängen hervorgerufen werden.

In der fb- und p-Matrix wurden ebenfalls Schnitte senkrecht zur Diagonalen gesetzt. Bild 11a/b zeigen Schnitte in der fb- bzw. p-Matrix für einen Energiebereich von $1050 \leq (E_{\gamma 1} + E_{\gamma 2})/2 \leq 1320 \text{ keV}$. In diesem Bereich befinden sich keine starken Untergrundlinien. Man sieht deutlich, daß die Linien bei $\Delta E_\gamma = \pm 53 \text{ keV}$, die zu den Graten in

Bild 10

E_γ -Winkelkorrelations-
spektrum. Es wurde
die Differenz aus den
Totalprojektionen der
fb-Matrix und der p-
Matrix gebildet. Koin-
zidenzen zwischen
gestreckten Quadru-
polübergängen bilden
die Zählratenerhöhung
zwischen 600 und
1800 keV.

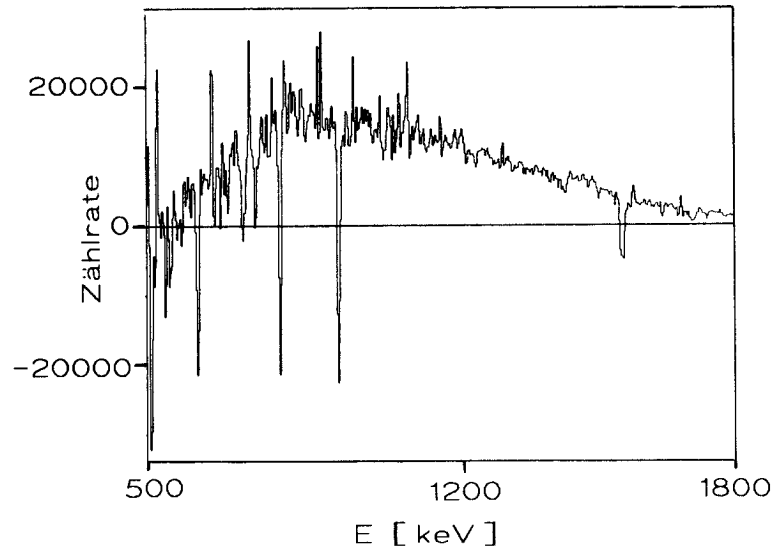


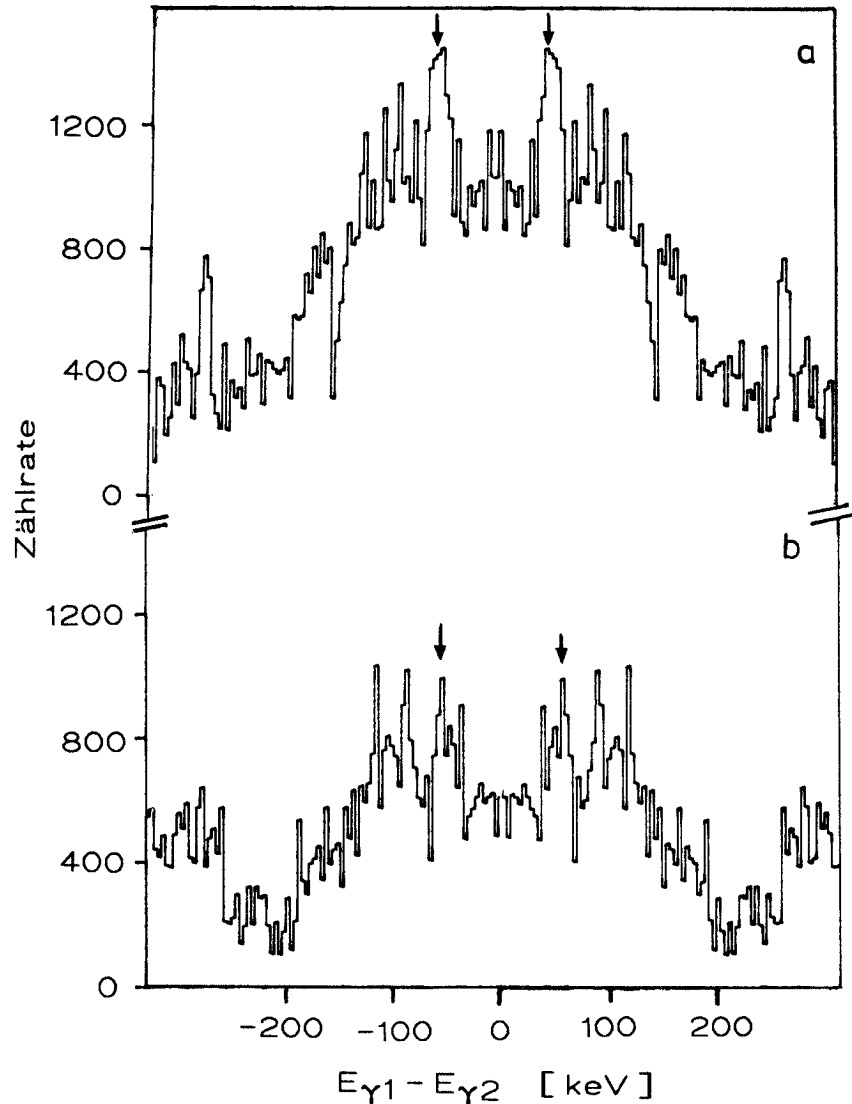
Bild 11

ΔE_γ -Spektren für
den Energiebereich
1050 bis 1320 keV.

a) Detektoren parallel
zur Strahlachse (fb-
Matrix)

b) Detektoren senk-
recht zur Strahlachse
(p-Matrix)

In der fb-Matrix sind
die energiekorrelierten
Grate (Pfeile) viel inten-
siver als in der p-Matrix.



der Korrelationsmatrix gehören, in der fb-Matrix stärker als in der p-Matrix sind. Für zwei Schnittpaare wurde eine Intensitätsanalyse durchgeführt. Hierzu wurden in der störlinienfreien Region links und rechts der Grate (siehe Bild 9) der Untergrund ermittelt. Unter Berücksichtigung der Ansprechwahrscheinlichkeitskorrektur ergibt sich:

$$1050 \leq (E_{\gamma 1} + E_{\gamma 2})/2 \leq 1320 \text{ keV} : \quad I_{fb}/I_p = 2.0 \pm 0.6$$

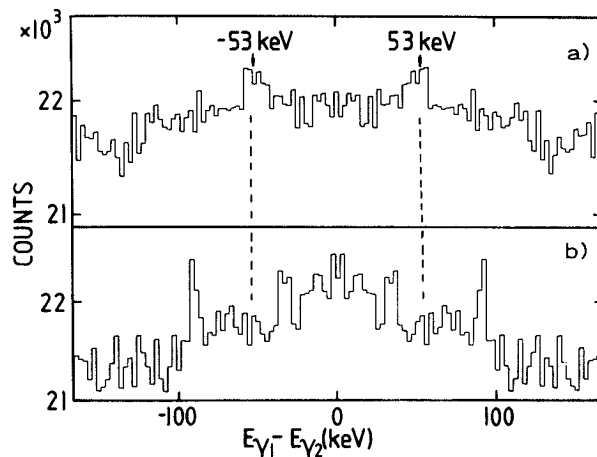
$$1050 \leq (E_{\gamma 1} + E_{\gamma 2})/2 \leq 1510 \text{ keV} : \quad I_{fb}/I_p = 1.6 \pm 0.4$$

Diese Werte können mit den rechnerisch erwarteten Werten von 0.7 für gestreckte Dipolkaskaden und 1.6 für gestreckte Quadrupolkaskaden verglichen werden. Die beobachtete Winkelkorrelation legt nahe, daß die beobachteten energiekorrelierten Strukturen aus gestreckten Quadrupolübergängen bestehen.

1.2.3: Ergebnisse der DSA-Analyse

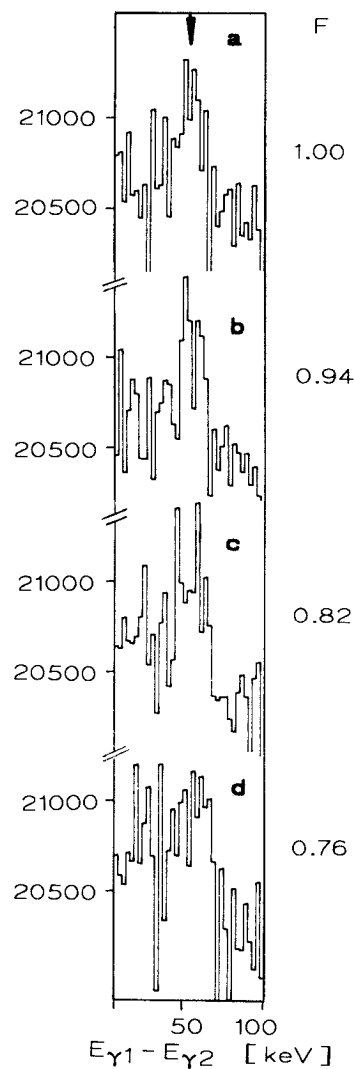
Die Daten aus dem Experiment mit dem Target auf der Bi-Unterlage wurden mit verschiedener Dopplerverschiebungskorrektur, korrespondierend zu verschiedenen Zerfallszeiten, in Matrizen eingeordnet. In Bild 12 sieht man Matrixschnitte senkrecht zur Diagonalen für den Energiebereich $1020 \leq (E_{\gamma 1} + E_{\gamma 2})/2 \leq 1390 \text{ keV}$. In Teil a) wurde die volle Dopplerverschiebungskorrektur vorgenommen, und in Teil b) wurde keine Dopplerverschiebungskorrektur durchgeführt. In Teil a) sieht man deutlich Linien bei $\Delta E_{\gamma} = \pm 53 \text{ keV}$ hervorgerufen durch die Grate parallel zur Diagonalen der Korrelationsmatrix. Nur γ -Linien mit effektiven Lebensdauern kleiner als 100 fs werden von Rückstoßkernen mit $v \geq 0.85 v_0$ ausgesendet und zeigen daher annähernd die volle Dopplerverschiebung. In Teil b) verschwinden die Linien bei $\pm 53 \text{ keV}$, dafür treten andere Linien auf. Diese Linien werden durch langsame γ -Übergänge (langsamer als 2.5 ps) erzeugt, die keine Dopplerverschiebung zeigen.

Bild 12 ΔE_{γ} -Spektrum für den Energiebereich 1020 bis 1390 keV, entstanden aus dem Experiment mit dem Target auf BI-Unterlage. Oben: Es wurde die volle Dopplerverschiebungskorrektur durchgeführt. Man sieht die Grate bei $\pm 53 \text{ keV}$. Unten: Es wurde keine Dopplerverschiebungskorrektur durchgeführt.



Im Folgenden wurde mit den in Kap. I.1.1.8 besprochenen Verfahren die genaue Dopplerverschiebung für die beiden Energiebereiche $0.8 \leq (E_{\gamma 1} + E_{\gamma 2}) \leq 1.2$ MeV und $1.0 \leq (E_{\gamma 1} + E_{\gamma 2}) \leq 1.4$ MeV bestimmt. In Bild 13 sind für den höheren Energiebereich Schnitte ohne Untergrundkorrektur mit den Dopplerverschiebungskorrekturen $F=1.0$ (0fs), $F=0.94$ (30fs), $F=0.82$ (120fs) und $F=0.76$ (190fs) dargestellt. Man sieht, daß die Linie bei 53keV von a) nach b) zunächst etwas schmaler wird, dann jedoch zu c) hin schon deutlich breiter wird und in d) schließlich ganz verschmiert erscheint. Für

Bild 13 ΔE_{γ} -Spektrum für den Energiebereich 1.0 bis 1.4 MeV im Experiment mit dem Target auf BI-Unterlage. Es wurden 4 verschiedene Dopplerverschiebungskorrekturen durchgeführt. Die durch die Projektion des Gattes entstandene Linie wird mit kleiner werdender Dopplerverschiebungskorrektur zunächst etwas schmaler und dann breiter.



die quantitative Analyse der Linien wurde nach einer Untergrundkorrektur, beschrieben in I.1.1.8, die Weite $W \equiv (\sum (N(i) |i - i_0|) / \sum N(i))$ mit der minimal möglichen Weite W_0 verglichen. Hierbei gibt i die Kanalzahl mit 0.9keV pro Kanal an. $N(i)$ ist die Zählrate über dem Untergrund. Die Summation läuft von Kanal $i=45$ bis $i=75$. Um für die Peakposition i_0 und die minimale Weite W_0 optimale Werte mit kleinen Fehlern zu

haben, wurden diese Größen aus der Korrelationsmatrix des ersten Experimentes mit dünnem Target in einem Energiebereich von $1050 \leq (E_{\gamma 1} + E_{\gamma 2})/2 \leq 1510$ keV zu $i_0 = 60.0 \pm 1.4$ Kanäle und $W_0 = 5.2 \pm 1.1$ Kanäle bestimmt, denn in dem Experiment mit dünnem Target hat der Grat in der Energiekorrelationsmatrix über den gesamten Energiebereich die minimale Dopplerverbreitung. In Bild 14a/b ist die reduzierte Linienweite $W-W_0$ in Abhängigkeit von der Abstopppzeit für die beiden untersuchten Energiebereiche dargestellt. Da die Dopplerverschiebung ein linearer Effekt ist, nimmt man an, daß auch die Änderung der Linienweite W in linearer Weise erfolgt. Im Bild sind die Zerfallszeiten, die zu minimaler Weite W korrespondieren und die ermittelten Fehlerbereiche, die im Rahmen einer 1σ -Fehlerabweichung die Weite W_0 liefern, eingetragen. Man erhält für

$$\begin{aligned} \bar{E} = 1.0 \text{ MeV} \quad t &= 80 \pm_{70}^{48} \text{ fs}, \quad F = 0.88 \pm_{0.15}^{0.10} \\ \bar{E} = 1.2 \text{ MeV} \quad t &= 32 \pm_{32}^{44} \text{ fs}, \quad F = 0.95 \pm_{0.07}^{0.05} \end{aligned}$$

Die beobachteten sehr kurzen effektiven Lebensdauern der energiekorrelierten Grate zeigen, daß die zugehörigen Übergänge stark beschleunigten E2-Charakter haben.

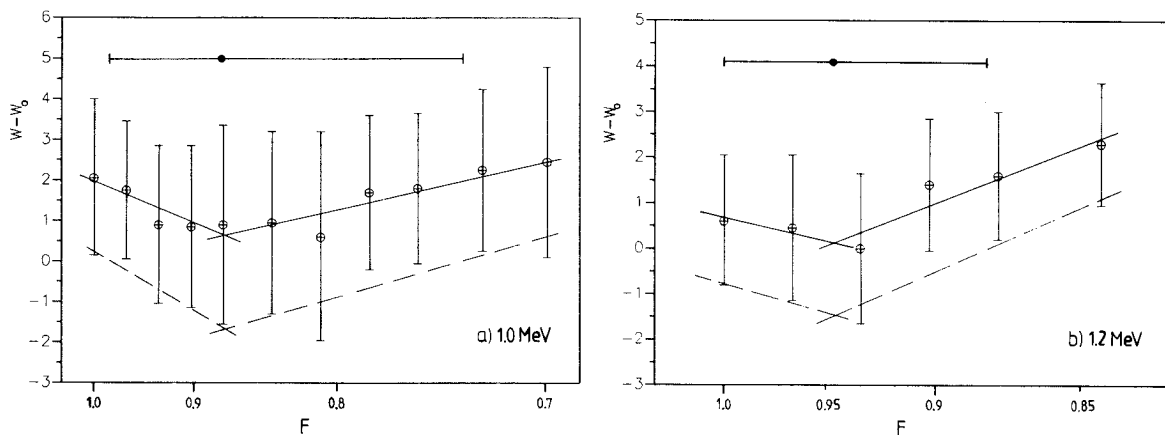


Bild 14 Reduzierte Linienweite $W-W_0$ in Abhängigkeit vom Bruchteil der vollen Dopplerverschiebungskorrektur F für zwei Energiebereiche mit Zentrum bei 1.0 und 1.2 MeV.

I.2.4 :Ergebnisse der Dreifachkoinzidenzanalyse

Die Analyse der Dreifachkoinzidenzen erlaubt die Endkerne zu bestimmen, die zum Entstehen des energiekorrelierten Grates in der E_{γ} - E_{γ} -Korrelationsmatrix beitragen. Hierzu wurde ein zweidimensionales Energiefenster auf den Grat und zwei Untergrundfenster oberhalb und unterhalb des Grates gesetzt. Die dritte Energie wurde in ein Spektrum sortiert. Der Energiebereich für das Fenster betrug $1050 \leq (E_{\gamma 1} + E_{\gamma 2})/2 \leq 1510$ keV für das OSIRIS-Experiment und $1000 \leq (E_{\gamma 1} + E_{\gamma 2})/2 \leq 1510$ keV für das ESSA30-Experiment. Dann wurde die Intensität von starken Linien bestimmt, die nur zu ^{145}Gd oder nur zu ^{146}Gd gehören. In ^{145}Gd wurden die 176, 379, 793 und 1552 keV Linien analysiert. In ^{146}Gd wurden die 226, 295, 310, 436, und die 804 keV Linien zur Intensitätsanalyse herangezogen. Die folgende Tabelle gibt die Anzahl der Ereignisse in den entsprechenden Linien:

OSIRIS-Exp.

$10 \cdot 10^6$ Ereignisse : ^{145}Gd : 13 ± 75 ^{146}Gd : 172 ± 90

ESSA-Exp.

$80 \cdot 10^6$ Ereignisse: ^{145}Gd : 166 ± 253 ^{146}Gd : 733 ± 320

(ohne 379 keV Linie)

Das Ergebnis dieser Analyse zeigt, daß der energiekorrelierte Grat im wesentlichen ^{146}Gd zugeordnet werden muß. Ob es jedoch auch Rotationsbanden in ^{145}Gd gibt, die zum beobachteten Grat beitragen, kann nicht eindeutig beantwortet werden, insbesondere da in dem ESSA30-Experiment nur eine signifikante Koinzidenz zwischen dem Grat und der 379 keV Linie in ^{145}Gd beobachtet werden konnte. Aus der Analyse der Dreifachkoinzidenzen folgt, daß die gefundenen kollektiven Strukturen hauptsächlich in ^{146}Gd auftreten.

Die Daten der ESSA30-Messung wurden, wie in I.1.2.2 beschrieben, auf $E_{\gamma 1}$ - $E_{\gamma 2}$ - $E_{\gamma 3}$ -Korrelationen untersucht. Es wurde eine $\Delta E_{\gamma 1}$ gegen $\Delta E_{\gamma 2}$ -Matrix sortiert, wobei verlangt wurde, daß $800 \leq E_{\gamma 1} \leq 1500$ keV ist. Bild 15a zeigt einen Schnitt entlang der $\Delta E_{\gamma 1}$ -Achse für $\Delta E_{\gamma 2} = 44$ bis 65 keV. Man sieht deutlich eine Linie bei $\Delta E_{\gamma 1} \approx 53$ keV. Bild 15b zeigt den entsprechenden Schnitt in dieser Matrix senkrecht zur Diagonalen für $48 \leq (\Delta E_{\gamma 1} + \Delta E_{\gamma 2})/2 \leq 60$ keV. Auch hier ist bei $\Delta E_{\gamma 2} - \Delta E_{\gamma 1} = 0$ eine Linie zu sehen. Für die Intensitätsbestimmung dieser Linie wurden die beiden Schnitte entlang der Matrixachsen, der Schnitt senkrecht zur Diagonalen und ein Schnitt entlang der Matrixdiagonalen analysiert. Man erhält eine mittlere Zahl der Ereignisse in der beobachteten Linie $I(\Delta E_{\gamma 1} = \Delta E_{\gamma 2} = 53 \text{ keV}) = 506 \pm 148$. In den entfaltenen Triples wurde

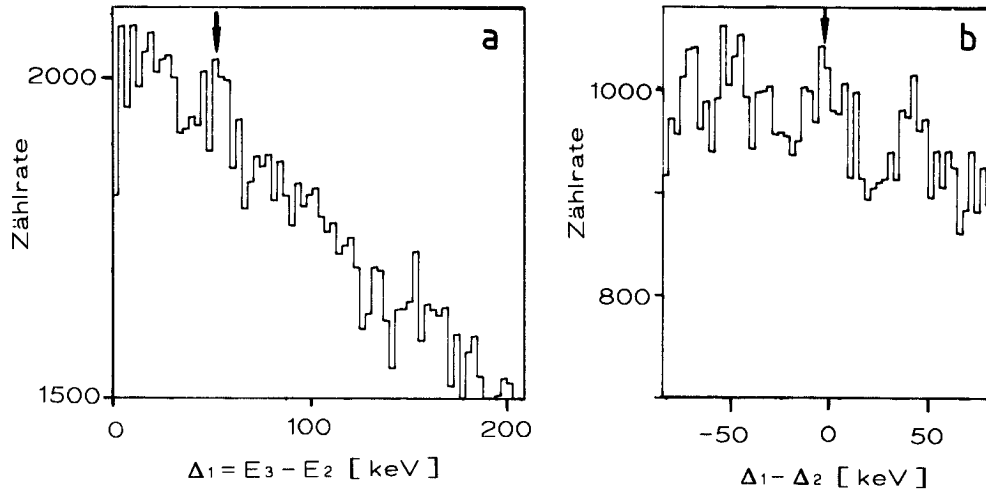


Bild 15 Schnitte durch die Dreifachenergiekorrelationsmatrix Δ_1 vs. Δ_2 .

a) Schnitt parallel zur Marixachse 1.

b) Schnitt senkrecht zur Hauptdiagonalen der Matrix . (Siehe Text)

die Zahl der Ereignisse in dem Grat im Energiebereich $800 \leq (E_{\gamma 1} + E_{\gamma 2})/2 \leq 1500$ keV zu 24400 ± 1500 bestimmt. Für das Intensitätsverhältnis beider Zählraten ergibt sich

$$I(\Delta E_{\gamma 1} = \Delta E_{\gamma 2} = 53 \text{ keV}) / I(\text{Grat}) = 48 \pm 14 .$$

Dieses Verhältnis kann Antwort auf die Frage geben, mit welcher Wahrscheinlichkeit ein Kern, der durch zwei Übergänge der in den Energiekorrelationen gefundenen Rotationsbanden zerfällt, auch durch den nächsten (dritten) Übergang dieser Bande zerfällt, oder ob er aus der Bande heraus zerfällt. Hierzu analysiert man zum Vergleich drei aufeinanderfolgende Übergänge im Niveauschema, von denen man weiß, mit welcher Wahrscheinlichkeit der Kern, nachdem er durch die zwei oberen Übergänge zerfallen ist, auch durch den nächsten Übergang zerfällt. In ^{146}Gd sind die 310, 295 und die 958 keV Linie direkt übereinander im Niveauschema (siehe Niveauschema im Anhang). Nur 8.6% der Kerne, die durch den 958 und den 295 keV Übergang zerfallen, entvölkern den Zustand bei 9226 keV Anregungsenergie nicht durch den 310 keV Übergang. Die Intensität der zweidimensionalen 958-295 keV-Linie in den entfaltenen Triples wurde mit der Intensität der dreidimensionalen 958-295-310 keV Linie in den Triples verglichen. Es ergibt sich ein Intensitätsverhältnis von 21 ± 1 . Berücksichtigt man die 8.6% Verzweigung und den Nachweiswahrscheinlichkeitsunterschied zwischen 310 und 1150 keV, so erwartet man für einen Kern, der durch zwei aufeinanderfolgende Übergänge einer Rotationsbande zerfallen ist und dann mit der Wahrscheinlichkeit 1 auch durch den nächsten Übergang dieser Bande mit einer Energie von 1150 keV zerfällt, ein Intensitätsverhältnis von $(I(E_{\gamma 1} - E_{\gamma 2}) \text{ in entfaltenen Triples}) / (I(E_{\gamma 1} - E_{\gamma 2} - E_{\gamma 3}) \text{ in Triples}) = 49 \pm 3$.

In einer längeren Rotationsbande ist die Anzahl der möglichen Zweifachkoinzidenzen zwischen benachbarten Übergängen annähernd gleich (eine Kombination mehr) der, der entsprechenden Dreifachkoinzidenzmöglichkeiten zwischen drei aufeinanderfolgenden Übergängen. Das oben beobachtete Intensitätsverhältnis zwischen Zweifachkorrelationsgrat und Dreifachenergiekorrelation sagt also aus: Zerfällt der Kern ^{146}Gd durch zwei aufeinanderfolgende Übergänge der in den Energiekorrelationen gefundenen Rotationsbanden, so zerfällt der Kern (innerhalb der Fehlergrenzen) zu mindestens 70% auch durch den nächsten Übergang dieser Bande.

Fällt ein Dreifachkoinzidenzereignis in die Korrelationslinie bei $\Delta E_{\gamma 1} = \Delta E_{\gamma 2} = 53 \text{ keV}$, so wurden die zugehörigen drei γ -Übergänge in ein Spektrum einsortiert. Bild 16 zeigt das Resultat. Drei Sequenzen von schwachen Linien mit gleichem Energieabstand sind markiert. Diese Sequenzen könnten Mitglieder von 3 Rotationsbanden mit gleichem Trägheitsmoment aber verschiedenen Bandenköpfen darstellen. Die Statistik ist jedoch zu schwach, um Koinzidenzspektren einzelner Übergänge zu erzeugen und auf diese Weise eine eindeutige Einordnung der Linien in Rotationsbanden zu erhalten.

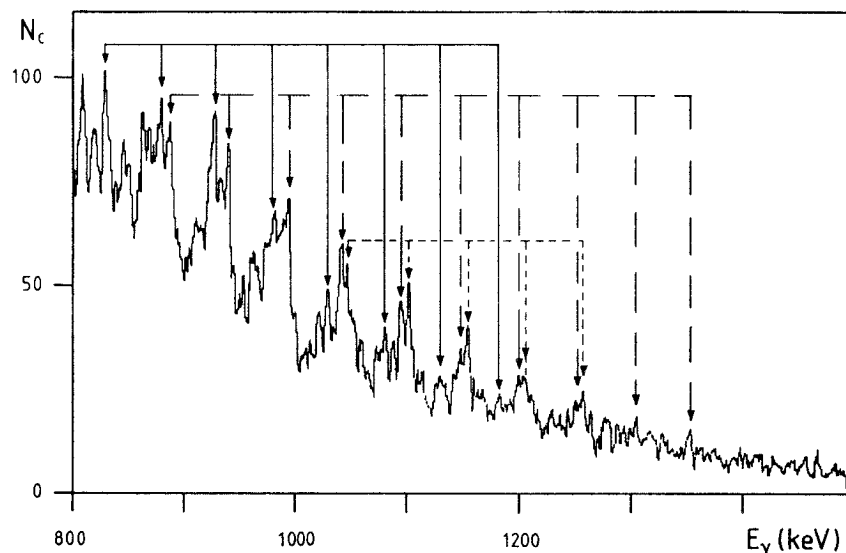


Bild 16 E_γ -Spektrum mit Linien, die der Dreifachenergiekorrelation $\Delta E_{\gamma 1} = \Delta E_{\gamma 2} = 53 \text{ keV}$ gehorchen. Es sind drei Liniensequenzen mit regelmäßigen Energieabständen markiert.

1.3 Diskussion der Ergebnisse in ^{146}Gd

In ^{146}Gd existiert im γ -Spektrum für den Energiebereich von 600 keV bis 1800 keV eine starke Intensitätsanhäufung (bump), die aufgrund ihrer Winkelkorrelation aus gestreckten E2-Übergängen besteht. Die Ursache für diese E2-Übergänge wird in einer kollektiven Anregung des Kerns gesehen, die durch E2-Übergänge zwischen Rotationszuständen zerfällt.

Die beobachteten energiekorrelierten Grate in der $E_{\gamma 1}$ - $E_{\gamma 2}$ -Korrelationsmatrix beinhalten nur einen sehr kleinen Teil der Intensität in dem "kollektiven bump". Diese Grate deuten jedoch eindeutig auf die Existenz kollektiver Rotationsbanden mit konstantem Trägheitsmoment, gebildet durch gestreckte E2-Übergänge, in den beobachteten Endkernen hin. Die beobachtete Winkelkorrelation und die kurzen Lebensdauern erhärten diesen Hinweis zu einem eindeutigen Beweis. Aus der Analyse der Dreifachkoinzidenzen folgt, daß die zum Grat korrespondierenden kollektiven Rotationsbanden hauptsächlich in ^{146}Gd beobachtet werden.

1.3.1: Die Kerndeformation

Aus dem Abstand des Grades zur Hauptdiagonalen der Matrix kann mit $2\Theta^{(2)} = 8\hbar^2 / \Delta E_{\gamma} = 150 \pm 6 \hbar^2 / \text{MeV}$ das dynamische Trägheitsmoment bestimmt werden. Um aus dieser Beobachtung einen Wert für die Kerndeformation zu erhalten, betrachtet man den Kern als starren Rotator und vergleicht das beobachtete Trägheitsmoment mit dem eines starren sphärischen Kerns, das sich aus $\Theta_0 = 2/5 m_0 r_0^2 A^{5/3}$ ergibt. Mit einem Standardwert für den Kernradius $r_0 = 1.2 \text{ fm}$ und der mittleren Nukleonemasse von $930 \text{ MeV}/c^2$ ergibt sich hieraus $\Theta_0 = 0.0138 A^{5/3} \hbar^2 / \text{MeV}$. Das gemessene Trägheitsmoment $\Theta^{(2)} = 75 \pm 3 \hbar^2 / \text{MeV}$ ist 1.34 mal größer als das eines starren sphärischen Kerns der Masse $A=146$. Betrachtet man den deformierten Kern als starres Rotationsellipsoid mit den Halbachsen c und a , so gilt für das Trägheitsmoment dieses Ellipsoids im Vergleich zur starren Kugel (unter Volumenerhaltung):

$$\Theta / \Theta_0 = (1 + (\frac{c}{a})^2) / 2 (\frac{c}{a})^{2/3}$$

Der experimentelle Wert von $\Theta / \Theta_0 = 1.34$ entspricht einem Achsenverhältnis von $c/a = 1.7$ ($\beta \approx 0.6$) [48]. Deformationen in dieser Größenordnung werden, im Vergleich zu den üblichen Deformationen in seltenen Erden von $c/a \approx 1.3$, als Superdeformation bezeichnet [5]. Aus dem Energiebereich von 0.8 bis 1.5 MeV, in dem die superdeformierten Energiekorrelationen beobachtet wurden, kann unter der Annahme, daß $E_{\gamma} (I \rightarrow I-2) = (\hbar^2 / 2\Theta) (4I-2)$ ist, der zugehörige Spinbereich, in dem die superdeformierten Banden auftreten, zu $I \approx 30\hbar$ bis $56\hbar$ berechnet werden.

Die Ergebnisse der DSA-Analyse können innerhalb eines einfachen Modells interpretiert werden. Unter der Annahme eines festen Quadrupolmoments Q_0 innerhalb der superdeformierten Bande und unter der Annahme, daß die superdeformierte Bande nur beim höchsten Spin und innerhalb einer Zeit von $<1\text{fs}$ bevölkert wird, kann die effektive Lebensdauer und die Zerfallsaktivität für jeden Zustand einer hypothetisch angenommen superdeformierten Bande berechnet werden. Die Änderung der Besetzungszahl des Zustandes i dN_i/dt ist durch Be- und Entvölkerung des Niveaus gegeben:

$$dN_i/dt = \lambda_{i-1} \cdot N_{i-1} - \lambda_i N_i$$

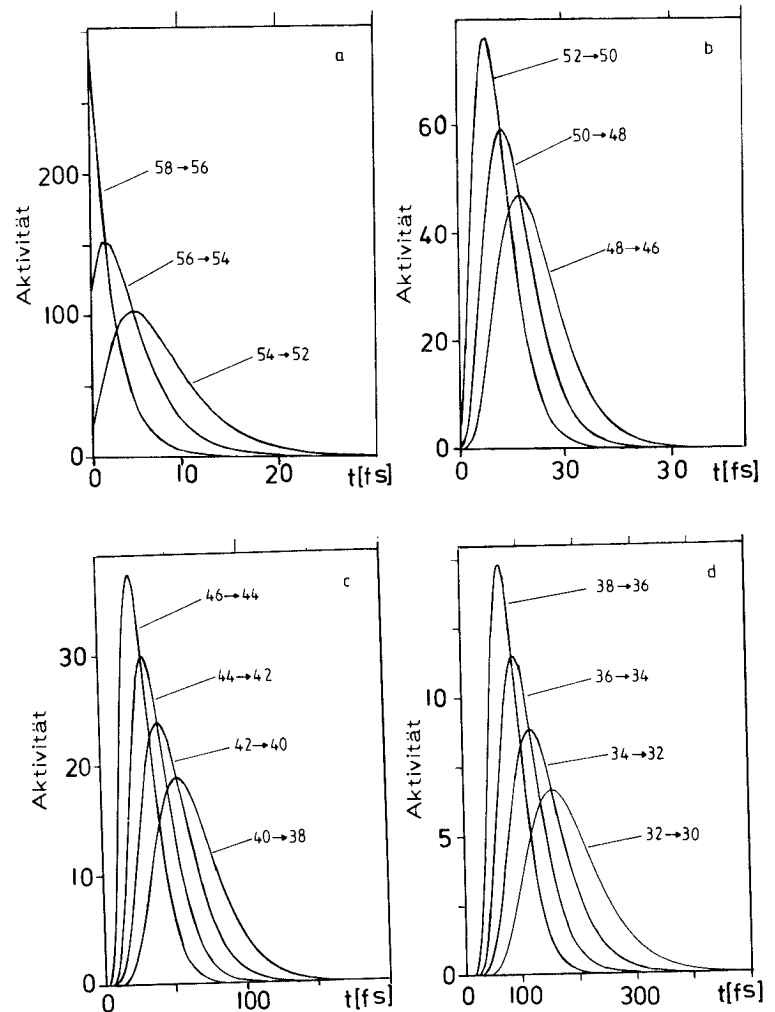
Hierbei ist λ_i die totale Übergangswahrscheinlichkeit für einen gestreckten E2-Übergang vom Zustand mit Spin $I+2$ zum Zustand mit Spin I :

$$\lambda_i = \frac{15}{32\pi} Q_0^2 \frac{(I+1)(I+2)}{(2I+3)(2I+5)} E_\gamma^5 \cdot 1.23 \cdot 10^9,$$

und Q_0 ist das statische Quadrupolmoment in $\text{eb} = 100 \text{efm}^2$. E_γ ist die Übergangsenergie zwischen den Zuständen mit Spin $I+2$ und I in MeV. Die obige Differentialgleichung kann man analytisch lösen [49] oder beginnend bei N_1 numerisch integrieren.

Bild 17 a-d

Zeitliche Änderung der Aktivität verschiedener superdeformierter Rotationsniveaus für $Q_0 = 11 \text{eb}$

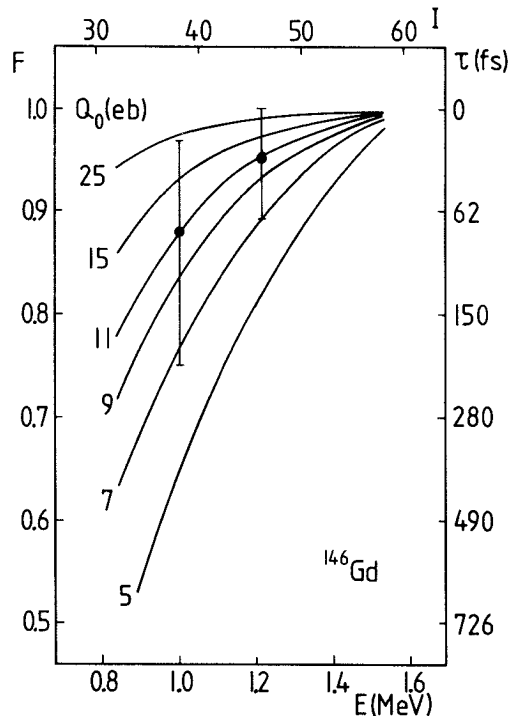


Die Aktivität des Zustandes i erhält man durch $A_i(t) = \lambda_i \cdot N_i(t)$. In Bild 17 sind für $Q_0 = 11 \text{ eb}$ unter Verwendung von $E_\gamma(I+2 \rightarrow I) = \hbar^2/2\Theta (4I+6)$ die Aktivitätskurven gegenüber der Zeit für Zustände mit Spins zwischen $58\hbar$ und $30\hbar$ aufgetragen. Mit der Geschwindigkeitsverteilung $\beta(t) = |v(t)/c|$ kann man hieraus den Bruchteil der Dopplerverschiebung $F = \int \frac{c}{v_0} \beta(t) \cdot A(t)/N_0 dt$ für eine bestimmte Übergangsenergie in der superdeformierten Bande ermitteln. Die Ergebnisse sind als Kurven in Bild 18 für verschiedene Q_0 -Werte gegenüber der Energie aufgetragen. Die experimentell bestimmten Lebensdauerwerte sind ebenfalls eingetragen. Das Quadrupolmoment der beobachteten superdeformierten Banden beträgt unter Voraussetzung des beschriebenen Modells $Q_0 = 11 \pm \frac{14}{4} \text{ eb}$. Dies entspricht ungefähr 1000 Weißkopfeinheiten. Das beobachtete Quadrupolmoment stimmt recht gut mit dem erwarteten Quadrupolmoment von 13 eb für ein gleichförmig geladenes Ellipsoid mit dem Achsenverhältnis $c/a = 1.7$ überein, das aus der Gleichung

$$Q_0 = \frac{2}{5} Z r_0^2 A^{2/3} \left[\left(\frac{c}{a} \right)^2 - 1 \right] / \left(\frac{c}{a} \right)^{2/3}$$

bestimmt wurde.

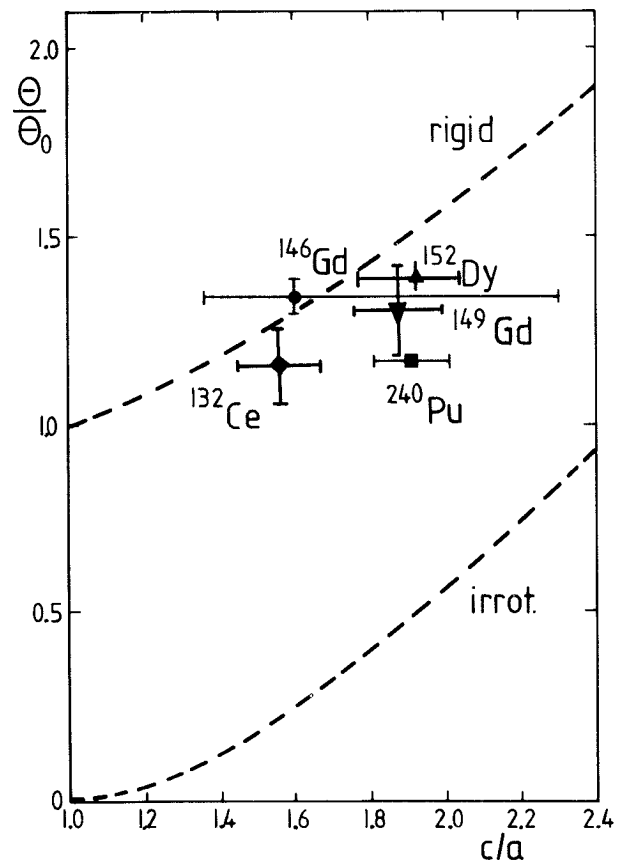
Bild 18 Verlauf von F , dem Bruchteil der vollen Dopplerverschiebung, als Funktion der Übergangsenergie für verschiedene Q_0 -Werte. Die mittleren experimentellen F -Werte sind für zwei Energiebereiche von 0.8 bis 1.2 und von 1.0 bis 1.4 MeV eingetragen.



Im Folgenden sollen die gewonnenen Informationen über Deformation und Trägheitsmoment im Vergleich mit anderen superdeformierten Kernen diskutiert werden. Das aus der Energiekorrelation gewonnene Trägheitsmoment gibt nur unter der Annahme eines starr rotierenden Kerns direkt Auskunft über die Deformation des Kerns. Es ist jedoch bekannt, daß normal deformierte Kerne nicht wie starre Körper rotieren. Vielmehr ergeben sich für diese Kerne auf Grund der Paarkorrelation kleinere Trägheitsmomente, die zwischen dem eines starren Rotators und dem eines rotierenden Flüssigkeitstropfens liegen. In einem Flüssigkeitstropfen kann die Oberfläche rotieren, obwohl keines der Flüssigkeitsteilchen eine Rotationsbewegung ausführt. (Mathematisch wird dies durch $\text{rot } \vec{v}(\vec{r})=0$ ausgedrückt, wobei v die Geschwindigkeit der Teilchen ist. Im Englischen wird diese Bewegung daher irrotational flow genannt.) Die aus dem Trägheitsmoment bestimmte Kerndeformation ist daher eine untere Grenze für die wirkliche Kerndeformation. Das Quadrupolmoment eines Kerns ist unabhängig davon, wie der Kernflüssigkeitstropfen rotiert. Die Ergebnisse der Quadrupolmessung geben daher direkt Auskunft über die Kerndeformation. Bild 19 zeigt für die Kerne ^{132}Ce [6], ^{152}Dy [5], ^{240}Pu [50,51], ^{149}Gd [17] und ^{146}Gd das relative Trägheitsmoment Θ/Θ_0 , aufgetragen gegenüber der Deformation.

Bild 19

Darstellung des gemessenen Trägheitsmomentes, dividiert durch das Trägheitsmoment einer starren Kugel, gegenüber dem Achsenverhältnis c/a , das aus dem Quadrupolmoment bestimmt wurde.



Die Deformation wurde hier aus dem Quadrupolmoment unter der Annahme, daß der Kern ein gleichförmig geladener Körper ist, bestimmt. Zum Vergleich wurde das Verhalten eines starren Rotators (rigid) und der Fall des rotierenden Flüssigkeitstropfens (irrot) eingezeichnet. Die Kurve für den rotierenden Flüssigkeitstropfen ergibt sich aus

$$\Theta_{\text{irrot}}/\Theta_0 = [(\frac{c}{a})^2 - 1] / (2[(\frac{c}{a})^2 + 1] \cdot (\frac{c}{a})^{2/3}) \quad [52]$$

und geht für eine kugelförmige Kerngestalt durch $\Theta/\Theta_0 = 0$. Alle "superdeformierten" Kerne bei hohen Drehimpulsen erreichen ca. 90% des "starren Rotator"- Wertes. Für normal deformierte Kerne bei kleineren Drehimpulsen wird ca. 50% des "starren Rotator"- Wertes erreicht. Dies deutet darauf hin, daß bei großen Deformationen und den hierbei beobachteten sehr hohen Drehimpulsen die Paarkorrelationen im Kern stark reduziert sind. Der Zusammenbruch bzw. eine starke Reduktion der Paarkorrelationen ist nicht nur eine Konsequenz der einfachen Rotations-BCS-Theorie [53], sondern wird auch in aktuellen Theorien und Modellen zur Superdeformation diskutiert [34,35].

Abschließend soll die in ^{146}Gd beobachtete Kerndeformation noch mit theoretischen Vorhersagen für die Deformation verglichen werden. Die meisten theoretischen Superdeformationsrechnungen basieren auf Strutinski-Schalenkorrekturrechnungen, wie in der Einleitung kurz beschrieben. Hier sollen Rechnungen von Dudek et al. [54] kurz erläutert werden. Die Schalenmodellenergien werden in einem Woods-Saxon-Einteilchenpotential berechnet:

$$V_{\text{ws}}(\vec{r}, \beta) = \frac{V_0}{1 + \exp(\text{dist}\Sigma(\vec{r}, \beta) / a)}$$

Hierbei ist $\text{dist}\Sigma$ der Abstand des Punktes $\vec{r}$ vom Kernrand. Der Kernradius wird in Multipolen entwickelt:

$$R(\vartheta, \varphi) = R_0(\beta) \left[1 + \sum_{\lambda} \sum_{\mu=0, \pm 2, \pm 4} \alpha_{\lambda\mu} Y_{\lambda\mu}^*(\vartheta, \varphi) \right]$$

Die Quadrupolterme werden dabei in der üblichen Weise in β und γ parametrisiert:

$$\alpha_{20} = \beta \cos(\gamma) \quad \text{und} \quad \alpha_{22} = \alpha_{2-2} = \frac{1}{\sqrt{2}} \beta \sin(\gamma)$$

Die Hexadekapolmomente werden oft auf einen Parameter β_4 reduziert. Mit dem Woods-Saxon-Potential erhält man ein Einteilchenspektrum:

$$H_{\text{ws}} \Psi_v = e_v \Psi_v$$

Die Schalenmodellenergie des Kerns erhält man als Summe aller Einteilchenenergien der besetzten Niveaus $E_{\text{Sch}} = \sum_{\text{besetzt}} e_v$.

In der Strutinski-Schalenkorrekturrechnung wird nun die Schalenmodellenergie in einen sich langsam ändernden und einen oszillierenden Teil aufgeteilt (siehe z.B. [55]).

$$E_{Sch} = \langle E_{Sch} \rangle + E_{mikro}$$

Der glatte Anteil $\langle E_{Sch} \rangle$ wird dann durch eine makroskopische Tröpfchenenergie ersetzt.

$$E_{total} = E_{makro} + E_{mikro} = E_{makro} + \sum_{\nu \text{ besetzt}} e_{\nu} - \langle E_{Sch} \rangle$$

Für die Beschreibung rotierender Kerne transformiert man im allgemeinen ins rotierende Koordinatensystem. Für die Energie im rotierenden System (Total Routhian R^{ω}) erhält man:

$$R^{\omega} = E_{makro}^{\omega=0} + E_{mikro}^{\omega=0} + \sum_{\nu \text{ besetzt}} (e_{\nu}^{\omega} - e_{\nu}^{\omega=0})$$

Hierbei wird für die Berechnung der Einteilchenenergien e_{ν}^{ω} der Coriolisterm zusätzlich im Einteilchenhamiltonoperator berücksichtigt:

$$(H_{ws} - \omega j_x) \Psi_{\nu}^{\omega} = e_{\nu}^{\omega} \Psi_{\nu}^{\omega}$$

Paarkräfte (z.B. BCS-Paarkraft) können an dieser Stelle ebenfalls in den Hamiltonoperator eingefügt werden. Hierbei gehen die Teilchenwellenfunktionen in Quasiteilchenwellenfunktionen über. Um schließlich die Gesamtenergie des Kernes im ortsfesten System zu erhalten, wird die Rotationsenergie wieder zum "Total Routhian" hinzuaddiert:

$$E^{\omega} = R^{\omega} + \omega \cdot I.$$

Bild 20 zeigt von Dudek et al. [54] berechnete Gesamtenergiepotentialflächen für ^{146}Gd

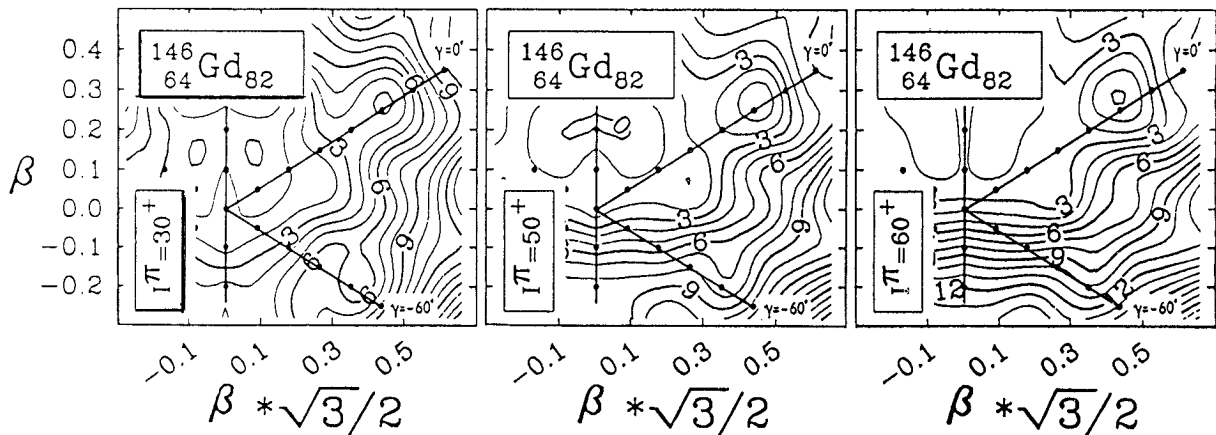


Bild 20 Gesamtenergie der Kernes ^{146}Gd in Abhängigkeit von β und γ bei verschiedenen Kernspins.

Im Bild sind für Spin 30, 50 und 60h Energiehöhenlinien in der (β_2, γ) -Ebene eingezeichnet. Die im Bild unter einem Winkel von 30° liegende Achse entspricht $\gamma = 0^{\circ}$ d.h. prolater Deformation, und die Rotationsachse steht senkrecht zur Symmetrieachse. Die bei -30° liegende Achse entspricht $\gamma = -60^{\circ}$ d.h. oblater Deformation, wobei die Rotations-

achse ebenfalls senkrecht zur Symmetrieachse steht. Die Höhenlinien entsprechen der angegebenen Anregungsenergie in MeV über dem absoluten Minimum. Man sieht, wie sich für Spin 30 ein zweites Minimum bei $\beta_2 = 0.53$ entwickelt. Zwischen diesem Minimum und dem absoluten Minimum bei $\beta_2 \approx 0.15$ befindet sich jedoch praktisch keine Potentialbarriere ($< 1 \text{ MeV}$). Bei Spin 60h hat dieses Minimum seine Lage nicht geändert. Es ist jedoch viel tiefer und damit zum absoluten Minimum geworden. Außerdem trennt nun eine Potentialbarriere von 2 MeV dieses Minimum von allen anderen Deformationen. Die beobachtete Superdeformation mit $\beta_2 \approx 0.6$ in einem Spinbereich von 30 – 56h stimmt also sehr gut mit den Vorhersagen überein.

Die theoretische Erklärung für das Auftreten der Superdeformation wurde schon in der Einleitung anhand des deformierten harmonischen Oszillatorbildes diskutiert. Mehr realistische Rechnungen stimmen jedoch in einigen wesentlichen Konsequenzen mit diesen einfachen Rechnungen überein: Für Kerndeformationen in der Nähe des 2:1-Achsenverhältnisses treten für bestimmte Nukleonenzahlen Regionen mit niedriger Niveaudichte auf, und an der Superdeformation sind mehrere Intruderzustände aus der übernächsten Hauptschale beteiligt [56]. Der superdeformierten Bande in ^{152}Dy wird von Åberg z.B. eine $(\pi i13/2)^4 (\nu j15/2)^2$ Konfiguration zugeordnet [34]. Die spezifischen Unterscheidungsmerkmale zwischen superdeformierten Zuständen und normaldeformierten Zuständen sind jedoch bei Theoretikern noch Gegenstand der Diskussion.

1.3.2: Die Existenz von mehreren superdeformierten Banden in einem Kern

Die fast doppelt so große Breite des Grates gegenüber der Detektorauflösung, die in den OSIRIS-Experimenten beobachtet wurde (siehe Bild 9) und das Spektrum in Bild 16, dessen Ereignisse der Dreifachenergiekorrelation $\Delta E_{\gamma 1} = \Delta E_{\gamma 2} \approx 53 \text{ keV}$ gehorchen, legen die Existenz mehrerer superdeformierter Banden mit ähnlichen Trägheitsmomenten in ^{146}Gd nahe. Manifestiert sich in Zukunft die Existenz mehrerer diskreter Banden, so bauen sie auf superdeformierten Zuständen verschiedener Konfiguration auf. Rechnungen aus Ref. [57] sagen für ^{146}Gd die Existenz von zwei niedrig liegenden superdeformierten Banden voraus, an deren Konfiguration zwei Protonen aus der 6. Oszillatorhauptschale und ein Neutron aus der 7. Oszillatorhauptschale beteiligt sind. Beide Banden haben negative Parität, jedoch unterschiedliche Signatur. Für diese Banden wird das gleiche dynamische Trägheitsmoment $\Theta^{(2)}$, aber verschiedene absolute Energien der Zustände berechnet. Für ^{152}Dy wird ebenfalls die Existenz einer weiteren superdeformierten Konfiguration berechnet, die nur drei Protonen in der 6. Oszillatorhauptschale hat. Für

diese Konfiguration wird jedoch ein wesentlich stärker mit dem Spin abfallendes Trägheitsmoment $\Theta^{(2)}$ berechnet, als experimentell beobachtet wird und als für die oben angegebene Konfiguration in ^{152}Dy berechnet wird. Die Bestimmung der Trägheitsmomente $\Theta^{(2)}$ in den superdeformierten Banden kann also zur eindeutigen Zuordnung der superdeformierten Quasiteilchenkonfiguration beitragen.

Bisher wurde der yrastnahe Bereich diskutiert, in dem nur wenige parallele superdeformierte Rotationsbanden existieren können. Mit wachsendem Abstand zur Yrastlinie nimmt die Niveaudichte für superdeformierte und normaldeformierte Zustände jedoch stark zu [34]. Herskind et al. [38] diskutieren hierbei die Möglichkeit, daß Kerne bei höheren Anregungsenergien sehr leicht von superdeformierten in normaldeformierte Zustände übergehen können und umgekehrt. Dadurch würde der Kern oft nur durch zwei aufeinanderfolgende Übergänge innerhalb einer Superbande zerfallen und dann in einen anderen normaldeformierten Zustand übergehen. Die Konsequenz dieses Mechanismus ist, daß man im Experiment zwar den ersten E_Y - E_Y - Korrelationsgrat beobachtet, der zweite Grat und die 3fach-Energiekorrelationen sollten jedoch viel schwächer sein. Diskrete Banden können in diesem Energiebereich ebenfalls nicht beobachtet werden. Unsere Ergebnisse in den 3fach- und 2fach-Energiekorrelationen des ESSA30-Experimentes deuten jedoch an, daß im Mittel höchstens 30% der Intensität nach jedem Zustand der superdeformierten Bande aus der Bande heraus zerfallen, so daß ca. 4 Übergänge innerhalb der superdeformierten Bande beobachtbar sein sollten, bevor die Intensität des 5. Überganges unter 20% des ersten abfällt. Bei dieser Abschätzung wurde jedoch über alle zum Grat beitragenden Banden also auch über yrastnahe Banden gemittelt, so daß im yrastnahen Bereich der Zerfall länger innerhalb einer Bande verlaufen kann, und im höher angeregten Energiebereich der Zerfall stärker aus der Bande heraus erfolgen kann. Für Anregungsenergien, die mehr als 3 MeV oberhalb der Yrastbande liegen, werden in Ref. [34] Dämpfungsmechanismen vorhergesagt, die eine vollständige Ausschmierung der energiekorrelierten Grate verursachen. Aus der Analyse der Grate kann man keine Aussagen über diesen Energiebereich gewinnen.

II Gestaltskoexistenz in ^{186}Pt

II.1: Experimentelle Methoden

Der Grundzustand und die Grundzustandsbande in ^{186}Pt wurden als prolata Struktur interpretiert, während schon in ^{188}Pt oblate Strukturen auftreten [24–26]. Das Auftreten oblater und triaxialer Gestalten ist deshalb in ^{186}Pt insbesondere bei höheren Anregungsenergien zu erwarten. Das bisherige Wissen über ^{186}Pt stammt aus Studien von Piiparinen et al. [24], die die Grundzustandsbande bis $I^\pi = 14^+$ aufstellten und aus Lebensdaueruntersuchungen von Richter et al. [25], die nach Subnanosekundenisomeren mit Hilfe einer "recoil shadow"-Technik, basierend auf Konversionselektronenmessungen suchten. Um die Gestaltentwicklung in ^{186}Pt bei höheren Rotationsfrequenzen untersuchen zu können, war es nötig, die Yrastbande zu höheren Spins zu erweitern und nach Seitenbanden zu suchen. Dieses Kapitel beschreibt das Experiment und die verwendeten Auswertetechniken insbesondere zur γ -Multipolaritäts- und Lebensdauerbestimmung.

II.1.1: Das Experiment

Um den Kern ^{186}Pt bei hohen Anregungsenergien und hohen Spins zu erzeugen, benutzten wir die $^{188}\text{Os}(\alpha, 6n)$ Reaktion. Der α -Strahl wurde vom Jülicher Isochronzyklotron JULIC bereitgestellt. Der Abstand zwischen den Strahlimpulsen betrug 140 ns. Die emittierte γ -Strahlung wurde mit dem γ -Spektrometer OSIRIS in seiner ersten Ausbaustufe gemessen. Das OSIRIS-Spektrometer bestand aus 6 Compton-unterdrückten Germaniumdetektoren, die in einer Ebene parallel zum Strahl angeordnet waren. Zwei Detektoren standen unter 93° und 4 Detektoren unter 36° relativ zur Strahlachse. Außerdem wurden 4 BGO-Szintillatoren als Multiplizitätsfilter ($\Omega \approx 0.7\pi$) aufgestellt. Die elektronische Schaltung entsprach dem gleichen Prinzip wie in den OSIRIS-Experimenten an ^{146}Gd . Es wurde jedoch auf "pile up"-Unterdrückung verzichtet.

Zunächst wurde eine Anregungsfunktion gemessen. Die α -Strahlenergie wurde von 70 MeV bis 90 MeV in 10 MeV-Schritten variiert. Es wurden γ -Einzelspektren gemessen und die Strahlenergie bestimmt, bei der der 6n-Kanal relativ zum 5n- und 7n-Kanal den größten Wirkungsquerschnitt hat. Der maximale Wirkungsquerschnitt wurde bei einer α -Energie von 80 MeV erzielt. Diese Energie wurde für das weitere Koinzidenzexperiment verwendet. Für jedes Koinzidenzereignis wurden die γ -Energien, die γ -Zeiten relativ zum Strahlimpuls, die Detektorkombination und die Multiplizitätsinformation gespeichert. In diesem Experiment wurden $1.2 \cdot 10^8$ Compton-unterdrückte Ereignisse gemessen. Bei 60% der Ereignisse sprach mindestens ein Multiplizitätsdetektor an.

II.1.2: Auswertung der γ - γ -Koinzidenzen

Zunächst wurden Energien und Zeiten der einzelnen Ereignisse von verschiedenen Detektorkombinationen auf eine gemeinsame Standardkalibrierung umgeiecht. Dann wurden für die Analyse der γ - γ -Koinzidenzen zwei Matrizen sortiert, (i) eine E_γ - E_γ -Matrix ohne Zusatzbedingung und (ii) eine E_γ - E_γ -Matrix mit promptem Zeitfenster und der Bedingung, daß mindestens ein Multiplizitätsszintillator angesprochen hat. Setzt man auf einer Matrixachse ein Energiefenster auf eine Linie und projiziert alle Ereignisse in diesem Fenster auf die andere Achse, so erhält man ein Koinzidenzspektrum, daß alle Übergänge enthält, die mit der Linie im Fenster koinzident sind. Durch das Setzen von Untergrundfenstern können Untergrundspektren erzeugt und von dem Koinzidenzspektrum subtrahiert werden. Durch die Analyse von untergrundkorrigierten Koinzidenzspektren wurde das Zerfallsschema von ^{186}Pt aufgestellt. Im unteren Spinbereich bietet die Matrix (ii) Vorteile, da die Spektren weniger Untergrund, hervorgerufen durch verzögerte γ -Quanten, Neutronen und radioaktiven Zerfall aufweisen. Im oberen Spinbereich und insbesondere für die Analyse der hochenergetischen γ -Linien (hier gibt es wenig Untergrund) liefert Matrix (i) wegen der besseren Statistik gute Information.

II.1.3: E_γ - E_γ -Winkelkorrelation (DCO-Verhältnisse)

Für die Bestimmung der γ -Multipolaritäten und damit der Spins wurden DCO-Verhältnisse (directional correlations from oriented states) ausgewertet. Die grundlegende Idee ist die gleiche wie in I.1.1.7 beschrieben. Man bildet hier eine E_γ vs. E_γ -Matrix, in der für das Ereignis $(E_\gamma(36^\circ), E_\gamma(93^\circ))$ das γ -Quant mit der Energie $E_\gamma(36^\circ)$ (entsprechend Matrixachse 1) in einem Detektor unter 36° relativ zur Strahlachse und das γ -Quant mit der Energie $E_\gamma(93^\circ)$ (entsprechend Matrixachse 2) in einem Detektor unter 93° relativ zum Strahl gemessen wurde. Das DCO-Verhältnis für zwei koinzidente Linien mit den Energien $E_{\gamma 1}$ und $E_{\gamma 2}$ ist dann definiert

$$R_{\text{DCO}} = \frac{I(E_{\gamma 1}(36^\circ), E_{\gamma 2}(93^\circ))}{I(E_{\gamma 2}(36^\circ), E_{\gamma 1}(93^\circ))}$$

durch das Intensitätsverhältnis zweier zweidimensionaler Linien in der Matrix, die symmetrisch zu Hauptdiagonalen liegen [40]. Die Intensität $I(E_{\gamma 1}(36^\circ), E_{\gamma 2}(93^\circ))$ hängt sowohl von der Winkelverteilung, hervorgerufen durch die Ausrichtung der Kerne in einer Ebene senkrecht zur Strahlachse, als auch von der γ - γ -Winkelkorrelation, hervorgerufen durch die zusätzliche Festlegung einer Quantisierungsachse durch den ersten Koinzidenzdetektor, ab. Für hohe Spins kürzt sich jedoch im DCO-Verhältnis der zweite Effekt heraus [39], so daß annähernd gilt:

$$R_{\text{DCO}}(\gamma_1, \gamma_2) \approx \frac{WV(E_{\gamma_1}(36^\circ) \cdot WV(E_{\gamma_2}(93^\circ))}{WV(E_{\gamma_2}(36^\circ) \cdot WV(E_{\gamma_1}(93^\circ))}$$

Wobei WV die Winkelverteilung relativ zur Strahlachse für Einzelspektren ist. Mit Hilfe dieser näherungsweise gültigen Gleichung kann man aus dem DCO-Verhältnis einer Linie (γ_2) mit zwei anderen Linien (γ_1, γ_3) das DCO-Verhältnis zwischen diesen beiden Linien ermitteln:

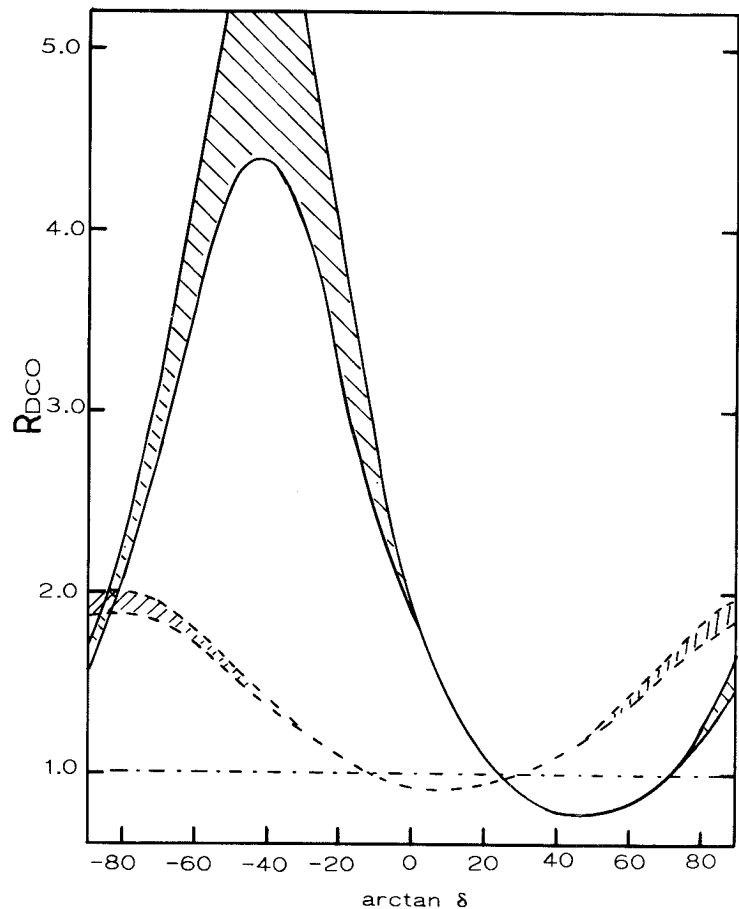
$$R_{\text{DCO}}(\gamma_1, \gamma_3) \approx R_{\text{DCO}}(\gamma_1, \gamma_2) \cdot R_{\text{DCO}}(\gamma_2, \gamma_3)$$

Will man die Multipolarität des γ_2 -Überganges bestimmen, so sollte die Multipolarität des γ_1 -Überganges bekannt sein. In unseren Auswertungen wurde als Referenzübergang immer ein gestreckter Quadrupolübergang gewählt. In einigen wenigen Fällen war dies nicht möglich. In diesen Fällen wurde das gewonnene DCO-Verhältnis, unter Ausnutzung der obigen Beziehung, auf einen gestreckten Quadrupolübergang als Referenz umnormiert. Für die Detektoranordnung dieses Experimentes und unter Voraussetzung einer gaußförmigen Bevölkerungsverteilung der m-Unterzustände um $m=0$ (Strahlachse als Quantisierungsachse) mit einer Weite von $\sigma/I=0.25$ bis 0.30 [58] wurden mit dem Programm aus Ref. [40] DCO-Verhältnisse berechnet. Als Referenzübergang wurde immer ein gestreckter Quadrupolübergang gewählt. Für den zweiten Übergang wurde angenommen (i) ein gestreckter Quadrupolübergang, (ii) ein gemischter $\Delta I=1$ Übergang und (iii) ein gemischter $\Delta I=0$ Übergang. Als Mischung wurde eine Dipol-Quadrupolmischung parametrisiert durch den Mischungsparameter δ angenommen, wobei δ das Verhältnis der Dipol- zur Quadrupolamplitude ist. Die Ergebnisse sind in Bild 21 dargestellt. Das DCO-Verhältnis wurde gegen $\text{ARCTAN}(\delta)$ aufgetragen. Die ungemischten Übergänge ergeben sich als Spezialfälle $\text{ARCTAN}(\delta)=0^\circ$ bzw. 90° . Der schraffierte Bereich zwischen den Kurven für $\sigma/I=0.25$ und 0.30 wurde als möglicher Lösungsbereich in den Auswertungen berücksichtigt.

Die experimentell bestimmten DCO-Verhältnisse müssen im allgemeinen mit einer Ansprechwahrscheinlichkeitskorrektur multipliziert werden, da die γ -Quanten unter 93° mit anderen Detektoren gemessen werden als die γ -Quanten unter 36° . Aus bekannten gestreckten E2-Übergängen in ^{186}Pt und seinen Nachbarkernen wurde der Korrekturfaktor ermittelt. Für Energien $\geq 380\text{keV}$ beträgt dieser Faktor 1, da sich für hohe Energien die Ansprechwahrscheinlichkeiten beider Detektorgruppen nur durch einen konstanten, energieunabhängigen Faktor unterscheiden, der sich beim Bilden des DCO-Verhältnisses herauskürzt. Bei niedrigen Energien nehmen die Ansprechwahrscheinlichkeitskurven jedoch abhängig von Absorptionsmaterialien vor den Detektoren und elektronischen Schwellen sehr verschieden mit der Energie ab, so daß eine Korrektur des experimentellen DCO-Verhältnisses notwendig ist.

Bild 21

Berechnete DCO-Verhältnisse für Detektor 1 unter 36° und Detektor 2 unter 93° relativ zur Strahlachse. Der erste γ -Übergang ist immer ein gestreckter Quadrupolübergang. Der zweite γ -Übergang ist ebenfalls ein gestreckter Quadrupolübergang (Strich-Punkt-Linie), ein $\Delta I = 1$ Dipolübergang mit Quadrupolbeimischung (durchgezogene Linie) oder ein $\Delta I = 0$ Dipolübergang mit Quadrupolbeimischung (gestrichelte Linie) wurde $0.25 \leq \sigma/I \leq 0.30$ angenommen.



Die DCO-Verhältnisse lassen manchmal eine mehrdeutige Interpretation für die Multipolarität des Überganges zu. Trotzdem bietet diese Methode erhebliche Vorteile gegenüber Winkelverteilungsmessungen. Da das DCO-Verhältnis aus Compton-unterdrückten Koinzidenzspektren großer statistischer Genauigkeit bestimmt wird, ist diese Methode auch anwendbar für Multipletts, die in Einzelspektren nicht aufgelöst werden können und erbringt noch Resultate für schwache Linien, deren Intensität in Einzelspektren wegen des stark erhöhten Untergrundes nicht mehr bestimmt werden kann.

II.1.4: Lebensdauerbestimmungen

Um Lebensdauern in ^{186}Pt bestimmen oder abschätzen und um verzögerte γ -Spektren erzeugen zu können, wurde eine $(E_{\gamma 1} - E_{\gamma 2} - t_{\gamma 2}\text{-Strahlimpuls})$ -Matrix sortiert. Die Zeit wurde hierbei in 4.8 ns breite Fenster unterteilt. Bei Analyse von γ - γ -t-Matrizen hat erhebliche Vorteile gegenüber γ -t-Matrizen: Durch setzen eines Energiefensters auf einen Übergang oberhalb des zu untersuchenden Niveaus oder auf einen, der dieses

direkt entvölkert, kann man die Zerfallskurve des Zustandes in jedem Übergang unterhalb dieses Zustandes studieren und seitliche Bevölkerung zu tieferliegenden Niveaus ausschließen. Hierdurch ist es oft möglich, für die Lebensdauerauswertung hochenergetische Linien im Zerfall des Isomers zu wählen, für die die Ge-Detektoren eine viel bessere Zeitauflösung zeigen als für niederenergetische Linien. Außerdem kann man durch Setzen des Energiefensters auf die erste Energie einen Satz vollständiger E_γ -Koinzidenzspektren gehörend zu verschiedenen Zerfallszeiten erzeugen. Diese Spektren sind natürlich viel sauberer als E_γ -Einzelspektren. In diesen Spektren können Multipletts erkannt werden und durch Pulsformanalyse aufgelöst werden. Schließlich wird die Subtraktion von promptem Untergrund verbessert. Beim Setzen des ersten Energiefensters werden ebenfalls Untergrundfenster gesetzt. Man erhält untergrundsubtrahierte E_γ -Koinzidenzspektren korrespondierend zu verschiedenen Zerfallszeiten. In diesen Spektren werden die Linienintensitäten unter Berücksichtigung des verbliebenen Untergrundes bestimmt. Hierdurch ist eine vollständige Subtraktion des prompten Untergrundes in zwei Dimensionen gewährleistet. Da Linien und Untergrund auf zwei Dimensionen aufgeteilt sind, ist die Linienintensitäts- und die Untergrundbestimmung wesentlich unproblematischer als in Einzelspektren mit erheblich höherer Liniendichte.

Lebensdauern können durch die Analyse der exponentiellen Zerfallskurve des Isomers ermittelt werden. Aufgrund der endlichen Detektorauflösung erhält man jedoch auch für einen prompten γ -Zerfall ein Zeitspektrum $I(t)$ endlicher Breite, dessen Breite mit ansteigender Energie abnimmt. Die im Experiment beobachtete Zerfallskurve ergibt sich als Faltung der Zerfallskurve des Zustandes mit dieser "prompten" Kurve. Für die Lebensdauerbestimmung wird der Logarithmus der Zerfallslinienintensität gegenüber der Zeitachse aufgetragen und aus der Steigung die Lebensdauer bestimmt. Die Steigung dieser Kurve wird für größere Lebensdauern ($t_{1/2} \gtrsim 5 \text{ ns}$) nur im Anfangsbereich durch die Faltung gestört. Für Lebensdauern, die klein sind gegenüber der Breite der prompten Ansprechkurve des Detektors, beobachtet man nicht den exponentiellen Schwanz der Zerfallskurve, sondern stellt lediglich eine Zentrumsverschiebung (centroid shift method) der $I(t)$ -Kurve (um die Lebensdauer τ) fest. Um kurze Lebensdauern abschätzen zu können, haben wir in diesem Experiment für den Zerfall uns interessierender Niveaus das Intensitätsverhältnis $I(t=4.8 \text{ ns})/I(t=0 \text{ ns})$ der entsprechenden Zerfallslinien mit dem entsprechenden Verhältnis für prompte und bekannte verzögerte Linien verglichen. Dieses Verhältnis wird durch eine positive Zentrumsverschiebung der Zerfallskurve vergrößert. Wir konnten hierdurch obere Grenzen für Lebensdauern einiger Niveaus abschätzen.

II.2: Die experimentellen Ergebnisse in ^{186}Pt

II.2.1: Das Niveauschema

Aus den Koinzidenzdaten dieser Arbeit konnte ein umfangreiches Niveauschema für ^{186}Pt aufgestellt werden. Bild 22 zeigt das vollständige in diesem Experiment beobachtete Zerfallsschema. Die detaillierte Arbeit, die nach Auswertung der verschiedenen Koinzidenzspektren zur Aufstellung des Energieschemas führten, werden nicht im einzelnen beschrieben. Da in einer $(\alpha, 6n)$ -Reaktion immer auch viele andere Reaktionskanäle ($4n-7n$, $\alpha 2n$...) auftreten, mußte insbesondere auf Doppel- und Dreifachlinien geachtet werden. Ein γ -Übergang wurde erst dann als gesichert angenommen, wenn er in mindestens zwei bis drei Koinzidenzspektren (in denen er aus Koinzidenzgründen zu sehen sein sollte) beobachtet wurde. Um Doppellinien mit kleinen Abweichungen in der Energie auszuschließen, wurde auch immer das Koinzidenzspektrum, entstanden durch Setzen eines Fensters auf den neuen Übergang, untersucht. Die Reihenfolge der Niveaus kann in einer $(\alpha, 6n)$ -Reaktion im allgemeinen erfolgreich aus den zu größeren Spins hin abnehmenden Intensitäten in einer Bande, hervorgerufen durch die starke seitliche Bevölkering jedes Niveaus (side feeding), geklärt werden. Im unteren Spinbereich war dies wegen des stark verzweigten Zerfalls erschwert. Hier halfen die Verzweigungen im Niveauschema selbst die Lage der Niveaus festzulegen. Im Anhang sind einige Koinzidenzspektren zu sehen. Sie sollen die Qualität der Daten demonstrieren. Die Spektren zeigen immer Koinzidenzspektren zu Übergängen innerhalb einer Bande. In den Spektren sind Übergänge innerhalb und Übergänge im Zerfall der entsprechenden Bande zu sehen. Die aus den Koinzidenzdaten gewonnen Intensitäten relativ zum $4^+ \rightarrow 2^+$ Yrastübergang sind in Tabelle 3 zusammengefaßt. Im Rahmen dieser Arbeit wurden 13 Rotationsbanden beobachtet. Sie sind im Bild 22 entsprechend ihren zugeordneten Konfigurationen mit Laufindizes versehen.

II.2.2: DCO-Verhältnisse

Die im Experiment gewonnenen mittleren DCO-Verhältnisse jeweils bezogen auf gestreckte Quadrupolübergänge als ersten Übergang sind in Tabelle 3 angegeben. Legen Energie-, Intensitäts- und Verzweigungsverhältnisse die Zugehörigkeit eines Übergangs zu einer Rotationsbande nahe, so wurde bei einem DCO-Verhältnis von 1.0 dieser als gestreckter Quadrupolübergang interpretiert und ein Spinzuwachs von zwei Einheiten zum nächst höheren Bandenniveau angenommen. Bei Interbandübergängen (oder Übergängen, die als solche interpretiert werden können) werden alle im Rahmen der DCO-Verhältnisse möglichen Multipolaritäten und Spinzuweisungen diskutiert.

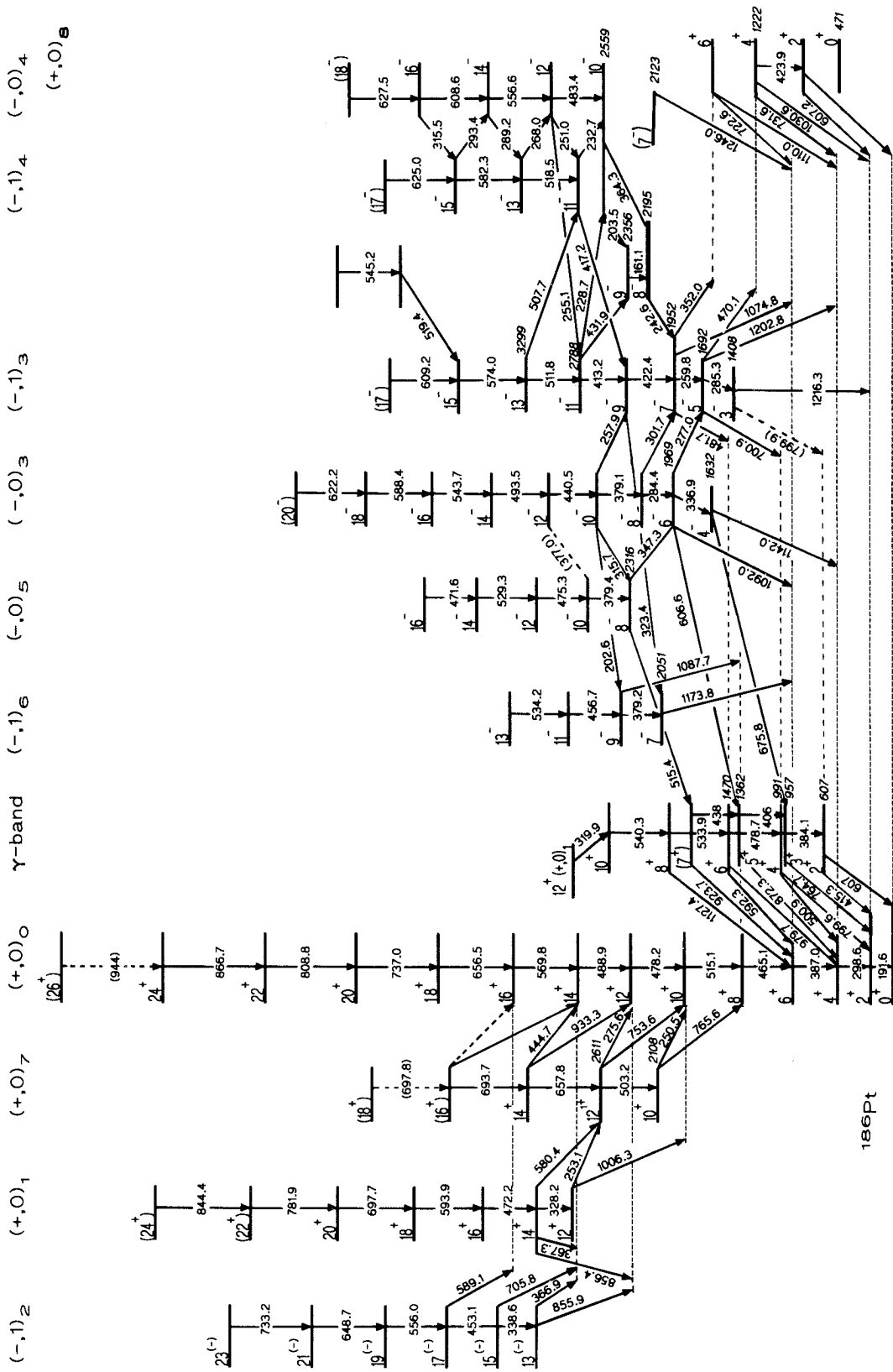


Bild 22 : In dieser Arbeit beobachtetes Niveauschema von 186 Pt

Tabelle 3: γ -Intensitäten relativ zum $4^+ \rightarrow 2^+$ und DCO-Verhältnisse in ^{186}Pt

Übergang [keV]	I_γ rel. $4^+ \rightarrow 2^+$	RDCO	$I_{\pi_1}^{\pi_1} \rightarrow I_{\pi_2}^{\pi_2}$
161.1	2.69 ± 0.16	2.08 ± 0.14	$9^- \quad 8^-$
170.6 *	0.84 ± 0.07	1.10 ± 0.24	$(7^-) \quad 7^- (2123 \rightarrow 1952)$
191.6	76 ± 4	1.02 ± 0.02	$2^+ \quad 0^+$
202.6	0.48 ± 0.15	/	$10^- \quad 9^-$
203.5	3.5 ± 0.3	2.45 ± 0.15	$10^- \quad 9^-$
228.7	1.5 ± 0.2	2.35 ± 0.23	$11^- \quad 10^-$
232.7	1.04 ± 0.08	2.32 ± 0.34	$11^- \quad 10^-$
242.6	4.98 ± 0.26	1.23 ± 0.06	$8^- \quad 7^-$
250.5	2.10 ± 0.15	/	$10^+ \quad 10^+$
251.0	0.53 ± 0.13	1.74 ± 0.50	$12^- \quad 11^-$
252.2 *	0.64 ± 0.12	0.68 ± 0.25	$9^- \quad (7^-) (2374 \rightarrow 2123)$
253.1	0.59 ± 0.09	/	$12^+ \quad 12^+$
255.1	0.91 ± 0.07	1.78 ± 0.43	$12^- \quad 11^-$
257.9	1.22 ± 0.21	3.3 ± 0.6	$10^- \quad 9^-$
259.8	5.96 ± 0.31	1.0 ± 0.06	$7^- \quad 5^-$
268.0	0.82 ± 0.13	3.10 ± 0.65	$13^- \quad 12^-$
275.6	1.03 ± 0.11	/	$12^+ \quad 12^+$
277.0	0.64 ± 0.06	/	$6^- \quad 5^-$
284.1	0.93 ± 0.08	1.05 ± 0.15	$8^- \quad 6^-$
285.3	0.54 ± 0.14	/	$5^- \quad 3^-$
289.2	0.86 ± 0.13	2.6 ± 1.0	$14^- \quad 13^-$
293.4	0.55 ± 0.15	3.2 ± 1.3	$15^- \quad 14^-$
298.6	100	1.03 ± 0.02	$4^+ \quad 2^+$
301.7	4.5 ± 0.5	0.98 ± 0.16	$8^- \quad 7^-$
315.5	0.3 ± 0.1	/	$16^- \quad 15^-$
315.7	0.48 ± 0.08	/	$10^- \quad 8^-$
319.9	0.42 ± 0.08	1.07 ± 0.33	$12^+ \quad 10^+$
323.4	0.74 ± 0.08	1.08 ± 0.22	$9^- \quad 7^-$
328.2	1.70 ± 0.22	2.08 ± 0.14	$14^+ \quad 12^+$
336.9	0.80 ± 0.10	0.92 ± 0.15	$6^- \quad 4^-$
338.6	1.21 ± 0.17	/	$15^- \quad 13^-$
347.3	2.16 ± 0.15	1.09 ± 0.07	$8^- \quad 6^-$

Übergang [keV]	I_{γ} rel. $4^+ \rightarrow 2^+$	RDCO	$I_{\pi_1}^{\pi_1} \rightarrow I_{\pi_2}^{\pi_2}$
352.0	1.39 ± 0.12	1.50 ± 0.25	$7^- \quad 6^+$
364.3	0.8 ± 0.3	0.81 ± 0.30	$10^- \quad 8^-$
366.9	0.28 ± 0.09	/	$13^{(-)} \quad 14^+$
367.3	0.27 ± 0.09	/	$14^+ \quad 14^+$
(377.0)	0.89 ± 0.15	/	$12^- \quad 10^-$
379.1		1.09 ± 0.06	$10^- \quad 8^-$
379.2	7.58 ± 0.38	1.02 ± 0.20	$9^- \quad 7^-$
379.4		1.10 ± 0.09	$10^- \quad 8^-$
384.1	1.23 ± 0.12	0.91 ± 0.14	$4^+ \quad 2^+$
387.0	92.5 ± 4.6	0.99 ± 0.02	$6^+ \quad 4^+$
406.7	0.6 ± 0.2	/	$5^+ \quad 3^+$
413.1	2.44 ± 0.16	0.96 ± 0.08	$11^- \quad 9^-$
415.3	1.91 ± 0.13	1.56 ± 0.41	$2^+ \quad 2^+$
417.2	3.21 ± 0.19	1.08 ± 0.06	$11^- \quad 9^-$
422.2	3.62 ± 0.21	0.95 ± 0.08	$9^- \quad 7^-$
423.9	0.5 ± 0.1	/	$4^+ \quad 2^+$
431.9	1.12 ± 0.11	0.98 ± 0.13	$11^- \quad 9^-$
438.2	1.56 ± 0.12	/	$(7^+) \quad 5^+$
440.5	5.80 ± 0.31	0.95 ± 0.06	$12^- \quad 10^-$
444.7	0.92 ± 0.10	1.08 ± 0.25	$14^+ \quad 14^+$
453.1	2.62 ± 0.16	/	$17^- \quad 15^-$
456.7	1.8 ± 0.2	1.00 ± 0.14	$11^- \quad 9^-$
465.3	68.0 ± 3.4	0.99 ± 0.02	$8^+ \quad 6^+$
470.1	1.58 ± 0.14	/	$5^- \quad 4^+$
471.6	0.56 ± 0.12	1.02 ± 0.13	$16^- \quad 14^-$
472.2	4.24 ± 0.24	1.06 ± 0.09	$16^+ \quad 14^+$
475.3	1.3 ± 0.3	0.92 ± 0.08	$12^- \quad 10^-$
478.2	37.8 ± 1.9	1.02 ± 0.02	$12^+ \quad 10^+$
478.7	< 3	1.10 ± 0.19	$6^+ \quad 4^+$
481.7	2.20 ± 0.15	0.85 ± 0.15	$7^- \quad 6^+$
483.4	2.16 ± 0.20	0.76 ± 0.13	$12^- \quad 10^-$
488.9	21.9 ± 1.1	1.00 ± 0.02	$14^+ \quad 12^+$
493.6	3.52 ± 0.21	1.03 ± 0.06	$14^- \quad 12^-$

Übergang [keV]	I_{γ} rel. $4^+ \rightarrow 2^+$	RDCO	$I_1^{\pi} \rightarrow I_2^{\pi}$	
500.9	1.88 ± 0.25	1.83 ± 0.27	4^+	4^+
503.2	1.66 ± 0.15	/	12^+	10^+
507.7	0.8 ± 0.13	1.02 ± 0.19	13^-	11^-
511.8	3.0 ± 0.6	1.08 ± 0.13	13^-	11^-
515.1	53.2 ± 2.7	1.04 ± 0.02	10^+	8^+
515.4	≤ 1.1	1.9 ± 1.1	8^-	(7^+)
518.5	1.9 ± 0.4	0.91 ± 0.12	13^-	11^-
519.4	0.7 ± 0.2	0.71 ± 0.23		15^-
529.4	0.95 ± 0.25	0.97 ± 0.11	14^-	12^-
533.9	2.66 ± 0.20	0.94 ± 0.25	8^+	6^+
534.2	0.63 ± 0.16	1.06 ± 0.26	13^-	11^-
540.3	0.95 ± 0.13	1.06 ± 0.21	10^+	8^+
543.3	2.97 ± 0.19	1.07 ± 0.07	16^-	14^-
545.2	0.35 ± 0.12	/		
556.0	2.30 ± 0.15	1.05 ± 0.11	$19^{(-)}$	$17^{(-)}$
556.6	1.88 ± 0.15	1.08 ± 0.14	14^-	12^-
(568)	/	/	(16^+)	16^+
569.8	12.12 ± 0.63	0.98 ± 0.02	16^+	14^+
574.0	2.99 ± 0.20	0.92 ± 0.09	15^-	13^-
580.4	3.30 ± 0.30	1.01 ± 0.05	14^+	12^-
582.3	1.33 ± 0.27	1.15 ± 0.16	15^-	13^+
588.4	0.94 ± 0.10	1.00 ± 0.13	18^-	16^-
589.1	1.57 ± 0.24	1.92 ± 0.17	$17^{(-)}$	16^+
592.3	1.5 ± 0.45	1.36 ± 0.47	6^+	6^+
593.9	2.27 ± 0.23	1.03 ± 0.14	18^+	16^+
606.6	2.11 ± 0.18	1.70 ± 0.22	6^-	5^+
607		/	2^+	0^+
607.2	/	/	2^+	2^+
608.6	1.5 ± 0.3	0.95 ± 0.16	16^-	14^-
609.2	3.05 ± 0.21	1.27 ± 0.28	(17^-)	15^-
622.0	$0.38 - 0.06$	$1.23 - 0.43$	(20^-)	18^-
625.0	0.51 ± 0.12	0.92 ± 0.27	(17^-)	15^-
627.7	0.58 ± 0.16	0.95 ± 0.25	(18^-)	16^-

Übergang [keV]	I_{γ} rel. $4^+ \rightarrow 2^+$	RDCO	$I_{\pi_1}^{\pi} \rightarrow I_{\pi_2}^{\pi}$
648.7	1.09 ± 0.12	1.01 ± 0.10	$21^{(-)} 19^{(-)}$
656.5	7.1 ± 0.5	0.96 ± 0.03	$18^+ 16^+$
657.8	2.16 ± 0.15	0.92 ± 0.09	$14^+ 12^+$
675.8	0.61 ± 0.12	1.46 ± 0.35	$4^- 3^+$
693.7	2.42 ± 0.18	1.22 ± 0.29	$(16^+) 14^+$
697.7	1.43 ± 0.18	1.00 ± 0.23	$20^+ 18^+$
697.8	2.82 ± 0.19	/	$(18^+) (16^+)$
700.9	0.97 ± 0.11	1.4 ± 0.4	$5^- 4^+$
705.8	3.13 ± 0.18	1.92 ± 0.15	$15^{(-)} 14^+$
722.6	1.86 ± 0.17	0.88 ± 0.13	$6^+ 6^+$
731.6	0.5–1.0	/	$4^+ 4^+$
733.2	0.47 ± 0.09	1.15 ± 0.21	$23^{(-)} 21^{(-)}$
737.0	2.40 ± 0.18	0.96 ± 0.13	$20^+ 18^+$
753.6	6.41 ± 0.37	0.98 ± 0.05	$12^+ 10^+$
764.7	0.9–2.2	/	$3^+ 2^+$
765.6	4.87 ± 0.18	1.04 ± 0.05	$10^+ 8^+$
781.9	0.40 ± 0.14	1.05 ± 0.39	$(22^+) 20^+$
799.6	1.45 ± 0.27	/	$4^+ 2^+$
(799.9)	1.51 ± 0.15	/	$3^- 2^+$
808.8	0.8–1.5	0.94 ± 0.10	$22^+ 20^+$
844.4	0.08 ± 0.05	/	$(24^+) (22^+)$
855.9	1.32 ± 0.18	1.81 ± 0.17	$13^{(-)} 12^+$
856.4	1.25 ± 0.14	1.05 ± 0.18	$14^+ 12^+$
866.7	0.32 ± 0.13	1.12 ± 0.23	$24^+ 22^+$
872.3	2.74 ± 0.19	1.05 ± 0.09	$5^+ 4^+$
923.7	1.40 ± 0.13	1.1 ± 0.2	$(7^+) 6^+$
933.3	1.18 ± 0.12	1.24 ± 0.16	$14^+ 12^+$
944	/	/	$(26^+) 24^+$
979.7	1.25 ± 0.25	/	$6^+ 4^+$
1006.3	1.23 ± 0.12	1.01 ± 0.14	$12^+ 10^+$
1030.6	1.41 ± 0.14	/	$4^+ 2^+$
1074.8	8.05 ± 0.43	1.73 ± 0.06	$7^- 6^+$
1087.7	1.56 ± 0.13	1.83 ± 0.18	$9^- 8^+$

Übergang [keV]	I_{γ} rel. $4^+ \rightarrow 2^+$	RDCO	$I_1^{\pi} \rightarrow I_2^{\pi}$
1092.0	0.3 ± 0.1	/	$6^- \quad 6^+$
1110.0	< 0.65	/	$6^+ \quad 4^+$
1127.4	1.03 ± 0.13	1.62 ± 0.46	$8^+ \quad 6^+$
1138	/	/	$(16^+) \quad 14^+$
1142.0	0.33 ± 0.12	/	$4^- \quad 4^+$
1173.8	2.57 ± 0.19	1.74 ± 0.15	$7^- \quad 6^+$
1202.8	5.88 ± 0.33	1.71 ± 0.08	$5^- \quad 4^+$
1216.3	0.94 ± 0.10	/	$3^- \quad 2^+$
1246.0	0.92 ± 0.12	/	$(8^+) \quad 6^+$

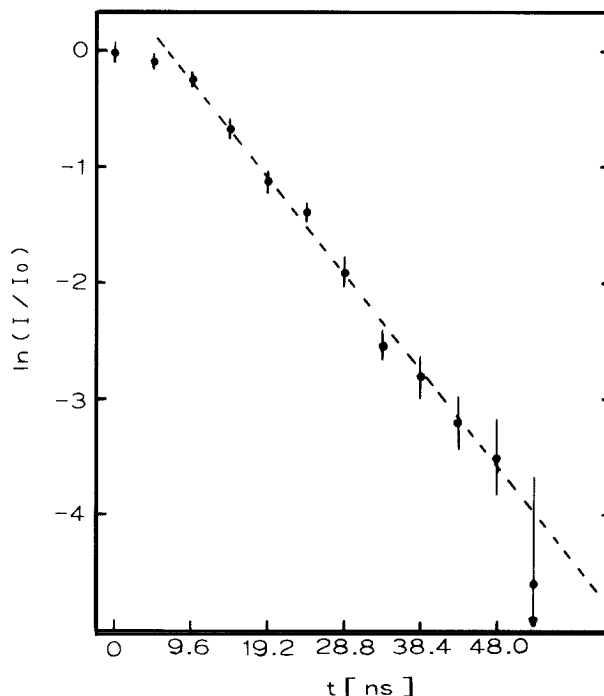
* nicht im Niveauschema eingezeichnet

II.2.3: Lebensdauern

Die Lebensdauer des von Richter et al. [25] gefundenen 8^- -Isomers mit einer Anregungsenergie von 2195 keV wurde neu bestimmt. Aus den γ - γ -t-Daten wurde der zeitliche Intensitätsverlauf der 1074.8 keV-Linie in einem Spektrum in Koinzidenz mit dem 242.4 keV -Übergang bestimmt. Zuvor wurde durch ein Energiefenster auf den 422.4 keV-Übergang bestätigt, daß der 7^- -Zustand bei 1952 keV, in Übereinstimmung mit Richters Messungen ($t_{1/2} = 0.08$ ns), keine elektronisch meßbare Lebensdauer besitzt. Bild 23 zeigt den natürlichen Logarithmus der relativen Intensität $\ln(I(t)/I(t=0))$, aufgetragen gegenüber der Zeit, für den 1074.8 keV-Übergang im 242.7 keV-Koinzidenzspektrum. Unter der Annahme, daß $I(t) = I_0 \cdot e^{-t/\tau}$ ist, wurde eine Gerade durch die Meßpunkte gelegt, und aus der Steigung der Geraden wurde die Halbwertszeit zu $t_{1/2} = \ln 2 \cdot \tau$ bestimmt. Es ergibt sich $t_{1/2} (8^-) = 8.0 \pm 1.3$ ns. Dies ist ein verbesserter Wert im Vergleich zur Messung von Richter et al., der $t_{1/2} = 4.6$ ns jedoch ohne Fehler angibt. Bei der dort verwendeten Meßmethode konnten jedoch keine Lebensdauern mit $t_{1/2} > 10$ ns bestimmt werden. Entsprechend groß sind die zu erwartenden Fehler im Grenzbereich der Meßmethode. Das in dieser Arbeit erzielte Resultat war durch die γ - γ -t-Koinzidenzmethode leicht zu erreichen. In einer γ -t-Analyse wäre die Analyse durch die schlechte Detektorzeitauflösung bei 243 keV bzw. durch seitliche Bevölkering oberhalb des 1074.8 keV -Übergangs erschwert worden.

Bild 23

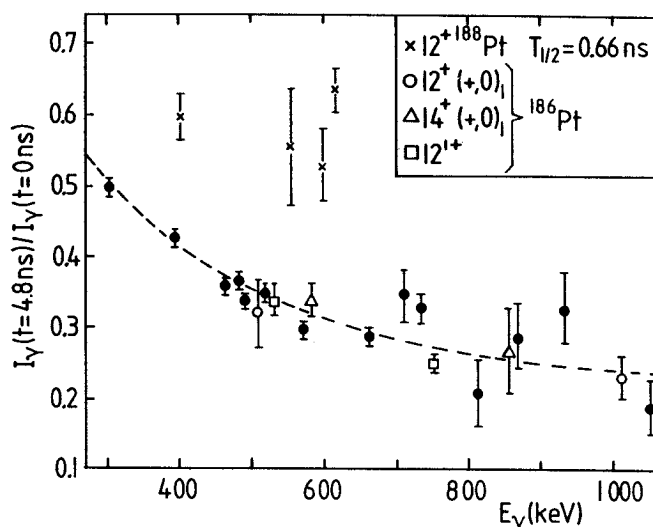
Natürlicher Logarithmus der relativen Intensität $I(t)/I(0)$ aufgetragen gegenüber der Zeit für den 1074.8 keV Übergang im Koinzidenzspektrum des 242.6 keV -Überganges.



Um obere Grenzen für die Lebensdauern einiger Niveaus zu bestimmen, wurde, wie in II.1.4 beschrieben, das Verhältnis $I(t=4.8\text{ns})/I(t=0)$ für den Zerfall etlicher Niveaus in ^{186}Pt und ^{188}Pt gegen die γ -Energie der Zerfallslinien aufgetragen. Bild 24 zeigt das Resultat. Die schwarzen Punkte repräsentieren prompte Linien in ^{186}Pt . Für prompte Übergänge ergibt sich ein abfallender Kurvenverlauf mit steigender Energie, hervorgerufen durch eine leichte Verschiebung des Zeitkurvenzentrums mit der Energie und die bessere Zeitauflösung der Detektoren für höhere Energien. Um einen Referenzpunkt für verzögerte

Bild 24

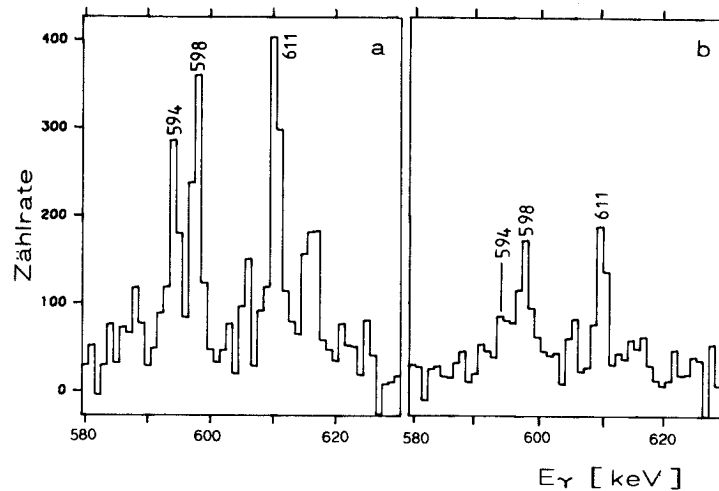
Verhältnis der γ -Intensität zur Zeit $t=4.8\text{ ns}$ dividiert durch die Intensität zur Zeit $t=0$ aufgetragen gegenüber der γ -Übergangsenergie. Die ausgefüllten Punkte repräsentieren prompte γ -Übergänge in ^{186}Pt . Dieses Intensitätsverhältnis ist ein Maß für die Zentrumsverschiebung der Zerfallskurve.



Übergänge zu erhalten, wurde das bekannte 12^+ -Isomer, $t_{1/2} = 0.66 \pm 0.04\text{ ns}$ bei einer Anregungsenergie von 2810 keV, in ^{188}Pt [25] analysiert. Bild 25a/b zeigt das zum 329 keV -Übergang koinzidente Spektrum zur Zeit $t=0$ (a) und zur Zeit $t=4.8\text{ ns}$ (b). Dieser Übergang befindet sich direkt über dem 12^+ -Isomer in ^{188}Pt . Da es in ^{186}Pt ebenfalls einen 328.2 keV -Übergang zwischen den $14^+ (+,0)_1$ und $12^+ (+,0)_1$ -Niveaus gibt, sieht man in dem Spektrumsausschnitt sowohl die prompte 593.9 keV -Linie aus der $(+,0)_1$ -Bande in ^{186}Pt als auch zwei Linien (598, 610 keV) aus dem Zerfall des Isomers in ^{188}Pt (beides $8^+ \rightarrow 6^+$ Übergänge). Vergleicht man das Spektrum zur Zeit $t=4.8\text{ ns}$ (b) mit dem Spektrum zur Zeit $t=0$ (a), so sieht man, daß die prompte Linie bei 594 keV in (b) viel stärker abgeschwächt wurde als die verzögerten Linien bei 598 und 610 keV. Dieses Verhalten spiegeln die 4 mit x markierten Punkte in Bild 24 deutlich wider. Aufgrund dieses Resultates konnten wir die Lebensdauern des 12^+ (offene Kreise) und 14^+ (offene Dreiecke) -Zustandes der $(+,0)_1$ -Bande und des 12^+ -Zustandes der $(+,0)_7$ -Bande (offenen Quadrate), die auf der prompten Kurve liegen, sicher auf $t_{1/2} \leq 0.5\text{ ns}$ abschätzen.

Bild 25

Spektrum in Koinzidenz zum
329 keV -Übergang zur Zeit
 $t = 0$ (a) und $t = 4.8$ ns (b).
Markiert ist eine prompte
Linie bei 594 keV und zwei
Linien im Zerfall eines Iso-
mers mit $t_{1/2} = 0.66$ ns
(598 und 611 keV).



II.2.4: Spin und Paritätszuordnung

Im folgenden Kapitel werden die Spin- und Paritätszuordnungen der einzelnen Banden diskutiert. Die Banden werden durch Parität π , Signatur α und einen Laufindex i gekennzeichnet: $(\pi, \alpha)_i$. Zustände mit geradem Spin haben Signatur 0, Zustände mit ungeradem Spin haben Signatur 1.

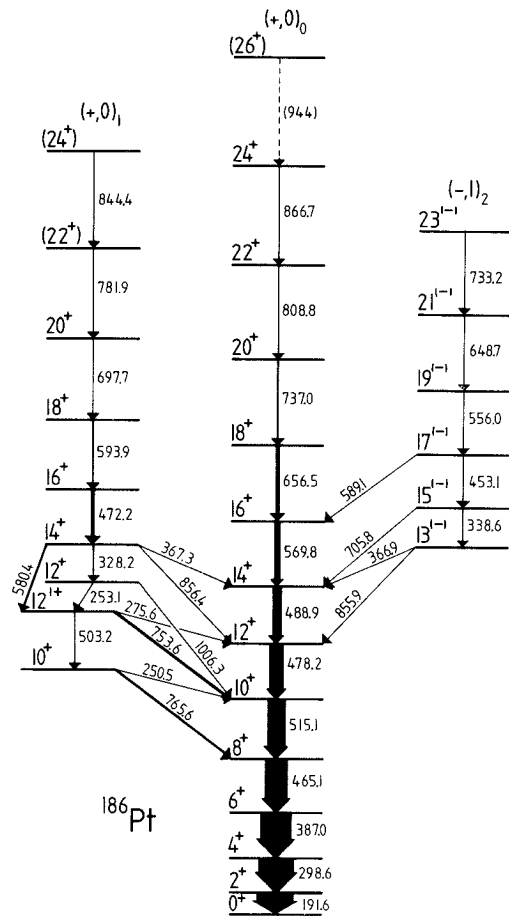
— Die Yrastbande $(+,0)_0$

In der Yrastbande konnten die DCO-Verhältnisse mit hoher Genauigkeit bestimmt werden. Alle Werte sind in guter Übereinstimmung mit den erwarteten Werten für gestreckte Quadrupolübergänge. Das DCO-Verhältnis für den $24^+ \rightarrow 22^+$ (866.3 keV) -Übergang ist mit einem gestreckten Quadrupolübergang im Einklang, schließt jedoch einen gestreckten reinen Dipolübergang eindeutig aus. Unter Berücksichtigung der Energiesystematik (siehe z.B. in Abschnitt II.3.3.1 das Drehimpulsausrichtungsverhalten) wurde der Spin 24^+ als gesichert angenommen. Der gestrichelt markierte Übergang zu Spin (26^+) ist zu schwach, um das DCO-Verhältnis bestimmen zu können.

— Die $(+,0)_1$ -Bande

Bild 26 zeigt ein Teilniveauschema von ^{186}Pt . Dargestellt sind nur die Yrastbande, die $(+,0)_1$ -Bande, die $(-,1)_2$ -Bande und einige weitere Niveaus, die für die Spin- Paritätszuordnung dieser Banden nützlich sind. Für die Spins in der $(+,0)_1$ -Bande sind unter Berücksichtigung des komplexen Zerfalls dieser Bande die in Bild 26 eingezeichneten Spins (I) oder um eine Einheit kleinere Spins (I-1) möglich. Die zweite Möglichkeit wurde aufgrund der DCO-Verhältnisse verworfen. Die 503.2, 580.4, 753.6, 765.6, 856.4 und 1006.3 keV -Übergänge haben ein DCO-Verhältnis, das mit dem DCO-Verhältnis eines gestreckten Quadrupolüberganges übereinstimmt. Nur wenn alle Interbandübergänge

Bild 26 Partielles Niveauschema von ^{186}Pt . Die γ -Intensitäten sind durch die Dicke der Übergangspfeile dargestellt.



($\Delta I=1$)-Übergänge mit den gleichen M1/E2 -Mischungsverhältnissen $\delta \approx 0.4$ oder $\delta \approx 3.0$ wären, würden ihre DCO-Verhältnisse mit den gemessenen übereinstimmen. Diese Möglichkeit ist jedoch sehr unwahrscheinlich, da das Mischungsverhältnis δ sowohl vom $B(M1)/B(E2)$ -Verhältnis als auch von der Übergangsenergie abhängt. Die positive Parität der $(+,0)_1$ -Bande basiert auf der Annahme, daß die gestreckten Quadrupolübergänge E2- und nicht M2-Charakter haben. Diese Annahme wird durch Verzweungsverhältnisse und partielle Lebensdauern unterstützt. Unsere Lebensdaueranalyse ergab, daß der zweite 12^+ und 14^+ und der dritte 12^+ -Zustand eine Lebensdauer ≤ 0.5 ns haben. Die Gesamtlebensdauer eines Niveaus ergibt sich aus den partiellen Lebensdauern der einzelnen Übergänge $t_{1/2}$ zu $1/t_{1/2} = \sum 1/t_{1/2}$. Außerdem verhalten sich die Kehrwerte der partiellen Lebensdauern wie das Verzweungsverhältnis der entsprechenden Übergänge: $(1/t_{i1/2}) / (1/t_{j1/2}) = \lambda_{ij}$. Mit Hilfe dieser Gleichungen kann man die partielle Lebensdauer des 753.6 keV -Übergangs zu ≤ 0.7 ns abschätzen. Dieser Wert

ist unverträglich mit einer Weißkopfabsehung von 4 ns, wenn man M2-Charakter annimmt. Beschleunigte M2-Übergänge sind nicht bekannt. Außerdem ist das experimentelle Verzweigungsverhältnis $I_\gamma(753.6)/I_\gamma(275.6) = 6.2 \pm 0.7$ größer, als man für ein M2/E1 -Verzweigungsverhältnis erwartet. Selbst wenn man für den E1-Übergang einen Verzögerungsfaktor von $1.4 \cdot 10^5$, ermittelt aus dem 8^- -Isomer in ^{184}Pt [59], annimmt, so erwartet man ein Verhältnis der Übergangswahrscheinlichkeiten von $T_\gamma(M2,753.6)/T_\gamma(E1,275.6) = 0.5$. Die partielle Lebensdauer des 580.4 keV -Überganges, der den 14^+ -Zustand der $(+,0)_1$ -Bande mit dem 12^+ -Zustand der $(+,0)_7$ -Bande (12^{1+}) verknüpft, ist ≤ 1.1 ns. Die Weißkopfabsehung für einen M2-Übergang dieser Energie beträgt jedoch 15 ns und ist also unverträglich mit dem experimentellen Wert.

— Die $(-,1)_2$ -Bande

Die hochenergetischen Interbandübergänge 589.1, 705.8 und 855.9 keV, welche die $(-,1)_2$ -Bande entvölkern, zeigen DCO-Verhältnisse, die mit reinen gestreckten Dipolübergängen verträglich sind. Dies legt nahe, daß diese Übergänge E1 anstatt M1/E2 -Charakter haben und die Bande damit negative Parität hat. Die $(-,1)_2$ -Bande kreuzt die $(+,0)_0$ -Bande ohne Wechselwirkung oberhalb von $I^\pi = 21^-$. Dies unterstützt die negative Paritätszuordnung. Die Spinzuordnung I-2 anstelle von I wird ausgeschlossen (i) wegen der Existenz des 366.9 keV Übergangs und (ii) weil es keine hochenergetischen Übergänge von den mit I bezeichneten Niveaus der $(-,1)_2$ -Bande zu I-3 -Niveaus der Yrastbande gibt. Die Spinzuordnung I-1 anstelle von I ist aufgrund der DCO-Verhältnisse nur möglich unter der Annahme, daß die $(-,1)_2$ -Bande positive Parität hat und die hochenergetischen Interbandübergänge $\Delta I = 0$ -Quadrupolübergänge sind. In diesem Fall sollten jedoch ebenfalls die oben unter (ii) genannten Übergänge existieren.

— Die $(-,0)_3$ - und die $(-,1)_3$ -Bande

Spin und Parität des 5^- und 7^- -Zustandes bei einer Anregungsenergie von 1692 bzw. 1952 keV in der $(-,1)_3$ -Bande wurden zuerst in Ref. [24] vorgeschlagen. Da dort jedoch die einzelnen Argumente für die Spinzuordnung nicht genannt werden und ferner dort keine Konversionselektronen gemessen wurden, soll hier kurz erläutert werden, welche Spin- und Paritätszuordnung durch unsere Arbeit gestützt wird. (i) Der 259.8 keV Übergang zeigt das DCO-Verhältnis eines gestreckten Quadrupolüberganges. Die DCO-Verhältnisse der 1074.8 und 1202.8 keV -Übergänge sind verträglich mit dem erwarteten Verhältnis für reine gestreckte Dipolübergänge oder mit dem DCO-Verhältnis eines $\Delta I = 0$ -Übergangs mit einer Quadrupolbeimischung von $|R| \geq 1.35$. Deshalb sind für

die Zustände bei einer Anregungsenergie von 1692 bzw. 1952 keV die Spins 3,4,5 bzw. 5,6,7 möglich. Da ein Zerfall des 1692 bzw. 1952 keV- Niveaus zum $4^+ (+,0)_O$ -Niveau und zum 4^+ -Zustand bei 1222 keV [60] bzw. zum $6^+ (+,0)_O$ -Zustand beobachtet wird, jedoch kein Übergang zu irgend einem 2^+ bzw. 4^+ -Niveau, schließen wir Spin 3 bzw. 5 aus. Ordnet man den 1692 bzw. 1952 keV -Zuständen $I^\pi = 4^+$ bzw. 6^+ zu, so sollte jeweils ein Übergang vom 4^+ zum $2^+ (+,0)_O$ -Niveau bzw. vom 6^+ zum $4^+ (+,0)_O$ -Zustand existieren. Eine $I^\pi = 4^-$ bzw. 6^- -Zuordnung verlangt hingegen reine Dipolübergänge vom 4^- zum $4^+ (+,0)_O$ bzw. 6^- zum $6^+ (+,0)_O$ -Zustand. Da dies aufgrund der DCO-Verhältnisse ausgeschlossen ist, bleibt nur die gegebene Spinzuordnung. Diese Spinzuordnung wird unterstützt durch die Tatsache, daß in den radioaktiven Zerfallsstudien in Ref. [60] alle von uns beobachteten Spin 4 Niveaus auch beobachtet wurden, jedoch kein Spin 5 -Zustand hinreichend stark genug bevölkert wurde. Die negative Parität folgt dann aus der Existenz des 285.3 keV -Übergangs zu einem Niveau mit negativer Parität [60] bei 1408 keV Anregungsenergie, dessen Spin aufgrund der großen Zerfallsintensität des in Ref.[60] beobachteten 609 keV -Übergangs zum 2^+ -Zustand bei 709 keV Anregungsenergie nicht größer als 3 sein kann. Die Existenz des 285.3 keV -Übergangs legt also den Spin dieses Niveaus auf 3 fest, und da dieser Übergang gegenüber dem 1202.8 keV -Übergang überhaupt beobachtet wird, schließen wir M2-Charakter aus. Dies legt Spin und Parität des diskutierten Niveaus bei 1692 keV Anregungsenergie auf 5^- fest. Aufgrund der Existenz des 259.8 keV -Übergangs ist die Parität des Spin 7 -Zustandes bei 1952 keV Anregungsenergie ebenfalls negativ. Die 422.4, 413.3, 511.8, 574.0 keV -Übergänge und die zu 413.2 - 511.8 keV parallel liegende Übergangssequenz 417.2 - 507.6 keV haben DCO-Verhältnisse wie gestreckte Quadrupolübergänge. Obwohl das DCO-Verhältnis des 511.8 keV- ($R_{DCO} = 1.08 \pm 0.13$) und des 507.7 keV -Übergangs ($R_{DCO} = 1.02 \pm 0.19$) etwas größere Fehler aufweisen, stützen beide Übergänge zusammengekommen sehr stark die Spinzuordnung in der Bande. Die energiesystematische Ähnlichkeit der 422.4, 413.3, 511.8 und 574.0 keV -Übergänge mit entsprechenden Banden in $^{188,190}\text{Pt}$ (siehe Kap. II.3.3.5) legt nahe, daß diese Übergänge ebenfalls eine Bande bilden und die Spins mit ansteigender Anregungsenergie um jeweils zwei Einheiten zunehmen. Von experimenteller Seite wird diese Spinzuordnung untermauert durch den Zerfall des $I=13$ Niveaus dieser Bande zu $I=11$ der $(-,1)_4$ -Bande und das Fehlen von Zerfällen dieses Zustandes zu niedrigeren Spins. Der 15^- -Zustand der $(-,1)_3$ -Bande wird von zwei Zuständen über einen 609.2 keV und einen 519.4 keV -Übergang bevölkert. Das DCO-Verhältnis beider Übergänge ist innerhalb großer Fehlergrenzen mit gestreckten Quadrupolübergängen

verträglich. Aus energiesystematischen Gründen haben wir den 609.7 keV -Übergang dieser Bande zugeordnet.

Der Spin des 6^- -Zustandes bei 1969 keV Anregungsenergie ergibt sich aus folgenden experimentellen Resultaten: (i) Der Spin ist ≤ 7 , da es einen 277.0 keV -Übergang zum $5^- (-,1)_3$ -Zustand gibt. (ii) Der Zustand bei 957 keV Anregungsenergie hat aus Untersuchungen von Finger et al. [60] $I^\pi = 2^+$ oder 3^+ . Der 675.8 keV Übergang vom 1632 keV Zustand zu diesem Zustand hat E1 -Charakter [60]. Das Niveau bei 1632 keV Anregungsenergie hat damit negative Parität und Spin ≤ 4 . Aufgrund des 336.9 keV -Übergangs zwischen diesem Niveau und dem fraglichen Zustand bei 1969 keV Anregungsenergie kann der Spin des fraglichen Niveaus auf ≤ 6 festgelegt werden. (iii) Die Existenz eines 1092 keV -Übergangs zum 6^+ -Zustand der Yrastbande und das Fehlen eines Übergangs zum 4^+ -Yrastzustand schließen Spin ≤ 5 für den fraglichen Zustand aus, denn ein Übergang zum niedrigstmöglichen Spin der Yrastbande sollte wegen seiner größeren Energie bevorzugt auftreten. Dies wird in ^{186}Pt im Zerfall der $(+,0)_1^-$, $(-,1)_2^-$, und der $(-,1)_3$ -Bande auch konsequent beobachtet. Damit liegen gleichzeitig Spin und Parität des Zustandes bei 957 keV Anregungsenergie auf 3^+ fest, und Spin und Parität des Niveaus bei 1632 keV Anregungsenergie sind $I^\pi = 4^-$. Die Parität des untersuchten Zustandes bei 1969 keV ist negativ, da der 336.9 keV E2-Charakter haben muß. Ein M2 -Übergang dieser Energie könnte mit keinem der anderen das Niveau entvölkernden Übergänge konkurrieren. Die endgültige Spin- und Paritätszuordnung $I^\pi = 6^-$ erklärt auch, warum dieses Niveau nicht in den 4^+ -Zustand der Yrastbande entvölkert.

Die weitere Spinzuweisung innerhalb der $(-,0)_3$ -Bande beruht auf den DCO-Verhältnissen der 284.4, 379.1, 440.5, 493.5, 543.7 und 588.4 keV -Übergänge, die das Verhalten gestreckter Quadrupolübergänge zeigen. Der mit 8^- bezeichnete Zustand der Bande zerfällt zum 7^- , jedoch nicht zum 5^- -Zustand der $(-,1)_3$ -Bande. Diese Tatsache unterstützt die getroffene Spinzuordnung. Das Herabsetzen der Spins 10^- und 8^- auf 9^+ und 7^+ , welches ebenfalls den beobachteten Zerfall in die $(-,1)_3$ -Bande erklären könnte, ist aufgrund des DCO-Verhältnisses des 284.4 keV -Übergangs, das mit einem gestreckten E1 -Übergang unverträglich ist, auszuschließen. Aufgrund der Energiesystematik wurden für den weiteren Verlauf der Bande ansteigende Spins angenommen. Das DCO-Verhältnis des 622.2 keV -Übergangs ist mit einem zu großen Fehler behaftet, um den Spin des (20^-) -Zustandes festlegen zu können. Da der $10^- (-,0)_3$ in den $9^- (-,1)_3$ -Zustand, der $8^- (-,0)_3$ in den $7^- (-,1)_3$ -Zustand und der $6^- (-,0)_3$ in den $5^- (-,1)_3$ -Zustand zerfallen, werden die $(-,0)_3$ -Bande und die $(-,1)_1$ -Bande als Signaturpartner einer Konfiguration angesehen.

– Die $(-,0)_4^-$ - und die $(-,1)_4^-$ -Bande

Spin und Parität des 11^- -Zustandes in der $(-,1)_4^-$ -Bande werden dadurch bestimmt, daß dieser Zustand über den 507.6 keV -Übergang aus dem $13^- (-,1)_3^-$ -Zustand bevölkert wird und über 417.2 keV- in den $9^- (-,1)_3^-$ -Zustand zerfällt. Die DCO-Verhältnisse beider Übergänge stimmen mit den erwarteten Werten für gestreckte Quadrupolübergänge überein. Für den 417.2 keV -Übergang kann M2 -Charakter ausgeschlossen werden, da er sonst selbst bei einem Verzögerungsfaktor von $1.4 \cdot 10^5$ für den 232.7 keV -Übergang (siehe Annahmen über E1-Verzögerung und M2-Weißkopfab schätzung in der Paritätszuordnung der $(+,0)_1^-$ -Bande) nur 4% der 232.7 keV -Übergangsintensität haben sollte. Die beobachtete γ -Intensität des 417.2 keV Übergangs ist jedoch 3.1 ± 0.3 mal größer als die des 232.7 keV -Übergangs. Damit liegt die negative Parität des 11^- -Zustandes fest. Die Parität des 8 ns Isomers bei 2195 keV Anregungsenergie wurde von Richter et al. zu $\pi = -$ bestimmt. Der Spin wurde auf $I \leq 8$ festgelegt [25]. Das gemessene DCO-Verhältnis des 242.7 keV -Übergangs ist mit dem eines gemischten M1/E2 -Übergangs verträglich. Die Spinzuordnung 8 beruht auf folgenden experimentellen Beobachtungen: (i) Der fragliche Zustand zerfällt nur in den $7^- (-,1)_3^-$ -Zustand jedoch nicht in den 5^- -Zustand dieser Bande. (ii) Das DCO-Verhältnis des 161.3 keV -Übergangs, der den fraglichen Zustand bevölkert, ist verträglich mit einem gestreckten Dipolübergang, jedoch unverträglich mit einem gestreckten Quadrupolübergang. Da der darauf folgende 431.9 keV -Übergang vom $11^- (-,1)_3^-$ -Zustand Spin und Parität des 2356 keV -Zustandes auf 9^- festlegt, ist der Spin des fraglichen Zustandes 8. Der Spin des mit 10^- bezeichneten Zustandes der $(-,0)_4^-$ -Bande ist dann wie folgt begründet: (i) Es gibt einen 364.3 keV -Übergang zum 8^- -Isomer. Daher muß der Spin ≤ 10 sein. (ii) Das DCO-Verhältnis des 203.5 keV -Übergangs zum eben diskutierten 9^- -Zustand stimmt mit dem eines gestreckten Dipols überein, schließt jedoch einen gestreckten Quadrupolübergang aus. Damit ist $8 \leq I \leq 10$ für das fragliche Niveau möglich. (iii) Der 232.7 keV -Übergang von $11^- (-,1)_4^-$ zum fraglichen Niveau zeigt ebenfalls ein DCO-Verhältnis, das mit einem gestreckten Dipolübergang verträglich ist, jedoch unverträglich mit einem gestreckten Quadrupolübergang. Damit liegt Spin 10 für das 2559 keV Niveau fest. (iv) Für den 228.6 keV -Übergang vom $11^- (-,1)_3^-$ -Zustand zum diskutierten 10^- -Zustand gelten die Argumente aus (iii). Die Parität des Zustandes folgt aus der Existenz des 364.4 keV -Übergangs zum 8^- -Isomer. Der 364.4 keV -Übergang kann kein M2-Übergang sein, da die Lebensdauer des 2559 keV -Zustandes kleiner als 4.5 ns und damit die partielle Lebendauer des 364.4 keV -Übergangs kleiner als 35 ns ist. Diese Lebensdauer ist mehr als 4 mal kleiner als für einen 364.4 keV -M2-Übergang

aufgrund der Weißkopfabsehung von $t_{1/2}$ (Weißk.) = 150 ns erwartet wird. Aufgrund des Verzweungsverhältnisses des 364.4 zum 203.5 keV-Übergangs kommt man bei den oben angenommenen Verzögerungsverhältnissen für E1-Übergänge ebenfalls zu dem Schluß, daß ein 364.4 keV -M2-Übergang mehr als 4 mal schwächer als der beobachtete Übergang sein sollte. Auf dem 10^{-} -Zustand bei 2559 keV baut eine stark gekoppelte Bande auf. Die DCO-Verhältnisse der Übergänge, die die beiden Signaturzweige $(-,1)_4$ und $(-,0)_4$ miteinander verbinden, sind verträglich mit gemischten M1/E2 -Übergängen und Spindifferenz $\Delta I = 1$. Die Übergänge 518.5, 556.6 und 608.6 keV zeigen ein DCO-Verhältnis, das sehr gut mit dem erwarteten DCO-Verhältnis für gestreckte E2-Übergänge übereinstimmt. Die 582.3, 625.0 und 627.5 keV -Übergangs-DCO-Verhältnisse sind mit größeren Fehlern behaftet. Betrachtet man die DCO-Verhältnisse des 582.3 und des 293.4 keV -Übergangs zusammen, so kann der Spin $I^\pi = 15^-$ im $(-,1)_4$ -Zweig jedoch als gesichert gelten. Der 483.4 keV -Übergang zeigt wider Erwarten eine zu stark positive Anisotropie, wird aber trotzdem als E2-Übergang interpretiert.

— Die γ -Bande

Der 2^+ -Zustand bei $E = 607$ keV ist durch die radioaktiven Zerfallsstudien von Finger [60] bekannt. Die auf diesem Zustand aufbauenden 384.1, 478.7, 533.9 und 540.3 keV -Übergänge zeigen DCO-Verhältnisse, die trotz größerer Fehler sehr gut mit den erwarteten Verhältnissen für gestreckte Quadrupolübergänge übereinstimmen. Das DCO-Verhältnis der 592.3 und 500.9 keV -Übergänge vom Zustand mit Spin I in der γ -Bande zum gleichen Spinzustand der Yrastbande sind nicht eindeutig interpretierbar jedoch verträglich mit den erwarteten DCO-Verhältnissen für $\Delta I = 0$ E2-Übergänge mit M1-Beimischung (wie es für den Zerfall der γ -Bande erwartet wird). Die geraden Spins der γ -Bande werden schließlich festgelegt durch einen Übergang vom $12^+ (+,0)_1$ -Zustand zum 10^+ -Niveau der γ -Bande, dessen DCO-Verhältnis mit dem eines gestreckten Quadrupolüberganges verträglich ist. Die Spizuordnung wird weiter durch den 481.7 keV -Übergang vom $7^- (-,1)_3$ -Niveau zum 6^+ -Zustand der γ -Bande und durch den 701.0 keV -Übergang vom $5^- (-,1)_3$ -Niveau zum 4^+ -Zustand der γ -Bande bekräftigt. Der 319.9 keV $12^+ (+,0)_1 \rightarrow 10^+$ -Übergang und der Zerfall in die Yrastbande lassen nur positive Parität für die diskutierte Bande zu.

Der 3^+ -Zustand im Zweig mit ungeradem Spin der γ -Bande wurde bereits bei der Spizuordnung der $(-,0)_3$ -Bande diskutiert. Auf diesem Zustand baut eine Bande bestehend aus zwei weiteren Zuständen 5^+ und 7^+ auf. Der Spin 5 innerhalb der Bande wird durch den 606.6 keV -Übergang vom $6^- (-,0)_3$ -Zustand festgelegt,

dessen DCO-Verhältnis mit einem reinen gestreckten Dipolübergang verträglich, jedoch mit einem gestreckten Quadrupolübergang unverträglich ist. Ein vom $6^- (-,0)_3$ -Zustand unabhängiges Argument für die Spinzuordnung ist, daß alle in dieser Arbeit beobachteten Spin 4 -Zustände auch in den radioaktiven Zerfallsstudien von Finger [60] beobachtet wurden. Alle höheren Spins, auch dieser Spin 5 -Zustand, wurden im radioaktiven Zerfall nicht beobachtet (mit Ausnahme des 6^+ -Yrastzustandes, der im radioaktiven Zerfall um einen Faktor 70 abgeschwächt gegenüber unserer Reaktion beobachtet wurde). Aus der Existenz des 406 keV -Übergangs zum 3^+_γ Niveau folgt die positive Parität des diskutierten Spin 5 -Zustandes. Sie wird unterstützt durch das DCO-Verhältnis des 872.3 keV -Übergangs zum $4^+ (+,0)_0$ -Zustand, das mit einem reinen gestreckten Dipolübergang unverträglich ist. Die Spin- und Paritätszuordnung des 7^+ -Zustandes dieser Bande ist vorläufig. Der 515.4 keV Übergang vom 8^- -Niveau bei 2316 keV Anregungsenergie, der 923.6 keV -Übergang zum $6^+ (+,0)_0$ -Zustand und der 438 keV -Zerfall zum 5^+ -Zustand dieser Bande erlauben auch eine $I^\pi = 6^-$ -Zuordnung. Die Tatsache, daß kein Zerfall in den 4^- -Zustand bei 1632 keV Anregungsenergie beobachtet wurde, stützt jedoch die getroffene Spinzuordnung.

— Die $(-,0)_5$ -Bande

Spin und Parität des 8^- -Zustandes bei 2316 keV Anregungsenergie liegen durch den 315.7 keV -Übergang vom $10^- (-,0)_3$ -Zustand und den 347.3 keV -Übergang zum $6^- (-,0)_3$ -Niveau fest. Das DCO-Verhältnis des 347.3 keV -Übergangs stimmt gut mit dem eines gestreckten Quadrupolüberganges überein, während der 315.5 keV Übergang zu schwach ist, um das DCO-Verhältnis bestimmen zu können. Auf dem 8^- -Zustand baut eine Bande auf. Die DCO-Verhältnisse der Intrabandübergänge stimmen alle sehr gut mit den erwarteten Werten für gestreckte Quadrupolübergänge überein. Dies begründet die Spinzuordnung innerhalb der Bande.

— Die $(-,1)_6$ -Bande

Für den Bandenkopf bei 2051 keV Anregungsenergie liegt Spin und Parität auf $I^\pi = 7^-$ fest, da (i) ein 1173.8 keV -Übergang, dessen DCO-Verhältnis mit dem eines gestreckten Dipolüberganges übereinstimmt, diesen Zustand in den 6^+ -Yrastzustand entvölkert und (ii) ein 323.4 keV -Übergang vom $9^- (-,1)_3$ -Niveau hin zu diesem Zustand beobachtet wurde. Das DCO-Verhältnis dieses Übergangs ist verträglich mit dem eines gestreckten Quadrupolüberganges. Wegen seiner niedrigen Energie kann dieser Zustand nur E2- aber nicht M2 -Charakter haben. Die auf diesem Zustand aufbauenden Übergänge 379.2, 456.7 und 534.2 keV bilden aufgrund ihrer Energiesystematik eine

Rotationsbande. Die DCO-Verhältnisse dieser Übergänge stimmen alle mit dem für gestreckte E2-Übergänge erwarteten Verhältnis überein. Der 9^- -Zustand dieser Bande wird zusätzlich durch das DCO-Verhältnis des 1087.7 keV -Übergangs zum 8^+ Yrastzustand gestützt, das mit einem gestreckten Dipolübergang verträglich ist.

— Die $(+,0)_7$ -Bande

Auf die bereits diskutierten 10^+ und 12^+ -Zustände bei 2108 keV und 2611 keV bauen zwei weitere Zustände auf, die man aufgrund ihrer gleichartigen Zerfallscharakteristik als zu einer Bande gehörend betrachten kann. Die DCO-Verhältnisse der 657.8, 693.7, und 933 keV -Übergänge sind verträglich mit dem erwarteten Wert für gestreckte Quadrupolübergänge. Das DCO-Verhältnis des 444.7 keV -Übergangs ist konsistent mit einem ungestreckten Dipolübergang. Aufgrund der DCO-Verhältnisse ist für das mit Spin 14^+ bezeichnete Niveau jedoch auch $I^\pi = 12^+$ und 13^+ möglich. Spin 12^+ wird ausgeschlossen, da ein Zerfall des diskutierten Niveaus zum 10^+ -Zustand der Yrastbande nicht beobachtet wurde. Eine Spin 13^+ -Zuordnung ist nur möglich, wenn die 933.1, 444.7 und 657.8 keV Übergänge alle M1/E2 -Mischungsverhältnisse von $\delta \approx 0.4$ bzw. 3.0 haben. Dies ist, wie bereits bei der $(+,0)_1$ -Bande diskutiert, unwahrscheinlich. Der Spin 16^+ dieser Bande muß aufgrund der lückenhaften DCO-Information vorläufig bleiben.

II.3 : Diskussion der Ergebnisse im Pt-Experiment

II.3.1: Theoretische Vorhersagen von Gestaltskoexistenz in ^{186}Pt

Um Kerngestaltsänderungen in rotierenden Kernen der Pt-Au-Übergangsregion zu studieren, wurden von W. Nazarewicz et.al. selbstkonsistente Strutinski-Bogolyubov-Cranking-Rechnungen [27,56] durchgeführt. Hierbei wurde ein Woods-Saxon-Einteilchenpotential verwendet [65]. (Siehe auch Kap. I.3.1.) Paareffekte wurden im Rahmen der BCS-Theorie berücksichtigt. Bild 27a-c zeigt Potentialenergieflächen berechnet im rotierenden System des Kerns (Total Routhian-Niveaufläche) für ^{186}Pt in der β - γ -Ebene. Für drei Rotationsfrequenzen $\hbar\omega = 0.10, 0.20$, und 0.35 MeV ist die Potentialenergiefläche, berechnet im intrinsischen System des Kerns, dargestellt. Im Bild ist die $\gamma = 0^\circ$ und die $\gamma = -60^\circ$ -Achse eingezeichnet. Zwei Kreisbögen markieren $\beta_2 = 0.10$ und $\beta_2 = 0.20$. Jede Höhenlinie markiert einen Energieunterschied von 0.25 MeV. Für niedrige Rotationsfrequenzen (Bild a) ist ^{186}Pt in diesen Rechnungen prolat deformiert. Das absolute Minimum liegt bei $\beta_2 = 0.21$ und $\gamma = -5.5^\circ$. Bei $\hbar\omega = 0.20$ MeV (Bild b) ist die Potentialenergiefläche sehr flach in Richtung von $\gamma = -60^\circ$, d.h. der Kern ist sehr leicht triaxial deformierbar. Die β_2 -Deformation ist auf 0.22 gestiegen. Für $\hbar\omega = 0.35$ MeV (Bild c) hat sich schließlich ein oblates Minimum bei $\beta_2 = 0.15$ und $\gamma = -68^\circ$ ausgebildet. Bei dieser Deformation liegt die $(\nu i_{13/2})^2$ -Konfiguration in der Nähe der Fermikante. In der Rechnung existiert jedoch ebenfalls ein zweites weniger ausgeprägtes Minimum bei $\beta_2 = 0.23$ und $\gamma = 8^\circ$. In diesem prolaten Minimum liegen $h_{9/2}$ -Protonenniveaus an der Fermioberfläche. Diese Rechnungen sagen also für ^{186}Pt prolat-oblate Gestaltskoexistenz bei höheren Rotationsfrequenzen voraus. Für moderate Rotationsfrequenzen, $\hbar\omega \approx 0.20$ MeV, wird für ^{186}Pt eine Kerngestalt berechnet, die sehr weich gegenüber γ -Deformation ist.

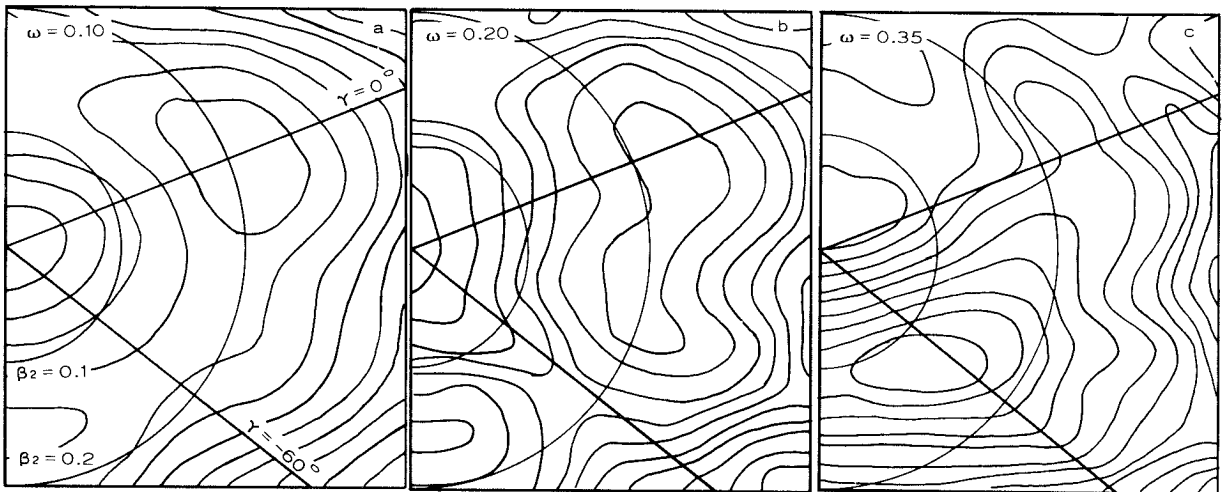


Bild 27 Total Routhian-Flächen für ^{186}Pt in Abhängigkeit von β und γ für verschiedene Rotationsfrequenzen aus Ref. [56] (Erläuterung siehe Text).

II.3.2: Theoretisch begründete Erkennungsmerkmale für die Quasiteilchenkonfiguration einer Bande und der damit verbundenen Kerngestalt.

Verschieden deformierte Kerne lassen sich bereits an den besetzten Einteilchenniveaus in axialsymmetrischen Kernpotentialen erkennen. Die einfachste Beschreibung axialsymmetrisch deformierter Kerne erfolgt mit Hilfe eines Nilsson-Hamiltonoperators [61]:

$$h = -\frac{\hbar^2}{2m} \Delta + \frac{m}{2} \omega_{xy}^2 (x^2 + y^2) + \frac{m}{2} \omega_z^2 z^2 + c \cdot \vec{l} \cdot \vec{s} + D \cdot l^2$$

wobei $\omega_{xy} = \omega_0 (1 + 1/3 \epsilon)$ und $\omega_z = \omega_0 (1 - 2/3 \epsilon)$ ist. Der Term $c \cdot \vec{l} \cdot \vec{s} + D \cdot l^2$ beschreibt die Spin-Bahnkopplung. In diesem Modell kann leicht Hexadekapoldeformation [61] und γ -Deformation berücksichtigt werden. [z.B. Ref. 62]. Bild 28a/b zeigt das aus [62] entnommene Nilssonschema für Protonen und Neutronen. Aufgetragen sind die Einteilchenenergien eines axialsymmetrischen Nilssonpotentials gegenüber der Deformation ϵ . Negative ϵ -Werte entsprechen hierbei $\gamma = -60^\circ$ und positive ϵ -Werte $\gamma = 0^\circ$. Im Grundzustand sind für einen gg-Kern alle Niveaus unterhalb der Fermikante mit jeweils zwei Teilchen besetzt. Die Spins dieser Teilchenpaare sind dabei antiparallel gekoppelt. Durch Anregung des Kerns können Nukleonenpaare aufgebrochen werden (hierzu muß die zweifache Paarenergie $2\Delta \approx 2\text{MeV}$ aufgebracht werden). Die aufgebrochenen Nukleonenpaare besetzen Zustände oberhalb der Fermikante und bestimmen im wesentlichen die Eigenschaften des Kerns in dieser Konfiguration. Die in Bild 28 zu sehenden Niveaus zeigen einen charakteristischen Verlauf mit der Deformation ϵ , der davon abhängt, wie der Drehimpuls der Teilchen in dem betreffenden Zustand relativ zur Kerndeformationsachse ausgerichtet ist. Niveaus mit großem Ω (Projektion des Drehimpulses auf die Symmetrieachse), z.B. das Neutronenniveau $[606]_{13/2}$, haben kleine Energien für oblate Kerndeformation aber große Energien für prolate Deformation. Für $\Omega = 1/2$ -Konfigurationen laufen die Kurven umgekehrt; sie haben eine große Energie für oblate Deformation und eine kleine Energie für prolate Deformation. Dieses Verhalten kann man sehr leicht verstehen, denn aufgrund der Anziehungskraft zwischen den Nukleonen hat ein Nukleon dann die niedrigste Energie, wenn seine Wellenfunktion maximalen Überlapp mit dem Kern hat. Dies ist bei oblater Deformation der Fall, wenn das Teilchen um die Symmetrieachse des Kerns rotiert (großes Ω). In prolat deformierten Kernen ist es für ein Teilchen energetisch günstiger um eine Achse zu rotieren, die senkrecht zur Symmetrieachse steht. Die eben gemachten Aussagen gelten für Anregungen von Teilchenzuständen, das sind besetzte Zustände oberhalb der Fermikante. Man kann jedoch einen Kern auch anregen, indem man Lochzustände unterhalb der Fermikante erzeugt. Bei einer n-Lochanregung ist dann der Kern mit $A + n$ Nukleonen als Rumpf zu betrachten. Für Lochanregungszustände kehrt sich die Abhängigkeit der Anre-

gungsenergie von der Deformation bei gegebenem Ω im Vergleich zu Teilchenanregungen um, da die Anregungsenergie des Kerns durch den Abstand des Lochzustandes zur Fermikante gegeben ist. Bei bekannter Konfiguration einer Bande kann man daher aus ihrer Bandenstruktur Rückschlüsse auf die Kerndeformation ziehen. Ist der Drehimpuls j der angeregten Teilchen entlang der Symmetrieachse ausgerichtet ($\Omega=j$), so erhält man stark gekoppelte Banden mit $\Delta I=1$ Spinsequenzen. Sind die Drehimpulse entlang der Rotationsachse ausgerichtet ($\Omega=1/2$), so erhält man entkoppelte Banden mit $\Delta I=2$.

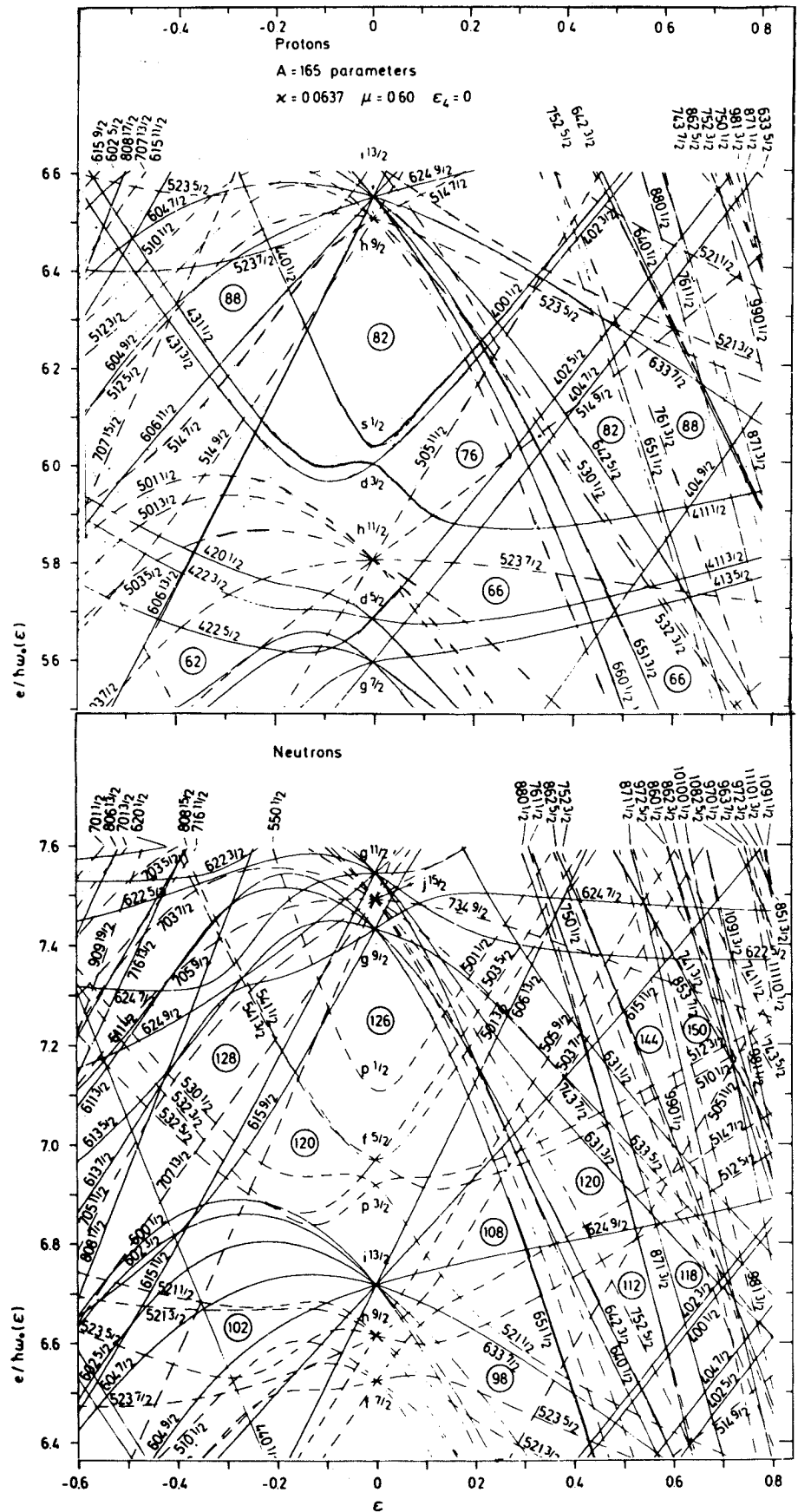
Die zu Paaren gekoppelten Nukleonen in einem Kern haben ihre Spins antiparallel zueinander ausgerichtet. In einem rotierenden Kern können Nukleonenpaare durch die Corioliskraft aufgebrochen werden. Da die Corioliskraft mit der Rotationsfrequenz des Kernes zunimmt, geschieht dieser Aufbruch bei einer für das aufzubrechende Nukleonenpaar charakteristischen Frequenz ω_c (für die Definition der Rotationsfrequenz ω siehe Anhang). Ist der Kern vor dem Aufbruch des Nukleonenpaares im Grundzustand, so hat er danach eine Zweiquasiteilchenkonfiguration. Bei der Frequenz ω_c kreuzt sich also eine Bande mit einer 0-Quasiteilchenkonfiguration mit einer 2-Quasiteilchenbande. Analog hierzu gibt es auch Kreuzungen zwischen 2- und 4-Quasiteilchenbanden (etc.). Nach dem Aufbruch des Nukleonenpaares sind seine Drehimpulse nicht mehr antiparallel zueinander ausgerichtet. Die Anteile der Teilchendrehimpulse, die nicht entlang der Symmetrieachse des Kernes ausgerichtet sind, werden durch die Corioliskraft parallel zur Rotationsachse ausgerichtet. Dies führt zu einer Zunahme des intrinsischen Drehimpuls in Richtung der Rotationsachse (i = ausgerichteter Drehimpuls, siehe Anhang für die Definition). Aus dem Drehimpulsgewinn bei der Ausrichtung eines Nukleonenpaares kann man die Projektion des Nukleonendrehimpulses auf die Symmetrieachse ermitteln und damit wie oben auf die Kerndeformation schließen. Liegen Zustände mit großem Ω in der Nähe der Fermikante, so ist der Drehimpulsgewinn beim Aufbruch eines solchen Nukleonenpaares klein. Bricht ein Nukleonenpaar mit $\Omega=1/2$ -Teilchen auf, so ist der Drehimpulsgewinn maximal ($\Delta i = 2j-1$), wenn j der Spin eines Quasiteilchens ist). Ist die Wechselwirkung zwischen den Konfigurationen zweier kreuzender Banden klein, so beobachtet man eine sehr scharfe Bandenkreuzung: Der ausgerichtete Drehimpuls nimmt bei der Kreuzungsfrequenz ω_c plötzlich zu, während die Rotationsfrequenz im Kreuzungsbereich zunächst abnimmt und erst nach der Kreuzung wieder zunimmt (Backbending). Ist die Wechselwirkung zwischen den Konfigurationen groß, so nimmt der ausgerichtete Drehimpuls nur sehr langsam mit wachsender Rotationsfrequenz zu (Upbending). Da Konfigurationen sehr unterschiedlicher Natur kleine Wechselwirkungen zeigen, können aus der Stärke der

Wechselwirkung im Bandenkreuzungsbereich ebenfalls Schlüsse über die Konfiguration und die damit verbundene Kerndeformation gezogen werden. In ungeraden Kernen ist schon im Grundzustand ein Niveau mit einem ungepaarten Teilchen besetzt. Bricht ein Nukleonenpaar auf, so kann aufgrund des Fermiprinzips dieses Niveau nicht nochmals besetzt werden. Die Bandenkreuzung, die zur nochmaligen Besetzung dieses schon besetzten Niveaus führen würde, ist daher blockiert. Der Ursprung einer Bandenkreuzung in gg-Kernen kann oft dadurch geklärt werden, daß diese Kreuzung in ungeraden Nachbarkernen blockiert ist.

Spezielle Erkennungsmerkmale für γ -Deformation und Kerne, die leicht triaxial verformt werden können, werden im Zusammenhang mit der γ -Bande diskutiert.

Bild 28

Schalenmodellzustände a) für Protonen b) für Neutronen in schweren Kernen entnommen aus Ref. [62]. Das Bild zeigt die Einteilchenenergie e in Einheiten der Oszillatorenergie $\hbar\omega_0$ aufgetragen gegenüber der Deformation ϵ . Die durchgezogenen Linien repräsentieren Niveaus mit positiver Parität, die gestrichelten Linien welche mit negativer Parität. Die Zahlen an den Niveaus bezeichnen die Nilssonquantenzahlen N, n_z, m_l, Ω .



II.3.3: Diskussion der Bandenkonfigurationen und der zugehörigen Kerndeformation

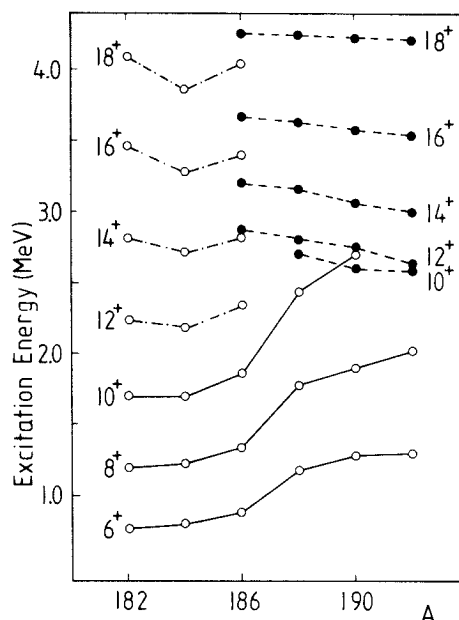
Im Folgenden sollen die Konfigurationen der einzelnen Banden diskutiert werden. Durch systematischen Vergleich der Anregungsenergien in Nachbarkernen mit bekannter Deformation, durch Analyse des ausgerichteten Drehimpulses (Alignment) und der Struktur der Banden sowie auch durch theoretische Rechnungen können die Konfigurationen der einzelnen Banden und die hierzu korrespondierenden Deformationen geklärt werden. Es stellt sich dabei heraus, daß in ^{186}Pt Banden aufbauend auf prolatem Rumpf koexistieren mit Banden, die auf mehr oblatem ($-30^\circ \geq \gamma \geq -90^\circ$) oder stark triaxialem Rumpf aufbauen. Zunächst werden die $(+,0)_0$ und die $(+,0)_1$ -Banden, die oberhalb von Spin 12 Zweiquasiteilchenbanden auf prolatem bzw. oblatem Rumpf darstellen, miteinander verglichen. Die Energiesystematik von γ -Banden zeigt an, daß ^{186}Pt ein Kern ist, der sehr weich in Bezug auf γ -Deformation ist. Auch die Banden und Zustände negativer Parität, an deren Konfiguration bis auf einen Fall immer $i_{13/2}$ Neutronen beteiligt sind, spiegeln die koexistierenden Kerngestalten in ^{186}Pt wider.

II.3.3.1: Die $(+,0)_0$ - und die $(+,0)_1$ -Bande

Um die innere Struktur der $(+,0)_0$ und der $(+,0)_1$ -Bande verstehen zu können, wurde zunächst eine Energiesystematik im Vergleich mit den geraden Pt-Nachbarisotopen durchgeführt. In Bild 29 sieht man die Energiesystematik der $(+,0)$ -Zustände in den geraden Pt-Isotopen. Die Energie der Grundzustandsbandenmitglieder, die mit durchge-

Bild 29

Niveausystematik der $(+,0)$ -Zustände in den geraden Pt-Kernen [65,27,25,63]. Die Mitglieder der Grundzustandsbande sind mit durchgezogenen Linien, die Mitglieder der oblaten $(\nu i_{13/2})^2$ -Banden mit gestrichelten Linien und die Mitglieder der prolatten Zweiquasiteilchenbanden mit Strichpunktlinien verbunden.

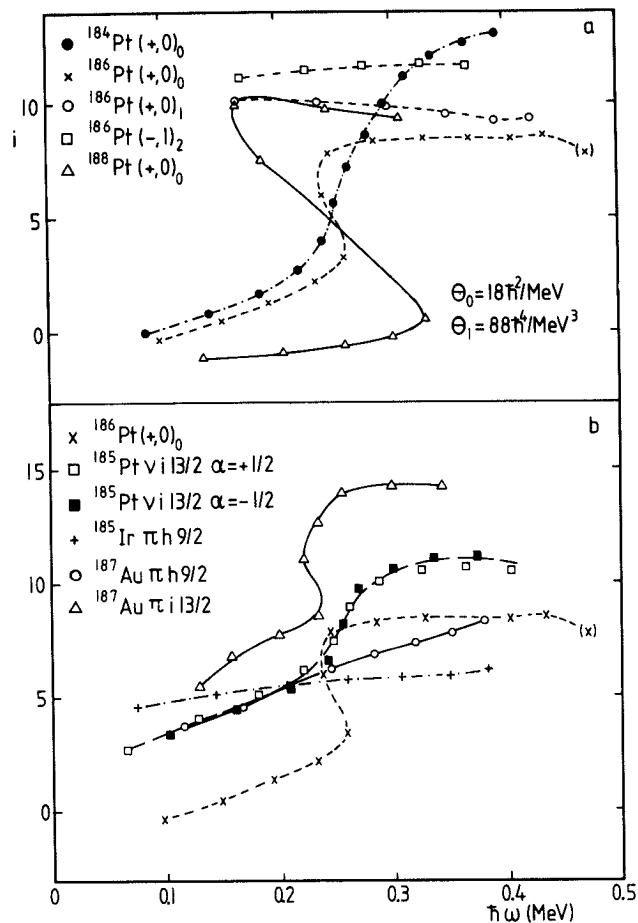


zogenen Linien verbunden sind, nimmt mit steigender Massenzahl zu. Es zeigt sich eine signifikante Zunahme zwischen ^{186}Pt und ^{188}Pt , die eine Verringerung des Trägheitsmomentes in ^{188}Pt gegenüber ^{186}Pt bedeutet, und die deshalb als Übergang von vorwiegend prolater Kerngestalt für $A \leq 186$ zu vorwiegend oblater Kerngestalt für $A \geq 188$ interpretiert wurde [24,25,60]. Die Mitglieder der dominant oblaten $(i_{13/2})^2$ -Zweiquasiteilchenbanden in $^{188,190,192}\text{Pt}$ [24,25,63], durch gestrichelte Linien verbunden, zeigen eine leicht abnehmende Anregungsenergie mit steigender Massenzahl. Die Energien der Zustände in der neu aufgestellten $(+,0)_1$ -Bande in ^{186}Pt entsprechen sehr gut den durch Extrapolation erwarteten Energien. Dies legt nahe, daß diese Bande ebenfalls eine $(vi_{13/2})^2$ -Konfiguration hat und daß die zugehörige Kerngestalt dominant oblat ist. Die Hochspinyrastzustände in $^{182,184,186}\text{Pt}$, durch Strichpunktklinien verbunden, liegen für gegebenen Spin bei deutlich niedrigeren Anregungsenergien als die eben diskutierten Zustände. Diese Niveaus wurden in $^{182,184}\text{Pt}$ aufgrund der zugeordneten Konfigurationen als auf prolatem Rumpf aufbauend interpretiert [27,64]. In ^{184}Pt sind zwei $h_{9/2}$ -Quasiprotonen an der Konfiguration dieser Zustände beteiligt. Diese Zustände liegen jedoch nur für prolata Deformationen in der Nähe der Fermikante. Die Energiesystematik legt eine ähnliche Deformation für die Hochspinzustände der $(+,0)_0$ -Bande in ^{186}Pt nahe. Diese Interpretation wird erhärtet durch die Tatsache, daß der 12^+ -Zustand der $(+,0)_0$ -Bande eine Lebensdauer von $t_{1/2} \leq 0.05\text{ ns}$ hat, während die 12^+ -Zustände in den mehr oblaten Nachbarkernen Lebensdauern in der Größenordnung 1 ns haben [25]. Die Ursache für diese Lebensdauern ist die grundverschiedene Struktur der 10^+ - und 12^+ -Zustände in den oblaten Kernen: Während die 10^+ -Zustände die Grundzustandskonfiguration besitzen und der gesamte Drehimpuls durch die Rotation gebildet wird ($R=I$), werden die 12^+ -Zustände durch zwei $i_{13/2}$ -Neutronen gebildet, die $\Omega=1/2$ haben. Daher wird für den Zustand mit Spin 12 der gesamte Spin durch die Quasiteilchendrehimpulse gebildet ($I=J=12, R=0$) [25].

Weiteren Aufschluß über die Struktur der $(+,0)$ -Banden gibt die Änderung des Drehimpulses bei der Ausrichtung eines Nukleonenpaares. Der ausgerichtete Drehimpuls i für die Yrastbanden in $^{184,186,188}\text{Pt}$ und für die $(+,0)_1$ und die $(-,1)_2$ -Banden in ^{186}Pt sind in Bild 30a als Funktion der Rotationsfrequenz dargestellt. Das Verhalten während einer Bandenkreuzung ändert sich drastisch zwischen ^{184}Pt und ^{188}Pt . In ^{184}Pt zeigt die $(+,0)_0$ -Bande zwei aufeinanderfolgende Kreuzungen bei $\hbar\omega_1 = 0.24\text{ MeV}$ und $\hbar\omega_2 = 0.28\text{ MeV}$ mit kleinen Drehimpulsgewinnen von jeweils $\Delta i \approx 5\hbar$. Diese Kreuzungen wurden von Larabee et. al. [64] als Ausrichtung eines $h_{9/2}$ -Protonenpaares und eines $i_{13/2}$ -Neutronenpaares in einem Kern mit prolater Gestalt interpretiert. Das ausge-

Bild 30

Darstellung des ausgerichteten Drehimpulses (i) gegenüber der Rotationsfrequenz $\hbar\omega$ a) für einige Banden in den geraden Pt-Isotopen, b) für die $(+,0)_0$ -Bande in ^{186}Pt und für Banden in ^{185}Pt [64], ^{185}Ir [67] und ^{187}Au [68]. Als Referenzbande wurde der obere Teil der $(+,0)_0$ -Bande aus ^{186}Pt durch die Harrisformel parametrisiert.



prägte Backbending mit einer Zunahme des ausgerichteten Drehimpulses von $\Delta i \approx 11\hbar$ in der $(+,0)_0$ -Bande in ^{188}Pt bei einer Rotationsfrequenz von $\hbar\omega = 0.25 \text{ MeV}$ wurde von Richter et.al. [25] als Ausrichtung eines $i_{13/2}$ -Neutronenpaares in einem oblat deformierten Kern interpretiert. Die Unterschiede in der Wechselwirkungsstärke und dem Drehimpulsgewinn Δi für $(\nu i_{13/2})^2$ -Bandenkrenzungen in prolaten und oblaten Pt-Kernen sind darin begründet, daß in prolaten Kernen Orbitale der $\nu i_{13/2}$ Unterschale mit großem Ω in der Nähe der Fermikante liegen, während in oblaten Kernen Orbitale der gleichen Unterschale mit kleinem Ω in der Nähe der Fermikante liegen. Ein starkes Backbending mit einer großen Zunahme des Drehimpulses i , hervorgerufen durch eine $(\nu i_{13/2})^2$ -Bandenkreuzung, wurde auch in den oblaten Kernen $^{190,192,194}\text{Pt}$ [63] und in $^{190,192,194}\text{Hg}$ [66] beobachtet. In den oblaten Kernen wurde jedoch keine $(\pi h_{9/2})^2$ -Bandenkrenzungen gefunden. In der $(+,0)_0$ -Bande von ^{186}Pt kann man nur eine Bandenkreuzung bei einer Rotationsfrequenz von $\hbar\omega = 0.24 \text{ MeV}$ sehen. Der relativ kleine Drehimpulsgewinn von $\Delta i \approx 6\hbar$ schließt eine oblate Gestalt für diese Bandenkonfiguration aus. Die Ursache dieser Bandenkreuzung kann die Ausrichtung eines $h_{9/2}$ -Protonen-

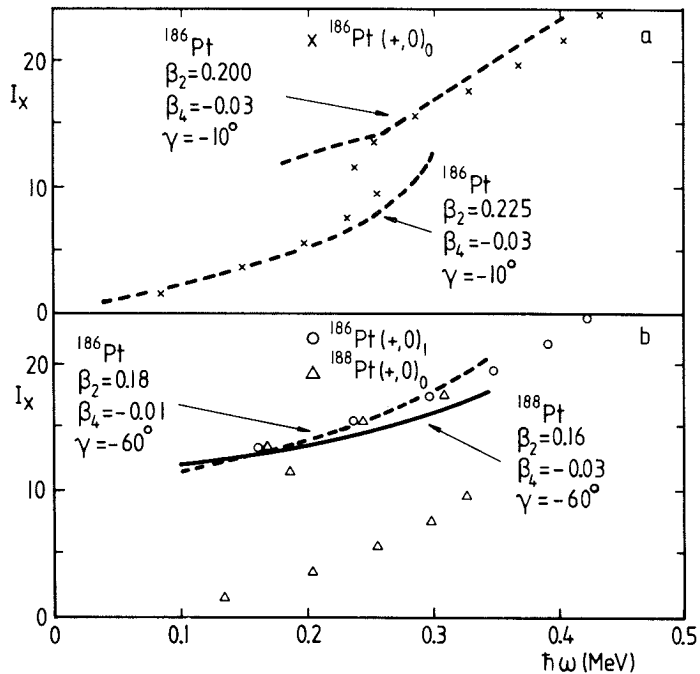
paares oder die eines $i_{13/2}$ -Neutronenpaares in einem prolaten Kern sein. Eine endgültige Konfigurationszuordnung für die $(+,0)_0$ -Bande oberhalb der Kreuzung kann aus Blockierungsargumenten unter Berücksichtigung des Bandenkrenzungsverhaltens in den Nachbarkernen ^{185}Pt [64], ^{185}Ir [67] und ^{187}Au [68] gewonnen werden (siehe Bild 30b). Die $\nu i_{13/2}$ -Bande in ^{185}Pt zeigt eine Bandenkreuzung bei $\hbar\omega = 0.25 \text{ MeV}$ mit einem Drehimpulsgewinn von $\Delta i \approx 5\hbar$ [64]. Die Ähnlichkeit dieser charakteristischen Werte mit denen der $(+,0)_0$ -Bande in ^{186}Pt legt nahe, daß die Bandenkreuzung in ^{186}Pt nicht durch $i_{13/2}$ -Neutronenpaare hervorgerufen wird, da eine $(\nu i_{13/2})^2$ -Kreuzung in der $\nu i_{13/2}$ -Bande in ^{185}Pt blockiert ist. Diese Hypothese wird durch die Tatsache unterstützt, daß in den $\pi h_{9/2}$ -Banden in ^{185}Ir und ^{187}Au bei dieser Frequenz keine Bandenkreuzung beobachtet wurde. Dies kann man verstehen, wenn die Bandenkreuzung in der $(+,0)_0$ -Bande durch eine $(\pi h_{9/2})^2$ -Konfiguration hervorgerufen wird. Diese Konfiguration ist in der $\pi h_{9/2}$ -Bande in ^{185}Ir und ^{187}Au blockiert. Diese Schlußfolgerung wird bestätigt durch das Auftreten einer Bandenkreuzung in der $\pi i_{13/2}$ -Bande von ^{187}Au bei einer Rotationsfrequenz von $\hbar\omega = 0.24 \text{ MeV}$ mit einem Drehimpulsgewinn von $\Delta i \approx 6\hbar$. Die Ausrichtung von $h_{9/2}$ -Protonenpaaren wird nur in prolat deformierten Kernen dieser Massengegend erwartet (siehe Nilssonschema). Daraus läßt sich schließen, daß der Kern ^{186}Pt in der $(+,0)_0$ -Bande eine prolate Deformation hat.

Um die beiden grundverschiedenen $(+,0)$ -Banden in ^{186}Pt theoretisch zu interpretieren, wurden Rechnungen im Crankingmodell ausgeführt. Der Routhian wurde als Funktion von β_2 und γ bestimmt, während β_4 bei Werten aus Ref.[26] festgehalten wurde. Es wurde ein Woods-Saxon-Einteilchenpotential aus Ref.[69] und eine Monopol-Paarkraft mit Parametern aus Ref.[70] benutzt. Die Reduktion der Paarungslücke wurde auf 60% der Paarungslücke bei $\omega = 0$ für 0-Quasiteilchenkonfigurationen und auf 30% für die 2-Quasiteilchenkonfigurationen begrenzt. In ^{186}Pt und seinen Nachbarkernen sind die $\nu i_{13/2}$, $\pi h_{9/2}$ und $\pi h_{11/2}$ -Einteilchenorbitale wichtig für das Bandenkrenzungsverhalten. Für prolate Kerngestalten $0.20 \leq \beta_2 \leq 0.25$ wurde eine allmähliche Zunahme des Drehimpulses i mit der Rotationsfrequenz, hervorgerufen durch Ausrichtung von $i_{13/2}$ -Neutronen und $\pi h_{9/2}$ -Protonenpaaren, vorhergesagt. In unserer Rechnung wurde die Kreuzungsfrequenz für $i_{13/2}$ -Quasineutronen immer kleiner als die Kreuzungsfrequenz der $\pi h_{9/2}$ -Quasiprotonen berechnet. Die Kreuzungsfrequenz der $h_{9/2}$ -Quasiprotonen hängt hierbei empfindlicher von der β_2 - und γ -Deformation ab als die der $i_{13/2}$ -Quasineutronen. Für $\gamma \approx -15^\circ$ und $0.2 \leq \beta_2 \leq 0.25$ wird diese Kreuzungsfrequenz größer als 0.4 MeV . Die Rechnungen wurden für $\gamma = -10^\circ$ ausgeführt, da für höhere Spins leicht negative γ -Deformationen in diesen Rechnungen energetisch bevorzugt sind.

In Bild 31a sind die experimentellen und die berechneten I_x -Werte (Gesamtdrehimpuls in Richtung der Rotationsachse, siehe Anhang) für die $(+,0)_0$ -Bande in ^{186}Pt als Funktion von $\hbar\omega$ aufgetragen. Nach der Kreuzung hat die Bande in der Rechnung eine $(\nu i_{13/2})^2$ -Konfiguration. Dies widerspricht der $(\pi h_{9/2})^2$ -Zuordnung, die sich aus den obigen Blockierungsargumenten ergab. Dieser Widerspruch kann nicht durch eine Änderung der Deformationsparameter aufgehoben werden. Eine mögliche Erklärung könnte sein, daß die Neutronenpaarkorrelationen für $N=108$ durch eine verringerte Niveaudichte für Neutronen in der Nähe der Fermikante reduziert sind [71]. Die Ausrichtung der Einteilchendrehimpulse durch den Aufbruch eines Nukleonenpaares beruht jedoch gerade darauf, daß bei einer bestimmten kritischen Frequenz ω_c die Corioliskraft stärker wird als die Paarkraft und ein Nukleonenpaar, daß zuvor seine Drehimpulse in entgegengesetzter Richtung zu 0 gekoppelt hatte, aufbricht und beide Drehimpulse in Richtung der Rotationsachse ausgerichtet. Bei verschwindender Paarkorrelation existieren diese kritischen Frequenzen, bei denen Nukleonenpaare aufgebrochen werden, nicht mehr und die Drehimpulse der Teilchen werden allmählich mit wachsendem Spin ausgerichtet.

Bild 31

Darstellung des experimentellen (Symbole) und theoretisch berechneten (Linien) Drehimpulses I_x gegenüber der Rotationsfrequenz a) für die $(+,0)_0$ -Bande in ^{186}Pt und b) für die $(+,0)_1$ -Bande in ^{186}Pt und die Yrast-bande in ^{188}Pt . Die berechneten Zweiquasiteilchenbanden haben alle $(\nu i_{13/2})^2$ -Konfiguration.



In Bild 31b werden die experimentellen I_x -Werte für die $(+,0)_1$ -Bande in ^{186}Pt und die $(+,0)_0$ -Bande in ^{188}Pt mit theoretischen Rechnungen verglichen, die eine $(\nu i_{13/2})^2$ -Konfiguration auf oblatem Rumpf, oberhalb der Bandenkreuzung, vorausgesagt. Man sieht eine befriedigende Übereinstimmung zwischen den experimentellen und theoretischen

Resultaten. Diese Übereinstimmung konnte nicht erzielt werden, wenn man eine prolata Kerndeformation in den Rechnungen annahm, da dann die berechneten Trägheitsmomente zu groß sein würden. Dies würde in einem zu steilen Anstieg von I_x mit der Rotationsfrequenz $\hbar\omega$ resultieren. Bei einer Rotationsfrequenz von $\hbar\omega=0.34\text{MeV}$ wird eine zweite $(\nu_{13/2})^2$ -Kreuzung in den Rechnungen vorausgesagt, wobei diese Kreuzungsfrequenz jedoch empfindlich von den Deformationsparametern abhängt. In der Tat fängt der Drehimpuls i für die $(+,0)_1$ -Bande in ^{186}Pt bei $\hbar\omega \approx 0.39\text{MeV}$ an zu steigen. Zusammenfassend ist festzustellen, daß in ^{186}Pt zwei Zweiquasiteilchenbanden positiver Parität koexistieren, wobei die eine Bande eine $(\pi h_{9/2})^2$ Konfiguration aufbauend auf dominant prolatem Rumpf und die andere ein $(\nu_{13/2})^2$ -Konfiguration aufbauend auf einem dominant oblatem Rumpf besitzt.

II.3.3.2: Die γ -Bande

Ein Atomkern ist nicht vollständig starr gegenüber γ -Deformation. Er kann in γ -Richtung vibrieren. Schon im Grundzustand hat ein quantenmechanischer Vibrator 0-Punktschwingungen. Die 0-Punktschwingungen in γ -Richtung erzeugen auch im axialsymmetrisch deformierten Kern eine minimale Triaxialität. In vielen deformierten Kernen beobachtet man γ -Banden, deren Bandenkopf den Drehimpuls $I=K=2$ hat. (K ist die Projektion des Drehimpulses auf die Hauptdeformationsachse.) Dieser Bandenkopf wird entweder als erster angeregter γ -Vibrationszustand ($n_\gamma=1$) interpretiert [77], oder als Rotation des Kerns um die Hauptdeformationsachse ($n_\gamma=0$) [62]. Eine solche Rotation ist aufgrund der 0-Punktschwingung in γ -Richtung möglich. Auf diesen Bandenkopf baut eine $\Delta I=1$ -Rotationsbande auf, hervorgerufen durch die übliche Rotation des Kerns um eine Achse senkrecht zur Hauptdeformationsachse. Der Bandenkopf, der in triaxialen Kernen beobachteten Quasi- γ -Bande, kann gut durch eine Rotation des Kerns um die Hauptdeformationsachse erklärt werden, denn das Trägheitsmoment für eine Rotation um diese Achse ist für einen triaxialen Kern viel größer als das nur durch die 0-Punktsschwingung in γ -Richtung hervorgerufene Trägheitsmoment. Dadurch wird der Bandenkopf der Quasi- γ -Bande energetisch stark abgesenkt. Ref.[72] gibt eine analytische Formel für diese Absenkung gegenüber dem 2^+ -Zustand der Yrastbande an:

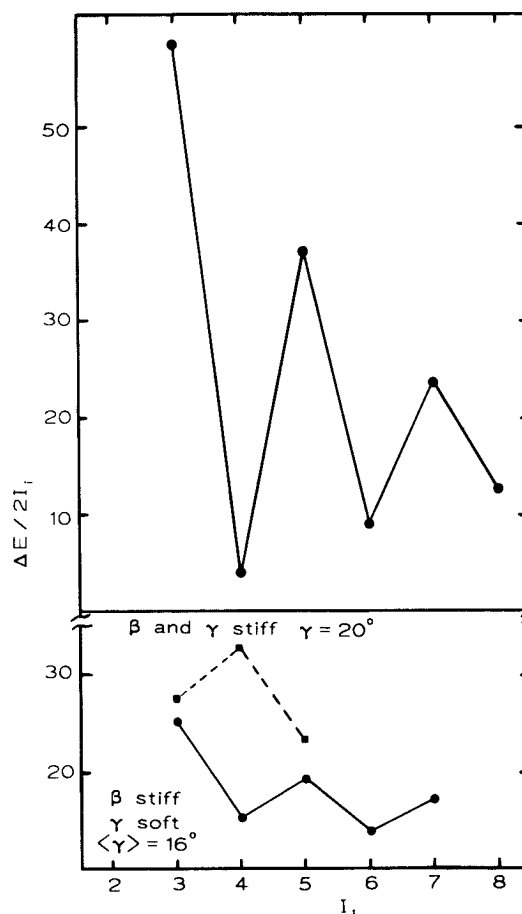
$$E(2^+)_{1,2} = \frac{6\hbar^2}{2\Theta_0} \frac{9 \pm \sqrt{81 - 72 \sin^2(3\gamma)}}{4 \sin^2(3\gamma)}$$

Der zweite angeregte 2^+ -Zustand eines Kerns kann für $\gamma = -30^\circ$ tiefer liegen als der 4^+ -Zustand der Yrastbande. Ein Kern, der sich ohne Kraftaufwand beliebig in γ -Richtung

deformieren läßt (vollständig γ -weicher Kern), nimmt jede mögliche γ -Deformation mit gleicher Wahrscheinlichkeit an. Aufgrund der 0-Punktschwingungen der γ -Vibration verharrt er jedoch bei keiner festen γ -Deformation. Dies führt im Mittel zu einem großen Trägheitsmoment für die Rotation um die Hauptdeformationsachse. Nach einem Modell von Wilets und Jean [73] ist für einen solchen Kern unabhängig von der β -Deformation der 2^+_2 - und der 4^+_1 -Zustand entartet. Die Zustände mit ungeradem Spin innerhalb der γ -Bande verhalten sich jedoch völlig verschieden für Kerne, die sich leicht in triaxsi-aler Richtung deformieren lassen (γ -weiche Kerne) und für triaxiale Kerne, die sich starr gegenüber einer Verformung in andere γ -Deformationen verhalten (γ -starrer Kern). Während in triaxialen γ -starreren Kernen Energiedoublets in der Form $(2^+_Y, 3^+_Y)$, $(4^+_Y, 5^+_Y)$, $(6^+_Y, 7^+_Y)$... auftreten [72,74], sind in γ -weichen Kernen der 3^+_Y und der 4^+_Y entartet [73] und der 5^+_Y liegt dicht beim 6^+_Y . Die in der γ -Bande von ^{186}Pt experimentell gefundenen energetischen Abstände zwischen den Zuständen mit Spin I und den Zuständen mit Spin $I-1$, dividiert durch den doppelten Spin $2I$, sind in Bild 32 oben gegenüber dem Spin aufgetragen. Für gerade Spins ist diese Größe sehr viel kleiner als

Bild 32

Staggering Innerhalb der γ -Bande in ^{186}Pt . Oben: Die experimentellen Energieabstände zwischen den Zuständen mit Spin I und $I-1$, dividiert durch $2I$, aufgetragen gegenüber dem Spin I für die γ -Bande in ^{186}Pt . Unten: Rechnungen aus Ref. [75,72] für einen γ -weichen Kern (durchgezogene Linie) und für einen triaxsi-alen aber für γ -Deformationen starren Kern (gestrichelte Linie).



für ungerade Spins. Dies wird als Staggering-Effekt bezeichnet. Der Staggering-Effekt stimmt qualitativ mit Rechnungen aus Ref. [75] für einen γ -weichen Kern überein (Bild 32 unten), verhält sich jedoch entgegengesetzt zu dem eines triaxialen γ -starken Kerns [72]. Bild 33 zeigt in Teil a/b für ^{186}Pt und seine geraden Nachbarkerne die Position des 2^+_{γ} -Bandenkopfes relativ zum 4^+ Yrastzustand. Statistisch stark γ -deformierte Kerne und γ -weiche Kerne haben einen Wert von $E(2^+_{\gamma})/E(4^+_{\gamma}) \approx 1$ Ref.[72]. Dies trifft für ^{186}Pt , ^{188}Pt und ^{188}Hg annähernd zu, während der gut axialsymmetrisch deformierte Kern ^{184}Os den großen Wert von $E(2^+_{\gamma})/E(4^+_{\gamma}) = 2.4$ erreicht. In Bild 33c/d ist die Größe $[E(4^+_{\gamma}) - E(2^+_{\gamma})]/[E(3^+_{\gamma}) - E(2^+_{\gamma})]$ aufgetragen. Diese Größe zeigt die Position des 3^+ -Zustandes der γ -Bande relativ zum 2^+ - und 4^+ -Zustand dieser Bande. In ^{186}Pt ist der Abstand zwischen den 3^+_{γ} und 4^+_{γ} -Zuständen am kleinsten. ^{186}Pt erreicht damit fast den Grenzwert eines vollständig γ -weichen Kerns.

Bild 33

a/b) Darstellung der Energie des 2^+ -Zustandes der γ -Bande relativ zum 4^+ -Yrastzustand in a) für $^{184},^{186},^{188}\text{Pt}$ [27,25] und in b) für ^{184}Os [81], ^{186}Pt und ^{188}Hg [82].

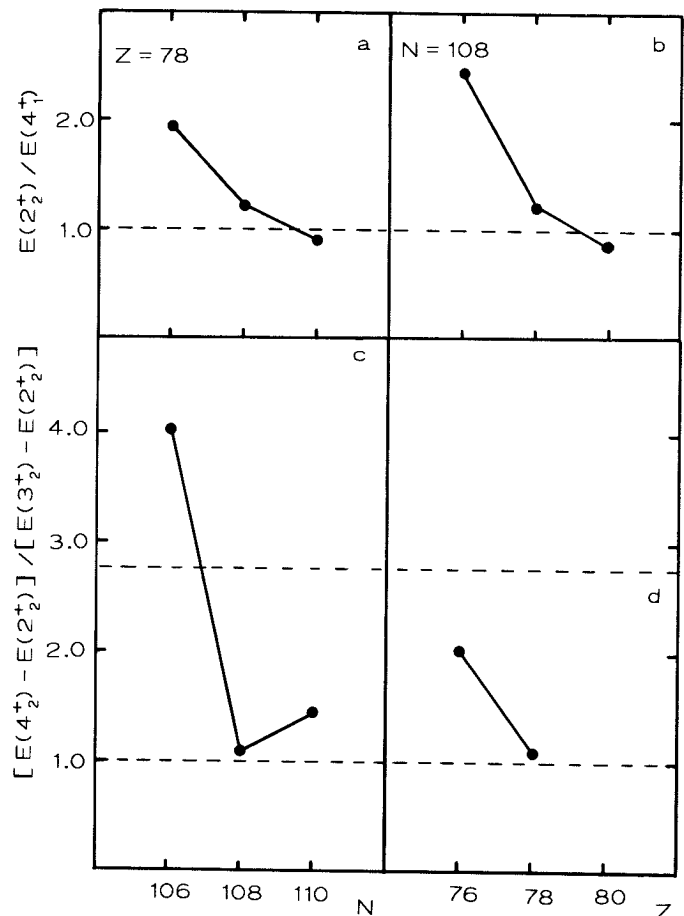
Gestrichelt eingezeichnet ist der erwartete Wert für triaxiale Kerne und γ -weiche Kerne [72].

c/d) $[E(4^+_{\gamma}) - E(2^+_{\gamma})]/[E(3^+_{\gamma}) - E(2^+_{\gamma})]$ aufgetragen

c) für $^{184},^{186},^{188}\text{Pt}$ [27,25] und

d) für ^{184}Os [81] und ^{186}Pt .

Gestrichelt eingetragen ist der erwartete Wert (2.8) für einen triaxialen ($\gamma = 22^\circ$) aber für γ -Deformation starren Kern und der erwartete Wert (1.0) für einen γ -weichen Kern [72].



Im Rahmen des IBA-Modells (Interacting Boson Modell) wurden von Bijker et al. B(E2)-Werte für den Zerfall der γ -Bande in die Yrastbande berechnet [76]. In diesem Modell werden die Vielteilchenzustände des Kerns entsprechend der irreduziblen Darstellung der SU(6)-Gruppe oder ihrer Untergruppen klassifiziert. Ein axial-symmetrischer in γ -Richtung nicht deformierbarer Rotator wird innerhalb des SU(3)-Modells und ein vollständig γ -weicher Kern wird innerhalb des O(6)-Modells beschrieben. Im SU(3)-Modell (axialsymmetrischer γ -steifer Rotator) ergibt sich $B(E2, I_{\gamma} \rightarrow I-2_{\text{yrast}}) / B(E2, I_{\gamma} \rightarrow I_{\text{yrast}}) = 0.66, 0.30$ und 0.23 für den $2_{\gamma}^{+}, 4_{\gamma}^{+}$ und 6_{γ}^{+} -Zustand. Während diese B(E2)-Werte im O(6)-Modell (vollständig γ -weicher Kern) verschwinden sollten. In unserem Experiment ergeben sich Werte von ca. 0.09, 0.06 und 0.06 für die Übergänge, die die $2_{\gamma}^{+}, 4_{\gamma}^{+}$ und 6_{γ}^{+} -Zustände entvölkern. Der 3_{γ}^{+} -Zustand zerfällt im wesentlichen in den 2^{+} -Yrastzustand. Übergänge vom 3_{γ}^{+} zum 4^{+} -Yrastzustand und zum 2^{+} -Zustand der γ -Bande wurden in unserem Experiment nicht beobachtet, sind jedoch aus Ref. [60] bekannt. Es ergibt sich für die Verzweigungsverhältnisse $B(E2, 3_{\gamma}^{+} \rightarrow 2_1^{+}) / B(E2, 3_{\gamma}^{+} \rightarrow 4_1^{+}) = 0.68$ und $B(E2, 3_{\gamma}^{+} \rightarrow 2_1^{+}) / B(E2, 3_{\gamma}^{+} \rightarrow 2_{\gamma}^{+}) = 0.16$. Diese Resultate stimmen annähernd mit Werten überein, die im Rahmen des IBA-Modell für Kerne vorhergesagt werden, die sich im Übergangsgebiet zwischen dem SU(3)-Modell und O(6)-Modell befinden. Abschließend kann man also feststellen, daß die γ -Bande in ^{186}Pt das Verhalten eines sehr γ -weichen Kerns zeigt.

II.3.3.3: Die $(-,1)_2$ -Bande

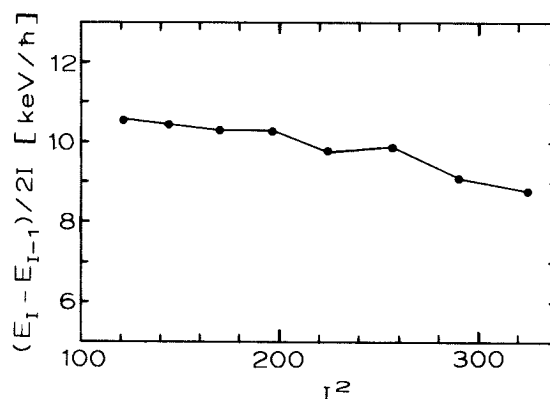
Der Bandenkopf der $(-,1)_2$ -Bande hat die vorläufige Spin-Paritätszuordnung $I^{\pi} = 13^{-}$ erhalten. Die Anregungsenergie dieses Zustandes ist nur 107 keV höher als der $I^{\pi} = 13^{-}$ -Bandenkopf der Bande 2 in ^{184}Pt . Dieser Bande in ^{184}Pt wurde eine $\pi i_{13/2} \pi h_{9/2}$ -Konfiguration bei prolater Kerndeformation zugeordnet [27]. Wir übernehmen diese Interpretation für die $(-,1)_2$ -Bande in ^{186}Pt . Diese Zuordnung wird durch die Argumente unterstützt, daß (i) die $(-,1)_2$ -Bande stark in die $(+,0)_0$ -Bande oberhalb der Bandenkreuzung entvölkert, wo ihr eine $(\pi h_{9/2})^2$ -Konfiguration zugewiesen wurde und (ii) keine Bandenkreuzung in der $(-,1)_2$ -Bande beobachtet wird (siehe Bild 30). Dies kann als Blockierung des $\pi h_{9/2}$ -Zustandes verstanden werden. Die Bande 2 in dem prolateren Kern ^{184}Pt zeigt eine Bandenkreuzung mit einem Drehimpulsgewinn von $\Delta i \approx 4\hbar$, hervorgerufen durch $i_{13/2}$ -Quasineutronen [27]. Sowohl in der prolateren $(-,1)_2$ -Bande in ^{186}Pt als auch in allen Banden in ^{185}Ir [67] und ^{187}Au [68] fehlt die $(\nu i_{13/2})^2$ -Bandenkreuzung. Dies ist konsistent mit der Abwesenheit dieser Kreuzung in der $(+,0)_0$ -Bande in ^{186}Pt .

II.3.3.4: Die $(-,0)_4^-$ - und $(-,1)_4^-$ -Bande

In ^{186}Pt wird eine stark gekoppelte Bande negativer Parität beobachtet. Innerhalb der Bande sind die $\Delta I=1$ -Übergänge alle wesentlich schwächer als die $\Delta I=2$ -Übergänge. Der sehr starke 203.5 keV -Übergang vom 10^- -Zustand dieser Bande zum 9^- -Niveau bei 2356 keV Anregungsenergie, der 4.3 mal schwächere 364.3 keV, parallel liegende ($\Delta I=2$) -Übergang zum 8^- -Isomer bei einer Anregungsenergie von 2195 keV und das Fehlen eines ($\Delta I=2$) -Überganges vom 11^- -Zustand dieser Bande zum 9^- -Niveau bei 2356 keV schließen das 8^- -Isomer bei 2195 keV Anregungsenergie als Bandenkopf dieser Bande aus. Vielmehr muß der 10^- -Zustand bei 2559 keV als Kopf dieser Bande betrachtet werden. Bild 34 zeigt den Staggering-Effekt für diese Bande. Es ist die Übergangsenergie der ($\Delta I=1$) -Übergänge, dividiert durch den zweifachen Spin, gegen das Quadrat des Spins aufgetragen. Es zeigt sich ein schwacher Staggering-Effekt, der mit dem Spin leicht zunimmt. Nur solange die Spins der Quasiteilchen gemäß dem starken Kopplungsschema an die Hauptdeformationsachse gekoppelt sind [77], folgen die Energien einem $I(I+1)$ -Gesetz und verschwindet der Staggering-Effekt. Nur in diesem Fall ist K eine gute Quantenzahl. Bei größer werdender Rotationsfrequenz kann die Corioliskraft ($-\omega J_x$) die Signaturzweige gegeneinander verschieben und die verschiedenen Ω -Eigenzustände der Teilchenzustände mischen, so daß ein Staggeringeffekt auftritt. Aus Bild 34 muß man schließen, daß die $(-,0)_4^-$ - und $(-,1)_4^-$ -Banden als Signaturzweige einer stark gekoppelten Bande betrachtet werden können.

Bild 34

Staggering-Effekt in der $(-,0)_4^-$ - und $(-,1)_4^-$ -Bande.



Für stark gekoppelte Banden kann im Rahmen des Bohr-Mottelson-Modells [77] aus den $M1/E2$ -Mischungsverhältnissen δ der $\Delta I=1$ -Übergänge oder aus den Intensitätsverhältnissen λ der $(I \rightarrow I-2)$ - und $(I \rightarrow I-1)$ -Übergänge der g-Faktor innerhalb der Bande bestimmt werden. (Für Details siehe auch Ref.60). Es gilt

$$\frac{g_K - g_R}{Q_0} = \frac{E_Y(I \rightarrow I-1) [\text{keV}]}{536 \sqrt{(2I+2)(2I-2)}} \cdot \frac{1}{\delta}$$

und

$$\frac{1}{\delta^2} = \frac{1}{\lambda} \left(\frac{E_Y(I \rightarrow I-2)}{E_Y(I \rightarrow I-1)} \right)^5 \frac{(I+1)(I-1+K)(I-1-K)}{2K^2(2I-1)} - 1$$

Hierbei ist g_K der g-Faktor der Quasiteilchenkonfiguration, g_R das magnetische Moment des rotierenden Kerns und Q_0 das Quadrupolmoment. Aus den ermittelten DCO-Verhältnissen der $(\Delta I=1)$ -Übergänge wurden mit Hilfe von Bild 21 die möglichen Lösungsbereiche für δ ermittelt. Außerdem wurde aus den Koinzidenzdaten das Verzweigungsverhältnis λ bestimmt. Die Ergebnisse sind in Tabelle 4 zusammengefaßt.

Tabelle 4: δ (aus den DCO-Verhältnissen) und λ -Werte in der $(-,0)_4^-$ und $(-,1)_4^-$ -Bande

I	δ	λ
11	-11.4 bis -3.0, -0.23 bis 0.0	
12	$-\infty$ bis -4.5, -0.11 bis 0.25, 5.7 bis ∞	3.5 ± 0.6
13	-4.7 bis -1.6, -0.53 bis -0.11	2.20 ± 0.25
14	$-\infty$ bis -1.7, -0.45 bis 0.11, 55 bis ∞	2.21 ± 0.23
15	-29 bis 0.02, 9.5 bis ∞	$2.67^{+2.6}_{-0.41}$
16		4.7 ± 1.1

Die Berechnung des $(g_K - g_R)/Q_0$ -Wertes für die niedrigen Spins innerhalb der Bande ist aus folgendem Grunde problematisch: Die 11^- -Zustände der $(-,1)_4^-$ und $(-,1)_3^-$ -Banden sind energetisch fast entartet. Der Abstand zwischen beiden Niveaus beträgt nur 4 keV. Die Konfigurationen beider Zustände mischen daher sehr stark. Aufgrund der sehr verschiedenen K-Quantenzahlen (die $(-,1)_3^-$ -Bande hat $K \approx 0$ und die $(-,1)_4^-$ -Bande hat $K=10$) beider Konfigurationen gibt es jedoch nur eine schwache Wechselwirkung (Abstoßung) zwischen den beiden 11^- -Zuständen. Die Konfigurationsmischung in den beiden diskutierten 11^- -Zuständen ist verantwortlich für die $(13_3^- \rightarrow 11_4^-)$ -, $(11_3^- \rightarrow 10_4^-)$ -, $(12_4^- \rightarrow 11_3^-)$ und $11_4^- \rightarrow 9_3^-$ -Übergänge. Man kann eine Konfigurationsmischungsrechnung analog zu Ref.[27] durchführen. Die gemischten Zustände können wie folgt beschrieben werden:

$$|11, 2792 \text{ keV}\rangle \equiv |11_4^-\rangle = a|4\rangle - b|3\rangle$$

$$|11^-, 2788 \text{ keV}\rangle \equiv |11_3^-\rangle = b|4\rangle + a|3\rangle$$

Unter der Voraussetzung, daß der 13_3^- -Zustand eine ungemischte Konfiguration hat, erhält man: (Diese Annahme ist für diesen Zustand problematisch, da er ebenfalls nur 11 keV entfernt zum 13_4^- ist.)

$$\frac{B(E2, |13_3^- \rangle \rightarrow |11_4^- \rangle)}{B(E2, |13_3^- \rangle \rightarrow |11_3^- \rangle)} = \frac{b^2}{a^2} = 0.27 \pm 0.07 \frac{511.8^5}{507.6^5} = 0.28 \pm 0.07$$

Unter der Voraussetzung, daß der 12_4^- -Zustand eine ungemischte Konfiguration hat, kann man aus seinem Zerfall in die 11_3^- - und 11_4^- -Zustände ebenfalls die Konfigurationsmischung dieser 11^- -Zustände berechnen. Die Übergänge von 12^- nach 11^- können allerdings gemischte M1/E2 -Übergänge sein. Man erhält für das Intensitätsverhältnis der beiden $(11^- \rightarrow 12^-)$ -Übergänge:

$$\frac{T_\gamma(12_4^- \rightarrow 11_3^-)}{T_\gamma(12_4^- \rightarrow 11_4^-)} = \frac{T_\gamma(E2; 12_4^- \rightarrow 11_3^-) + T_\gamma(M1; 12_4^- \rightarrow 11_3^-)}{T_\gamma(E2; 12_4^- \rightarrow 11_4^-) + T_\gamma(M1; 12_4^- \rightarrow 11_4^-)} =$$

$$\frac{b^2}{a^2} \frac{0.03 (255.1 \text{ keV})^5 B(E2, |4\rangle_{I=12} \rightarrow |4\rangle_{I=11}) + (255.1 \text{ keV})^3 B(M1, |4\rangle_{I=12} \rightarrow |4\rangle_{I=11})}{0.03 (251.0 \text{ keV})^5 B(E2, |4\rangle_{I=12} \rightarrow |4\rangle_{I=11}) + (251.0 \text{ keV})^3 B(M1, |4\rangle_{I=12} \rightarrow |4\rangle_{I=11})}$$

Zähler und Nenner des Bruches enthalten die gleichen B(E2)- und B(M1)-Werte. Da die Energien der beiden $12_4^- \rightarrow 11^-$ Übergänge fast gleich sind, variiert der Wert dieses Bruchs abhängig vom B(E2) zu B(M1)-Verhältnis nur zwischen 1.05 und 1.09, so daß sich für das Mischungsverhältnis

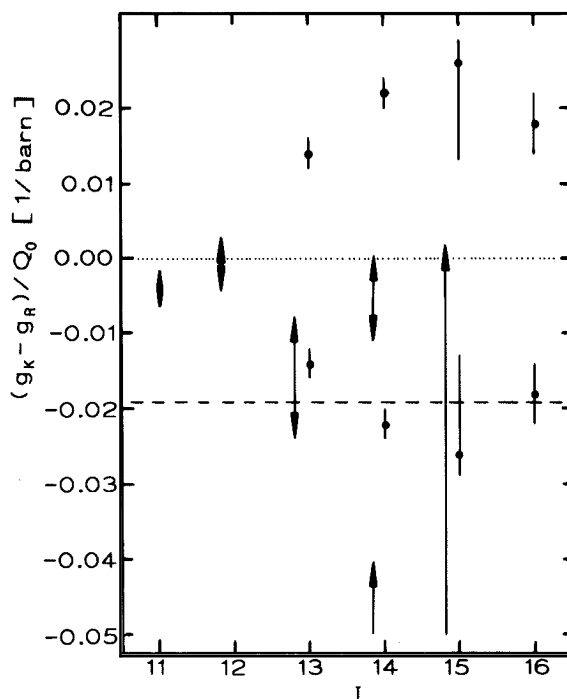
$$b^2/a^2 \approx (1.24 \pm 0.35) / 1.07 = 1.16 \pm 0.33 \text{ ergibt}$$

Dieser Wert zeigt, daß in den 11^- Zuständen beider Banden die $|3\rangle$ und $|4\rangle$ Konfiguration zu annähernd gleichen Teilen gemischt sind. Da der 12^- -Zustand in der $(-,0)_3$ -Bande 30 keV höher liegt als der 12_4^- -Zustand, ist hier die Annahme, daß diese beiden Zustände eine ungemischte Konfiguration besitzen gerechtfertigt, und $b^2/a^2 \approx 1.16$ stellt die wahre Mischung dar. Das aus dem Zerfall des $|13_3^- \rangle$ gewonnene Mischungsverhältnis der Konfigurationen stimmt nicht mit dem aus dem 12_4^- -Zerfall bestimmten Verhältnis überein. Dies deutet an, daß auch die 13^- -Zustände in beiden Banden gemischte Konfigurationen haben.

Geht man im Folgenden davon aus, daß die Zustände ungeraden Spins in der $(-,1)_4$ -Bande bei kleinen Spins Konfigurationsmischungen aufweisen, so werden dadurch, wie die Analyse der obigen Verzweungsverhältnisse zeigt, insbesondere die $\Delta I = 1$ Intraband-Übergänge, die die Übergänge zwischen den reinen und gemischten Konfigurationen darstellen, abgeschwächt. Die ermittelten Verzweungsverhältnisse λ innerhalb der $(-,)_4$ -Bande stellen deshalb bei niedrigen Spins eine obere Grenze für den zu erwartenden Wert innerhalb einer stark gekoppelten Bande ohne Konfigurationsmischung dar. Die aus λ und δ ermittelten $(g_K - g_R) / Q_0$ -Werte sind in Bild 35 eingetragen. Da man aus

Bild 35

Experimentell ermittelte $(g_K - g_R)/Q_0$ -Werte innerhalb der $(-,0)_4$ - und $(-,1)_4$ -Bande. Die als Punkte eingetragenen Werte wurden aus dem Verzweigungsverhältnis λ gewonnen und sind mit positivem und negativem Vorzeichen eingetragen. Die durch Pfeile markierten Bereiche ergeben sich aus den δ -Werten, die aus den DCO-Verhältnissen ermittelt wurden. Die aus λ gewonnenen Werte mit negativem Vorzeichen ergeben den gestrichelt eingezeichneten Mittelwert.



den λ -Werten keine Vorzeicheninformation erhält, sind diese Werte sowohl mit negativem als auch mit positivem Vorzeichen eingetragen worden. Für den Zerfall des $I = 12$ -Zustandes erhält man einen imaginären $(g_K - g_R)/Q_0$ -Wert, der sich durch ein zu großes Verzweigungsverhältnis λ ergibt. Die Ursache hierfür liegt, wie oben besprochen, in der starken Konfigurationsmischung des 11^- -Zustandes. Betrachtet man die aus dem Mischungsverhältnis δ und die aus λ gewonnenen $(g_K - g_R)/Q_0$ -Werte, so ergeben sich nur im negativen Bereich gemeinsame Lösungen. Die aus λ ermittelten Größen ergeben einen Mittelwert von $(g_K - g_R)/Q_0 = -0.019 \pm 0.003$. Aus den oben genannten Argumenten muß dieser Wert als obere Schranke betrachtet werden: $(g_K - g_R)/Q_0 \leq -0.016$. Der $B(E2)$ -Wert für den $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ -Übergang wird in Ref.[60] mit $B(E2, 2_1^+ \rightarrow 0_1^+) = 0.59 \pm 0.03 e^2 b^2$ angegeben. Hieraus folgt mit der Gleichung:

$$B(E2, 2 \rightarrow 0) = \frac{1}{16\pi} e^2 Q_0^2 \quad Q_0 = 5.4 \pm 0.1 b$$

Damit erhalten wir $(g_K - g_R) \leq -0.09$.

Um $K=10$ in einer 2-Quasiteilchenkonfiguration zu erreichen müssen die Drehimpulse parallel gekoppelt werden, d.h die K -Quantenzahlen beider Teilchen addiert werden. In diesem Falle erhält man jedoch nur für Neutronenkonfigurationen negative $(g_K - g_R)$ -Werte, während sich für Protonen aufgrund des Bahn-g-Faktors $(g_K - g_R)$ -Werte größer als 0.2 ergeben [77,58]. Die einzig mögliche Neutronenkonfiguration in der Nähe der Fermikante (siehe Bild 28), die $K = 10$ und negative Parität ergibt, ist die

11/2 [615] x 9/2 [505] -Konfiguration bei prolater Deformation. Bei oblater Deformation gibt es keine Neutronenkonfiguration mit hoher K-Quantenzahl in der Nähe der Fermikante. Es wurden $I^\pi = 10^-$ -Isomere in $^{190,192}\text{Pt}$ beobachtet [63,78]. Diesen Isomeren wird in den angegebenen Referenzen die gleiche 11/2 [615] x 9/2 [505] -Konfiguration bei prolater Deformation zugeordnet. Von uns durchgeführte Nilssonmodellrechnungen [58] ergeben mit Deformationsparametern von $\epsilon_2 = 0.17$ und $\epsilon_4 = 0.045$ [26] unter Annahme eines abgeschwächten Neutronen-g-Faktors: $g_{s\text{eff}} = -2.30$ [79] für die diskutierten Nilssonkonfigurationen:

$$11/2 [615] \quad g_K = -0.19, \quad 9/2 [505] \quad g_K = 0.23$$

Damit erhält man für die 11/2 [615] x 9/2 [505] $\Omega = 10$ -Konfiguration

$$g_K = \sum_i g_K \cdot K_i / \sum K_i = -0.001$$

Nimmt man als g_R -Faktor $g_R = 0.22$ an, wie in Ref. [77] für ^{179}Hf angegeben, so erhält man

$$(g_K - g_R) = -0.22.$$

Der experimentell gefundene Wert von

$$(g_K - g_R)_{\text{exp}} \leq -0.09$$

stimmt mit diesem Wert überein. Der $(-,0)_4^-$ und $(-,1)_4^-$ -Bande wird daher die 11/2 [615] x 9/2 [505] -Konfiguration zugeordnet, wobei der Kern prolater deformiert ist. Der K=10 -Bandenkopf zerfällt sowohl direkt als auch über einen 9^- -Zustand in das K=8 -Isomer, das ebenfalls als Neutronenkonfiguration auf prolaterem Rumpf interpretiert wird (siehe II.3.3.7). Diese Zerfallsmöglichkeit des K=10 -Zustandes in ^{186}Pt erklärt, warum dieser Zustand nicht isomer ist. In den mehr oblaten Kernen $^{190,192}\text{Pt}$ gibt es diese Zerfallsmöglichkeit nicht. Die entsprechenden Zustände haben dort eine Lebensdauer von 47 bzw. 250 ns [78]. In Ref. [78] werden diese Zustände als Gestaltsisomere bei prolater Kerngestalt interpretiert.

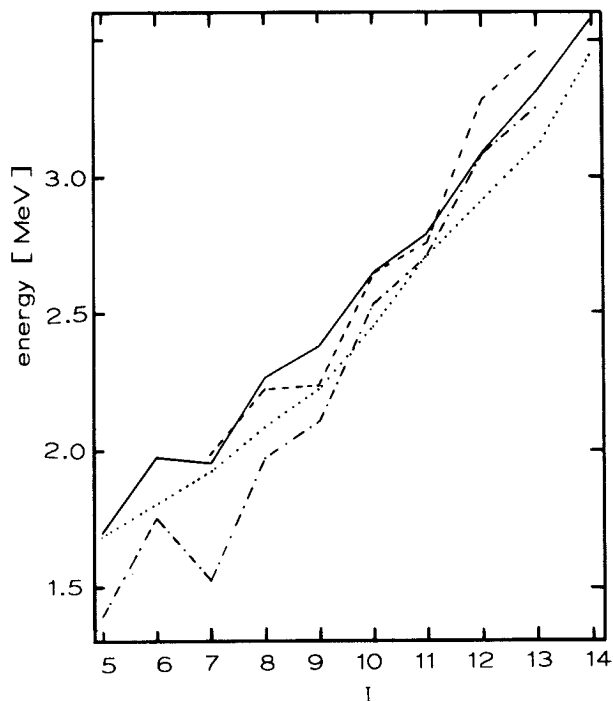
II.3.3.5: Die $(-,1)_3^-$ - und $(-,0)_3^-$ -Banden

In allen Kernen dieser Massengegend werden negative Paritätsbanden aufbauend auf 5^- -Zuständen beobachtet. Die zugehörige andere Signatursequenz mit geraden Spins wird in einigen Kernen erst ab Spin 8 aufwärts beobachtet. Allen diesen Banden ist gemeinsam, daß sie bei niedrigen Spins eine 2-Quasiteilchenkonfiguration bestehend aus einem $\nu i_{13/2}$ -Quasineutron und einem Neutron negativer Parität aus der 5. Nilssonhauptschale mit kleinem Spin haben. Die detaillierte Bandenstruktur ist jedoch sehr stark abhängig von der Deformation des Kerns. In prolater deformierten Kernen beobachtet man regelmäßige ($\Delta I=1$)-Banden, wie im Rahmen des starken Kopplungsschemas erwartet.

Beispiele hierfür sind $^{182,184}\text{Os}$ [80,81] und ^{184}Pt [27]. Diese Banden werden in den angegebenen Referenzen als $9/2[624] \times 7/2[514]$ -Neutronenkonfigurationen interpretiert, bei denen die K-Quantenzahlen antiparallel gekoppelt sind. In den oblaten Kernen $^{188,190,192,194}\text{Hg}$ [6,82] wurden halb entkoppelte 5^- - und 8^- -Banden beobachtet. Hier wird das $i_{13/2}$ -Neutron entlang der Rotationsachse ausgerichtet, während das zweite Neutron mit niedrigem Spin seinen Eigendrehimpuls in Richtung der Hauptdeformationsachse ausrichtet. Dies ermöglicht die Existenz von geraden und ungeraden Spins innerhalb der Bande [79]. In den schweren Pt-Isotopen $^{188-194}\text{Pt}$ [24,25] wurden ebenfalls halb entkoppelte Banden dieser Art beobachtet. In unserer Messung stellen die $(-,0)_3$ - und $(-,1)_3$ -Sequenzen in ^{186}Pt eine solche halbentkoppelte Bande dar. Es gibt jedoch Unterschiede in der Bandenstruktur in den Pt-Kernen im Vergleich zu den Hg-Kernen. Bild 36 zeigt die Anregungsenergien innerhalb der 5^- -Banden, aufgetragen gegen den Spin, für $^{184,186,192}\text{Pt}$ und für ^{192}Hg [27,63,66]. In ^{184}Pt beobachtet man eine mit dem Drehimpuls stetig anwachsende Anregungsenergie. Dies entspricht der oben ge-

Bild 36

Anregungsenergien innerhalb der 5^- -Banden in ^{184}Pt (Punktlinie) [27], ^{186}Pt (durchgezogene Linie), ^{192}Pt (Strichpunktlinie) [63] und ^{192}Hg (gestrichelte Linie) [66].



benen Interpretation einer stark gekoppelten Bande mit kleiner K-Quantenzahl auf prolatem Rumpf. Im oblat deformierten ^{192}Hg sieht man einen Staggering-Effekt, wie er bei halbentkoppelten Banden erwartet wird. Die geraden Spins sind, hervorgerufen durch eine kurzreichweitige Restwechselwirkung, energetisch nach oben verschoben [79]. Dieser

Effekt wird im oberen Spinbereich schwächer. ^{192}Pt und in schwächerem Maße auch ^{186}Pt zeigen im unteren Spinbereich eine starke Unregelmäßigkeit, hervorgerufen durch eine energetische Absenkung des 5^- - und 7^- -Zustandes gegenüber dem 9^- -Zustand. Dieser vergrößerte 7^- zu 9^- -Energieabstand wird von Toki et al. durch eine triaxiale Kerngestalt in den schwereren Pt-Isotopen erklärt [79]: In einem Kern mit einer γ -Deformation von -30° wird zusätzliche Energie benötigt, um das $i_{13/2}$ -Neutron entlang der Rotationsachse auszurichten. Dies geschieht zwischen Spin 7 und 9 und ist verantwortlich für einen vergrößerten Energieabstand zwischen beiden Niveaus. Die Hypothese, daß die schweren Pt-Kerne triaxial deformiert sind im Gegensatz zu den Hg-Kernen, für die man eine oblate Kerngestalt annimmt, wird durch Lebensdaueruntersuchungen der 7^- -Zustände von Richter et.al. [25] unterstützt. Für die Konfiguration der $(-,0)_3^-$ - und $(-,1)_3^-$ -Bande in ^{186}Pt muß also ebenfalls eine triaxiale Kerngestalt angenommen werden.

II.3.3.6: Die $(-,0)_5^-$ - und die $(-,1)_6^-$ -Banden

Die $(-,0)_5^-$ - und die $(-,1)_6^-$ -Bande fangen bei ähnlichen Spins wie die $(-,0)_3^-$ - und $(-,1)_3^-$ -Bande an. Die Anregungsenergien der tiefsten Niveaus unterscheiden sich weniger als 100 keV zwischen den vier Banden. Außerdem gibt es eine Reihe von Übergängen zwischen den $(-,0)_3^-$ - und $(-,1)_3^-$ -Banden und den $(-,0)_5^-$ - und $(-,1)_6^-$ -Banden. Es liegt daher nahe, eine ähnliche Konfiguration wie in den $(-,0)_3^-$ - und $(-,1)_3^-$ -Banden anzunehmen. Es handelt sich wahrscheinlich ebenfalls um ein $i_{13/2}$ -Neutron und ein anderes Neutron der 5. Nilssonhauptschale. Es ist nicht auszuschließen, daß die beiden Signaturzweige der $(-,0)_3^-$ - und $(-,1)_4^-$ -Banden sowie die $(-,0)_5^-$ - und $(-,1)_6^-$ -Banden die vier möglichen Zweiquasiteilchenbanden der selben Konfiguration mit jeweils positiver und negativer Signatur darstellen. Zu erwähnen bleibt ein Backbending in der $(-,0)_5^-$ -Bande, das bei Spin 14 beginnt. Dieses Backbending wird in keiner der anderen Banden negativer Parität beobachtet.

II.3.3.7: Das 8^- -Isomer

Die Lebensdauer des 8^- -Isomers bei einer Anregungsenergie von 2195 keV wurde in dieser Arbeit zu $t_{1/2} = 8.0 \pm 1.3$ ns bestimmt. In den Nachbarkernen ^{184}Pt und ^{182}Os ist seit langem ein 8^- -Isomer bei einer Anregungsenergie von 1844 keV bzw. 1830 keV mit Halbwertszeiten von 1.1 ms bzw. 0.8 ms bekannt [83]. Diese Isomere wurden als K-Isomere mit einer $9/2[624] \times 7/2[514]$ -Nilssonkonfiguration interpretiert. In ^{184}Pt wurde kürzlich eine stark gekoppelte Bande aufbauend auf diesem Isomer beobachtet [27].

Wir interpretieren das 8^- -Isomer in ^{186}Pt in gleicher Weise. Es gibt jedoch ein paar auffallende Unterschiede zu ^{184}Pt . Wir konnten keine Bande auf dem Isomer etablieren. Allenfalls der 9^- -Zustand bei einer Anregungsenergie von 2356 keV könnte der erste Zustand einer Bande sein. Das Isomer zerfällt nicht direkt zur Grundzustandsbande sondern ausschließlich in den 7^- -Zustand der $(-,1)_3$ -Bande. Die Lebensdauer des Isomers beträgt nur 8 ns. Diese Unterschiede zu ^{184}Pt lassen sich jedoch folgendermaßen erklären. Der 7^- -Zustand in ^{186}Pt enthält, wie bereits diskutiert, ebenfalls ein $i_{13/2}$ -Neutron, das in den 7^- und 9^- -Zuständen vollständig entlang der Rotationsachse ausgerichtet wird. Im 7^- -Zustand können also verschiedene K-Zustände gemischt sein. Dies vergrößert die Übergangswahrscheinlichkeit vom $K=8$ -Isomer in den 7^- -Zustand und verkürzt die Lebensdauer des Isomers.

III Entwicklung eines Summenenergie- und γ -Multiplizitätsfilters für das OSIRIS-Spektrometer

III.1: Die physikalische Problemstellung

Nach einer Compoundkernreaktion dampft der angeregte Kern zunächst leichte Teilchen, im wesentlichen Neutronen, ab. In Konkurrenz zu diesem Prozeß kann die Emission von Riesenresonanz- γ -Quanten mit einer Energie von ca. 10-15 MeV stehen. Schließlich zerfällt der Kern durch statistische γ -Übergänge und dann durch yrastnahe γ -Übergänge bis zum Grundzustand. Der Eingangszustand des Kerns nach der Teilchenemission ist durch seine Energie und seinen Spin gekennzeichnet. Damit hängt die Summenenergie und die Multiplizität der γ -Kaskaden, durch die der Kern zum Grundzustand zerfällt, vom Eingangszustand ab, wobei die Multiplizität ein Maß für den Spin des Eingangszustandes ist. Zur Messung der Summenenergie und der γ -Multiplizität benötigt man ein γ -Kalorimeter mit großem Raumwinkel und Ansprechwahrscheinlichkeit, welches in viele Einzeldetektoren unterteilt ist. Durch Setzen eines Fensters in der Summenenergie-Multiplizitätsebene können verschiedene Reaktionskanäle selektiert werden [84]. Durch das Setzen eines Fensters auf höchste Multiplizitäten bei relativ kleinen Summenenergien sollte es außerdem möglich sein, yrastnahe Eingangszustände bei hohen Spins zu selektieren, wie es z.B für die Bevölkerung superdeformierter Banden als notwendig erachtet wird [35]. Das OSIRIS -Spektrometer [1] besteht aus 12 hochauflösenden Anti-Compton-Spektrometern und einem γ -Kalorimeter. Mit den Anti-Compton-Spektrometern können diskrete γ -Übergänge im yrastnahen Bereich, wie in Teil I und II dieser Arbeit beschrieben, spektroskopiert werden. Mit dem γ -Kalorimeter wird die γ -Multiplizität und die Summenenergie bestimmt. Ferner sollte dieser Detektor in der Lage sein Riesenresonanz- γ -Quanten nachzuweisen, sowie durch die Messung von verzögerten γ -Übergängen Isomere innerhalb der γ -Kaskade nachzuweisen, da diese oft sehr spezifisch für bestimmte Zerfallswege sind.

II.2: Die technische Problemstellung

Um die Summenenergie einer γ -Kaskade mit ausreichend hoher Genauigkeit messen zu können, braucht man einen 4π -Detektor hoher Nachweiswahrscheinlichkeit. Wie unsere im Folgenden diskutierten Simulationen und Ref. [85] zeigen, hängt die Summenenergieauflösung empfindlich von der Gesamtnachweiswahrscheinlichkeit ab. Aus diesem Grunde sind alle bis heute gebauten γ -Kalorimeter 4π -Szintillationsdetektoren. Das Szintillations-

material sollte eine möglichst hohe γ -Nachweiswahrscheinlichkeit haben und die radiale Materialdicke sollte möglichst groß sein. In einer Compoundkernreaktion treten Multiplizitäten bis zu 35 auf. Um die Multiplizität einer γ -Kaskade mit hinreichender Genauigkeit bestimmen zu können, braucht man einen 4π -Detektor, der aus deutlich mehr Untereinheiten besteht, als die zu messende Multiplizität. Hierbei ist zu beachten, daß einerseits die Wahrscheinlichkeit, daß zwei γ -Quanten in einen Detektor gehen, nicht zu groß wird, andererseits können aufgrund von Comptonstreuung und Paarerzeugung und -Vernichtung γ -Quanten von einer Untereinheit in die nächste gestreut werden. Die erste Bedingung erfordert die Unterteilung in möglichst viele Detektoren, während aufgrund der zweiten Bedingung die Detektoren hinreichend groß sein sollten. Es muß ein sinnvoller Kompromiß gefunden werden, der beiden Bedingungen Rechnung trägt. Schließlich soll das γ -Kalorimeter geometrisch in die OSIRIS-Doppelringstruktur passen. (Siehe auch Bild 3.) Das OSIRIS-Spektrometer ist so konstruiert, daß die Ge-Detektoren einen möglichst kleinen Abstand zum Target haben (170 mm), um einen großen Raumwinkel zu erfassen. Diese kompakte Geometrie soll, soweit möglich, erhalten bleiben, so daß der Abstand zwischen Target und Ge-Detektor nicht größer als 180 mm wird. Das γ -Kalorimeter soll ferner auch für zukünftige Projekte eine möglichst große Variabilität zeigen. Die einzelnen Probleme werden in den folgenden Unterkapiteln diskutiert.

III.2.1: Die Auswahl des Szintillatormaterials

Im Inneren des OSIRIS-Spektrometers findet maximal eine Kugel von 115 mm Radius Platz. Subtrahiert man 30 mm für eine Streukammer und 5 mm für eine Gehäusewand, so verbleiben 80 mm maximale radiale Dicke für den Detektor. Diese Dicke beinhaltet jedoch sowohl das Szintillatormaterial, als auch den sich in radialer Richtung ausdehnenden Anteil des Lichtleitersystems und der Photomultiplier bzw. Photodioden. Das Lichtleitersystem kann ebenfalls aus Szintillatormaterial gefertigt werden. Im Mittel kann man unter optimalen Voraussetzungen ca. 60 mm dickes Szintillatormaterial innerhalb des OSIRIS-Detektorringes unterbringen. Allein diese Randbedingung erfordert die Verwendung eines Szintillatormaterials mit hoher γ -Nachweiswahrscheinlichkeit. Um die Multiplizität der γ -Strahlung bestimmen zu können, darf die Compton-Streuwahrscheinlichkeit für γ -Strahlung von einer Detektoruntereinheit zur nächsten nicht zu groß sein. Dieser Punkt ist bei einem so kompakten Kalorimeter, wie es das OSIRIS-System erfordert, von besonderer Bedeutung. Will man z.B. mit dem Szintillatormaterial bis auf 30 mm dicht an das Target herangehen, so ergibt sich bei 50-facher Unterteilung des Detektors

für jede Untereinheit eine Frontfläche von nur 2.3 cm^2 . Um Compton-Streuung zu minimieren ist es notwendig, ein Szintillatormaterial mit hoher Photoansprechwahrscheinlichkeit zu wählen. Im Folgenden sollen 3 Szintillatormaterialien miteinander verglichen werden, die häufig für die γ -Spektroskopie verwendet werden: NaJ, BaF_2 und BGO (Wismutgermanat). NaJ ist ein seit Jahren verwendetes Szintillatormaterial. Es zeigt eine hohe Lichtausbeute und damit eine relativ gute Auflösung von $\leq 7\%$ für 660 keV. BaF_2 zeichnet sich vor allem durch seine sehr gute Zeitauflösung von ca. 0.2 ns aus [86]. BGO ist ein Szintillatormaterial großer Dichte. Aufgrund der sehr kleinen Szintillationslichtausbeute von BGO, die ca. 10–12% der Lichtausbeute von NaJ beträgt, ist das Erreichen guter Energieauflösungen jedoch schwierig.

Wie oben diskutiert ist für die Anwendung in einem γ -Kalorimeter die hohe Ansprechwahrscheinlichkeit von entscheidender Bedeutung. Tabelle 5 zeigt die Materialdicke, die man benötigt, um 500 keV γ -Strahlung zu 90% zu absorbieren. Für BGO ist diese Dicke 2.8 mal kleiner als für NaJ und 2.0 mal kleiner als für BaF_2 . Noch wesentlich drastischer fällt der Vergleich für die Photoansprechwahrscheinlichkeit aus. Für γ -Energien größer 511 keV gibt Ref. [87] als Näherungsformel für den linearen Photoabsorptionskoeffizienten an:

$$\mu = 4\pi N_0 r_e^2 \alpha^4 \frac{\rho}{A} Z^5 \frac{1}{\epsilon}, \quad \text{wobei } N_0 = 6.02 \cdot 10^{23}, \quad r_e = 2.8 \cdot 10^{-13}$$

$$\alpha = 1/137, \quad \rho = \text{Dichte}$$

$$A = \text{Molekulargewicht}, \quad \epsilon = E_\gamma/511 \text{ keV}$$

$$Z = \text{Kernladung}$$

Die resultierenden Werte sind für $E_\gamma = 1.0 \text{ MeV}$ in der Tabelle 5 eingetragen. Ein Vergleich zeigt, daß der lineare Photoabsorptionskoeffizient für BGO ca. 9 mal größer als für NaJ und 5 mal größer als für BaF_2 ist. Unter den oben diskutierten geometrischen Randbedingungen kommt für das γ -Kalorimeter innerhalb des OSIRIS-Spektrometers nur BGO als Szintillatormaterial in Frage.

Tabelle 5: Szintillatoreigenschaften. Ref.[88,89,86]

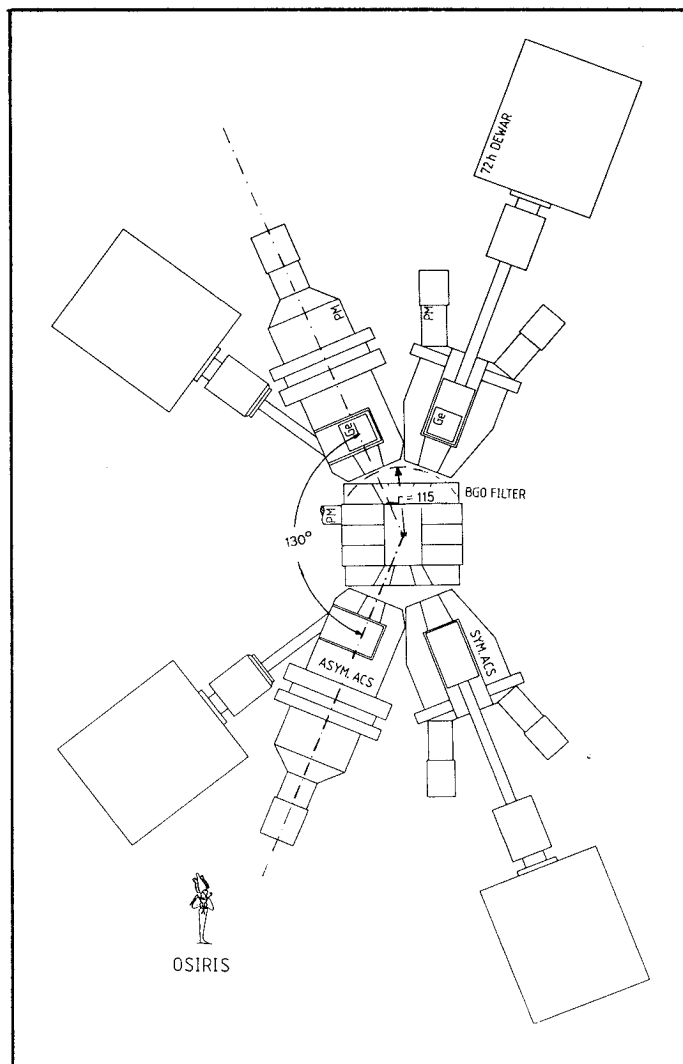
	NaJ	BGO	BaF ₂
$\rho \left[\frac{\text{g}}{\text{cm}^3} \right]$	3.6	7.1	4.9
Brechungsindex	1.85	2.15	1.5
Szintillations- abfallszeit [ns]	230	300	0.6, 620
Energieauflösung bei 660 keV	< 7 %	≈ 15 %	≈ 8 %
Dicke um 500 keV γ s zu 90% zu absorb. [mm]	67	24.4	48
linearer Photoabsorp.- koeff. b. 1MeV [cm ⁻¹]	0.009	0.076	0.013

III.2.2: Das technische Grundkonzept

Bild 37 zeigt einen schematischen Schnitt durch das OSIRIS Anti-Compton-Spektrometer. Die Detektoren sind auf zwei Halbebenen verteilt. Jeweils 6 Detektoren sind auf einem Konus mit einem Öffnungswinkel von 130° angeordnet. (Siehe auch Bild 3.) Der verbleibende Platz im OSIRIS-Doppelringsystem legt eine zylindrische Symmetrie für das γ -Kalorimeter nahe. Für das TESSA-Spektrometer wurde bei ähnlicher Problemstellung ein Kalorimeter bestehend aus hexagonalen BGO-Stäben gebaut [84]. Jede der 2π -Halbebenen wird hier mit einem parallelen Bündel von Stäben überdeckt, wobei die mittleren Stäbe etwas zurückgezogen sind, um Platz für eine Targetkammer zu schaffen. In einer solchen Geometrie sind einige BGO-Stäbe für γ -Strahlung, die vom Target kommt, durch andere Stäbe verdeckt, und es ergeben sich sehr ungleichmäßige radiale Schichtdicken für das Szintillatormaterial. Dadurch, daß einige BGO-Stäbe durch andere verdeckt sind, ergeben sich weiterhin unterschiedliche Raumwinkel für nieder- und hochenergetische γ -Strahlung, da niederenergetische γ -Strahlung schon im ersten Kristall, vom Target aus gesehen, absorbiert wird, während höherenergetische γ -Strahlung jedoch oft erst im zweiten Kristall absorbiert wird. Der Compton-Streuquerschnitt für hochenergetische γ -Strahlung ist in Vorwärtsrichtung besonders groß, so daß verdeckte Kristalle durch Comptonstreuung häufig zusätzlich zu den vorderen Kristallen ansprechen, so daß

Bild 37

Schematischer Schnitt durch das OSIRIS-Spektrometer. 12 Anti-Compton-Spektrometer sind um das Target herum in zwei Ringen angeordnet. Im Zentrum des Spektrometers ist hier ein γ -Kalorimeter eingezeichnet, wie es im TESSA-Spektrometer verwendet wird.



sich dadurch die Multiplizitätsauflösung verschlechtert. In Bild 37 ist schematisch eine solche Lösung für das OSIRIS-System angedeutet. Für die beengte OSIRIS-Geometrie würden sich beim gleichen Grunddesign wie in Ref.[84] hexagonale Kristalle mit einer Schlüsselweite von nur 30 mm ergeben (im TESSA-System 38mm). Die minimale BGO-Schichtdicke wäre in diesem Fall auch 30 mm. Aus den genannten Gründen ist eine radiale Kristallgeometrie optimal, wie sie z.B. in der Heidelberger Kristallkugel aus NaI verwirklicht wurde[90]. Bei den beengten Platzverhältnissen innerhalb des OSIRIS-Systems ist eine solche radiale Lösung jedoch nur möglich, wenn die Kristalle mit Photodioden ausgelesen werden können. Obwohl für kleine BGO-Kristalle bereits gute Ergebnisse mit Lichtauslesung durch Photodioden erzielt wurden [91], ist das Auslesen großer Kristalle mit kommerziellen großflächigen Photodioden noch nicht möglich. Die hohe elektrische Kapazität großflächiger Photodioden und die damit verbundene langsame Auslesezeit,

das Erfordernis von teuren sehr rauscharmen Verstärkern und die Tatsache, daß die Dioden selbst als Detektoren für γ -Quanten und Elektronen wirken, sind nur einige Probleme. Aus diesen Gründen wurde das Lichtauslesen mit Photodioden nicht weiter verfolgt. In der Konstruktion des γ -Kalorimeters für das OSIRIS- Spektrometer wurde eine radiale Kristallgeometrie mit einer Zylindersymmetrie für das Photovervielfachersystem kombiniert. Während die Kristalle eine Kugel bilden, sollen die Photovervielfacher den in Bild 37 zu sehenden verbleibenden Platz entlang der Achse senkrecht zum OSIRIS-Ringsystem einnehmen.

Im Folgenden wird ein Pflichtenkatalog vorgestellt. Durch Konstruktionsstudien, Simulationsrechnungen und Tests wurde das Detektordesign entsprechend diesen Forderungen und unter Beachtung von finanziellen Gesichtspunkten durchgeführt.

Pflichtenkatalog:

- a) Der Detektor soll ein 4π -Szintillationsdetektor aus BGO mit einer radialen Symmetrie sein. Die Kristallmindestschichtdicke soll 50 mm betragen.
- b) Die Achsen der Photovervielfacher sollen senkrecht zum OSIRIS-Ringsystem stehen.
- c) Das System soll hohe Variabilität besitzen. Insbesondere soll die Strahlachse senkrecht oder parallel zum OSIRIS-Ringsystem verlaufen können. Es sollen Teile des Detektors durch andere Detektorsysteme ersetzbar sein.
- d) Es soll wenig Raumwinkel durch Gehäuseanteile verlorengehen.
- e) Die Anti-Compton-Spektrometer müssen ungehindert aufs Target sehen können. Die notwendigen Löcher in den Kristallen sollen die Auflösung der Kristalle möglichst nicht verschlechtern, und der Raumwinkel dieser Kristalle soll nicht auffallend kleiner werden als der Raumwinkel der übrigen Kristalle.
- f) Der Detektor soll in 40 bis 70 Kristalle unterteilt werden, wobei jeder Kristall annähernd den gleichen Öffnungswinkel haben soll. Die Anzahl der Kristalle soll ausreichende Multiplizitätsauflösung bis zu einer Multiplizität von 35 garantieren.
- g) Jeder Kristall soll eine Energieauflösung von $\leq 25\%$ für 660 keV besitzen.
- h) Die Herstellung der Kristalle und wenn möglich der Bau des Detektors sollen von einer Industriefirma durchgeführt werden.
- i) Von jedem Detektor soll ein Zeit- und ein Energiesignal verfügbar sein.
- j) Die Multiplizitäts- und Summenenergieinformation soll elektronisch erzeugt werden.
- k) Die Elektronik soll rechnergesteuert eingestellt werden können.

Die Punkte a) bis e) wurden in ausführlichen Geometriestudien bearbeitet. Zum Punkt f) wurden Monte-Carlo-Simulationsrechnungen gemacht. Zu Punkt g) wurden im wesentlichen in der Zusammenarbeit mit der Firma Crismatec Tests durchgeführt. Schließlich

wurden zu Punkt i) bis k) preiswerte und zukunftsorientierte Lösungen auf ECL-CAMAC-Basis gefunden. Die notwendigen Verstärker wurden teilweise selbst entwickelt und im Institut gebaut.

III.2.3: Geometriestudien

Die Vereinigung von radialsymmetrischer Kristallgeometrie und axialsymmetrischer Photovervielfacheranordnung legt nahe, eine Kugel analog einem Globus in Breitengrade zu unterteilen. Im Folgenden wird daher die Achse senkrecht zum OSIRIS-Ringsystem als Polachse bezeichnet. Der OSIRIS-Montagering (Bild 3) bildet den Äquator, und jeweils 6 Anti-Compton-Spektrometer stehen unter 25° nördlicher und südlicher Breite. Die zwei Ringe mit Anti-Compton-Detektoren sind um 30° gegeneinander gedreht. Zunächst soll die Unterteilung der Kugel in Breitengrade diskutiert werden. Damit die Anti-Compton-Spektrometer ungehindert auf das Target sehen können, wird im γ -Kalorimeter ein äquatorialer Detektorring vorgesehen (K1), dessen Photovervielfacher wahlweise in nördlicher oder südlicher Richtung zeigen, gerade so, daß jeweils dort wo ein Ge-Detektor aufs Target schaut, der Photovervielfacher gerade den entsprechenden Öffnungswinkel freiläßt. Dies ist möglich, da die Ringe mit den Anti-Compton-Spektrometern um 30° gegeneinander gedreht sind. Dieser Konstruktionsgedanke legt gleichzeitig fest, daß die Anzahl der Kristalle in diesem Ring ein Vielfaches von 6 ist (12, 18 oder 24). Zwei gegenüberliegende Kristalle dieses Ringes müssen für das Strahlrohr herausnehmbar sein. Ferner sollen an den Polkappen des γ -Kalorimeters ebenfalls einzelne herausnehmbare Kristalle für das Strahlrohr existieren (K4). Die weitere Anzahl der Ringe zu den Polkappen hin wird durch einen vernünftigen Minstdurchmesser für die Photovervielfacher (PV) vorgegeben. Die im OSIRIS-Spektrometer freie Öffnung für die Photovervielfacher hat einen Radius von 94 mm. Der Minstdurchmesser für die PV wird mit 20 mm angesetzt. Für die Photokathodenfläche ergibt sich daraus ein 4 mm kleinerer Durchmesser. Reduziert man z.B. den PV-Durchmesser von 20 mm auf 15 mm, so reduziert sich die Photokathodenfläche, die entscheidend für die erreichbare Auflösung ist, um mehr als einen Faktor 2. Bei einem PV von 20 mm Durchmesser benötigt jedes PV-System, unter Berücksichtigung der notwendigen μ -Metallabschirmung gegen äußere Magnetfelder und einer Befestigungsmöglichkeit, einen Durchmesser von 24 mm. Hieraus folgt, daß zusätzlich zum äquatorialen Kristallring und den polaren Detektoren zwei weitere Kristallringe (K2, K3) untergebracht werden können. Der vom äquatorialen Ring aus gesehen nächste Ring (K2) muß Löcher aufweisen, damit die Anti-Compton-Spektrometer auf das Target sehen können. Aus Symmetriegründen ist für diesen Ring deshalb

ebenfalls eine Anzahl der Kristalle, die ein Vielfaches von 6 darstellt, vorteilhaft. Damit die Energieauflösung durch die Löcher in den Kristallen nicht beeinträchtigt wird, sollten die Löcher nicht mitten durch die Kristalle verlaufen sondern am Rand der Kristalle als Nuten ausgespart werden. Die Anzahl der K3-Kristalle in einem Ring sollte ein ganzzahliger Anteil der K2-Kristalle sein, um eine einheitliche K3-Kristallform zu erreichen. In der vorgesehenen kompakten Geometrie spielen Gehäuseanteile eine wesentliche Rolle. Unter der Annahme von 1 mm Reflektor- und Gehäusematerial um jeden Kristall werden an den Frontflächen der Kristalle 27% des Raumwinkels von den Gehäusen eingenommen. Mit zunehmendem radialen Abstand (r) zum Target wird der Gehäuseanteil am Raumwinkel kleiner und beträgt bei $r=60$ mm noch 13%, so daß bei einem Detektorradius von 90 mm 13% der γ -Quanten, die vom Target in radialer Richtung fliegen, weniger als 30 mm Szintillatormaterial durchqueren. Aus diesem Grunde sollten Kristalle zu größeren Untereinheiten in einem Gehäuse zusammengefaßt werden oder Stufen in den Kristallen vorgesehen werden, die das Entweichen von γ -Quanten entlang der Gehäusewände verhindern.

Um die besprochenen geometrischen Probleme weiter analysieren zu können, wurden einige Lösungsmöglichkeiten im geometrischen Grundriß konstruiert. Da kein CAD-System zur Verfügung stand, wurden die schwierigen geometrischen Probleme, die durch die Kombination von Kugel-, Zylinder- und ebener Geometrie entstehen mit Hilfe eines eigenen Rechnerprogrammes gelöst. Bei den gegebenen Platzbedingungen für die Photovervielfacher erscheint ein System mit 74 Kristallen (18 K1, 2 x 18 K2, 2 x 9 K3, 2 x K4) als obere Grenze. Schließlich wurde zu einem Konstruktionsentwurf bestehend aus 60 Kristallen (18 K1, 2 x 12 K2, 2 x 8 K3, 2 x K1) in der KFA Jülich auf einer NC-gesteuerten Fräsmaschine ein Modell hergestellt. Es wurden 31 der vorgesehen 60 Kristalle aus Al gefertigt. Bild 38a/b zeigt Vorder- und Rückansicht des Modells. Die Vorderansicht stellt einen Schnitt durch das Detektorsystem dar. Hier sind die Kristallbezeichnungen angegeben. Im Bild erkennt man den 50 mm im Durchmesser betragenden Freiraum für die Streukammer. Es gibt die Möglichkeit 2 K1-Kristalle oder die Polkristalle (K4) für das Strahlrohr herauszunehmen. Außerdem sieht man die in die K2-Kristalle eingefrästen Nuten, durch die die Anti-Compton-Spektrometer aufs Target sehen können. Dadurch, daß eine Nut in jeweils zwei Kristallen die Gesamtöffnung für einen Detektor ergibt, kann der Raumwinkel der K2-Kristalle untereinander gleich gehalten werden. Außerdem entstehen durch diese Anordnung der Nuten keine Zonen im Kristall, aus denen das Szintillationslicht schlecht ausgelesen werden kann. Die Kristalle K1 und K2 besitzen kurze Lichtleiter aus BGO, die in Richtung der PV-Achsen verlaufen. Hierdurch

können durch Gehäuse entstehende Spalten zwischen den Kristallen abgedeckt werden. Bild 38b zeigt die Rückansicht des Modells. Hier sieht man, wie durch alternierende Anordnung der Photovervielfacher auf den K1-Kristallen Fenster frei werden, durch die die Anti-Compton-Spektrometer aufs Target sehen können. Das Modell half insbesondere in der Zusammenarbeit mit den Firmen die Probleme transparent zu machen und zu einer endgültigen Lösung zu kommen.

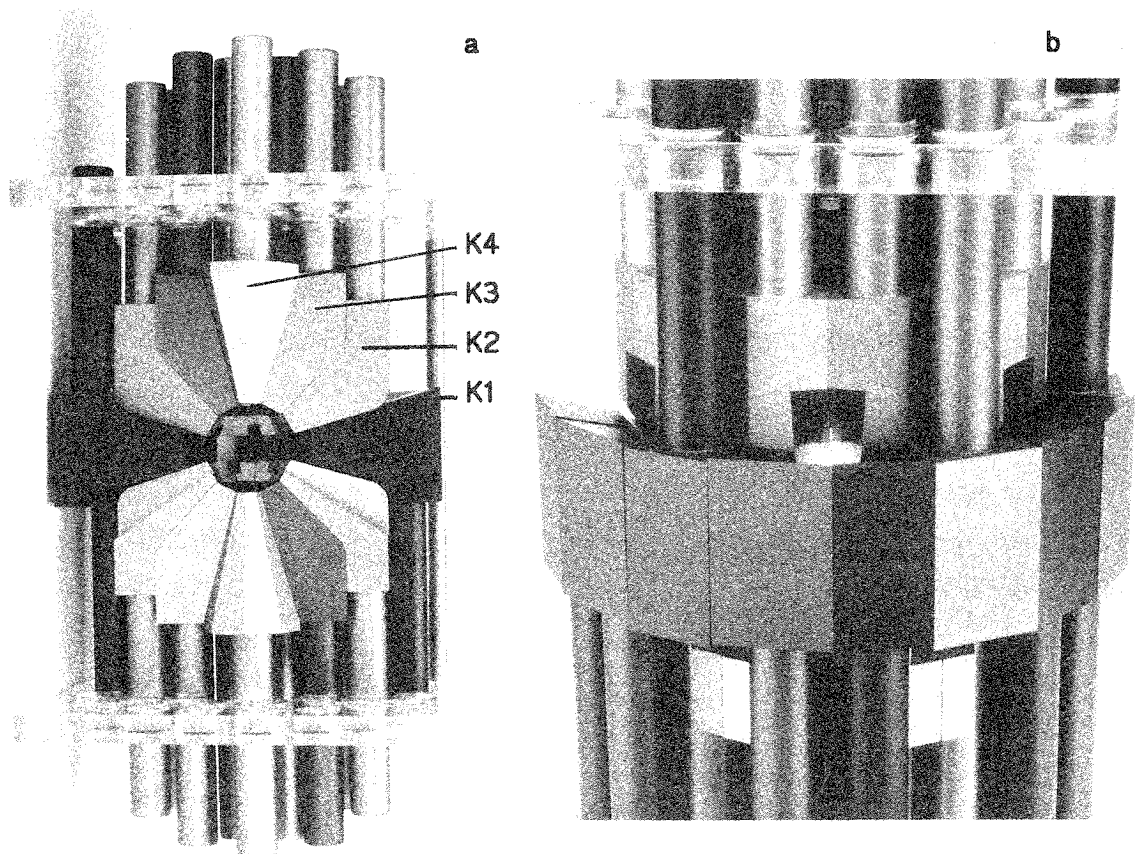


Bild 38 Modell eines γ -Kalorimeters für das OSIRIS-Spektrometer bestehend aus 60 Kristallen. a) Schnitt durch das Modell, b) Rückansicht des Modells.

III.2.4: Simulationsrechnungen für die Optimierung der Detektorunterteilung

Um die Anzahl der Detektoren zu optimieren, wurden EGS-Simulationsrechnungen (EGS=Electron Gamma Shower) durchgeführt [92]. Diese Rechnungen simulieren die Wechselwirkung von γ -Quanten mit Materie. Bei diesen Wechselwirkungen (z.B. Paar-erzeugung, Comptonstreuung und Photoeffekt) entstehen bewegte Elektronen, Positronen und neue γ -Quanten, deren Wechselwirkung mit der Materie ebenfalls berechnet wird.

Hierbei werden in der Simulation die Bahnen der Teilchen bis zur endgültigen Energieabsorption verfolgt. Für jede Wechselwirkung wird die Position und die ans Material abgegebene Energie berechnet. In den Simulationsrechnungen wurde eine Kugelschale aus BGO mit einem inneren Radius von 25 bzw. 35 mm und einem äußeren Radius von 90 mm angenommen. Die fiktive γ -Quelle im Zentrum der Kugel hat γ -Übergänge mit Energien von 150, 250, 350, 400, 450, 475, 500, 525, 550, 650, 700, 750, 800, 900, 1000, 1150, 1300, 1600 und 1900 keV. Die Emissionsrichtung der γ -Quanten wird zufällig gewählt. Für 50 000 simulierte Ereignisse wurden die im BGO deponierten Energien und die zugehörigen Absorptionspositionen gespeichert. Anschließend wurden die simulierten Ereignisse entsprechend den verschiedenen Multiplizitäten und Geometrien sortiert. Höhere Multiplizitäten ($M=10, 18, 22, 28, 35$) wurden erzeugt, indem M Einzelereignisse zu einer Kaskade zusammengefaßt wurden. Die Kugelschale wurde entsprechend den in Kap. III.2.3 besprochenen Designplänen in 24, 38, 50, 60 oder 74 Kristalle unterteilt. Beim Sortieren wurden die pro Kaskade abgegebene Energie, dividiert durch die eingestrahlte Energie, und die Anzahl der angesprochenen Detektoren ($\langle M \rangle$) in Spektren inkrementiert. Hierbei wurde eine Schwelle von 120 keV gesetzt. Zusätzlich wurde die Anzahl der Streuungen von einem Detektor in einen anderen Detektor und die Anzahl der mehrfach ansprechenden Detektoren pro Kaskade gezählt. Bild 39a/b zeigt simulierte "Summenenergie"- und γ -Multiplizitätsspektren für ein 50-Detektorsystem.

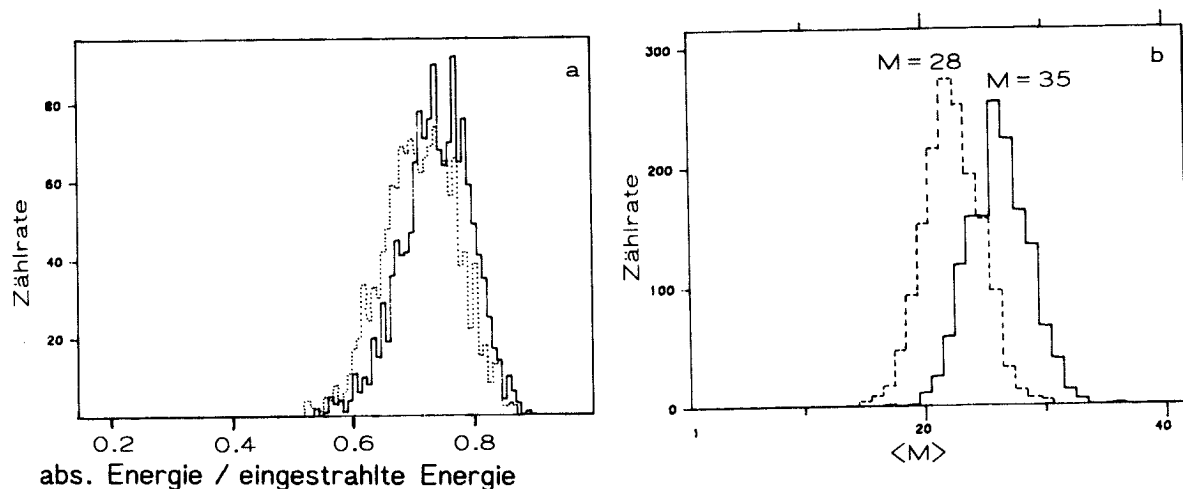


Bild 39 Simulierte Spektren: a) In einer BGO-Kugelschale absorbierte Energie / eingestrahlte Energie für eine Multiplizität von $M=35$ und einer BGO-Schichtdicke von 55 mm (gepunktete Linie) bzw. 65 mm (durchgezogene Linie). b) Verteilung der Anzahl der angesprochenen Detektoren für eine Kaskade von $M=28$ (gestrichelte Linie) und $M=35$ (durchgezogene Linie) γ -Quanten.

Aufgetragen ist in a die absorbierte Energie pro Kaskade dividiert durch die eingestrahlte Summenenergie für $M=35$ und unter Annahme einer radialen BGO-Schichtdicke von 55 bzw. 65 mm und in b für 65 mm BGO-Dicke die Anzahl der angesprochenen Detektoren pro Kaskade für $M=28$ und 35. Die hier erzielten Resultate müssen als idealisierte Werte betrachtet werden, da weder Löcher im Detektorsystem für Strahlrohr und Anti-Compton-Spektrometer noch Gehäusewände berücksichtigt worden sind. Die endliche Energieauflösung des Szintillators, die zu einer zusätzlichen Verschlechterung der Summenenergieauflösung führt, bleibt ebenfalls unberücksichtigt. Die Ergebnisse reichen jedoch aus, um einen relativen Vergleich zwischen den verschiedenen Detektorsystemern durchführen zu können. Das Ergebnis in Bild a zeigt, daß selbst für γ -Kaskaden, die viele niederenergetische γ -Quanten enthalten, die Schichtdicke des Szintillatormaterials eine wichtige Größe ist. Bilder 40 a bis c zeigen die wichtigsten aus der Simulation gewonnenen Größen. Bild 40a zeigt die Multiplizitätseichkurven. Aufgetragen ist die mittlere Anzahl

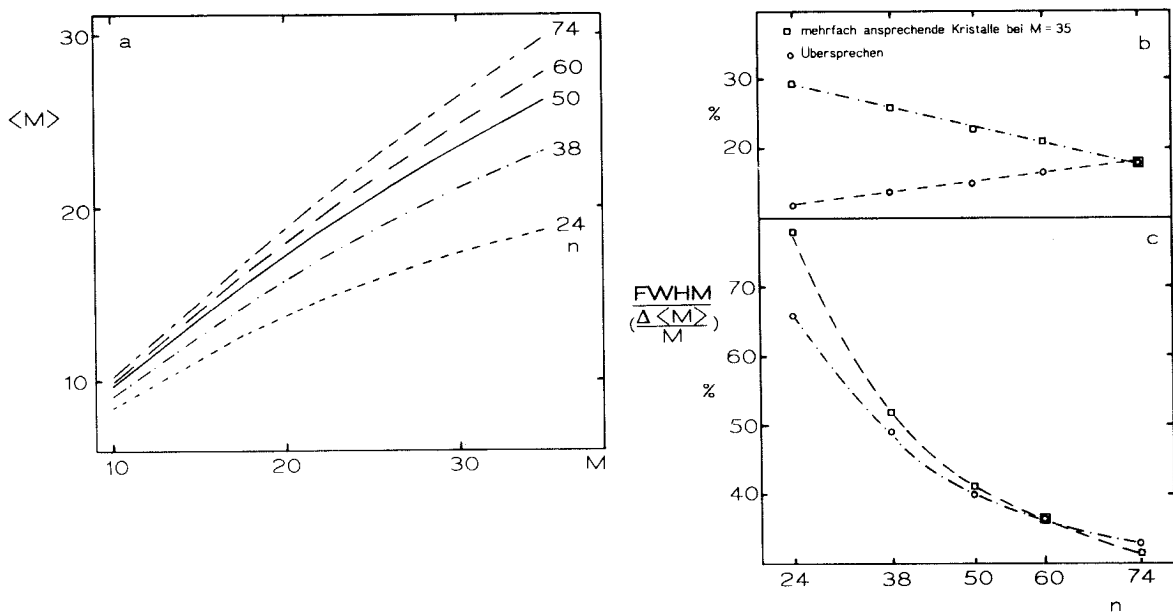


Bild 40 Aus der EGS-Simulation gefundene Ergebnisse: a) Anzahl der angesprochenen Detektoren $\langle M \rangle$ gegenüber der Länge der simulierten γ -Kaskade M für eine Unterteilung der BGO-Kugel in n Kristalle. b) Mehrfach ansprechende Kristalle und Übersprechen für eine Unterteilung der Kugel in n Kristalle bei einer γ -Kaskade mit Multiplizität 35. c) Multiplizitätsauflösung ($FWHM\%$) dividiert durch die Steigung von $\langle M \rangle = f(M)$ aufgetragen gegenüber der Anzahl der Kristalle n für $M=22$ (Strichpunktlinie) und $M=35$ (gestrichelte Linie).

der angesprochenen Kristalle $\langle M \rangle$ gegen die angenommene Multiplizität M der Quelle. Insbesondere für eine kleine Anzahl von Kristallen flacht die Kurve bei großen M -Werten ab, so daß sich bei einer kleinen Anzahl von Kristallen große Multiplizitäten immer weniger durch die Anzahl der angesprochenen Kristalle voneinander unterscheiden und nicht mehr aufgelöst werden können. In Bild 40c ist konsequenterweise nicht einfach die prozentuale Auflösung von $\langle M \rangle$ aufgetragen, sondern die von Habs et.al [93] vorgeschlagene Größe $\text{FWHM}(\langle M \rangle) / (\Delta \langle M \rangle / \Delta M)$. Hier wird die prozentuale Auflösung von $\langle M \rangle$ durch die Steigung der Funktion $\langle M \rangle = f(M)$ dividiert, denn die Multiplizitätsauflösung hängt von der Breite der $\langle M \rangle$ -Verteilung und von der Änderung von $\langle M \rangle$, bei gegebener Änderung von M , ab. Bild 40b zeigt zur Erläuterung der Ursache für dieses Ergebnisse zwei Größen: Die Anzahl der doppelt ansprechenden Kristalle pro Kaskade nimmt mit steigender Anzahl der Detektoren ab, da der Raumwinkel jedes Einzelkristalles und damit die Mehrfachtrefferwahrscheinlichkeit abnimmt. Als zweite Größe ist das Übersprechen zwischen zwei Kristallen aufgetragen. Dies ist der Anteil der γ -Quanten, die mit zwei oder mehr Kristallen wechselwirken, bevor sie vollständig absorbiert werden. Dieser Anteil ist aufgrund der hohen Photoansprehwahrscheinlichkeit von BGO jedoch selbst bei der sehr feinen Einteilung des Systems in 74 Kristalle relativ klein. Das Ergebnis dieser Simulationsrechnungen zeigt, daß bei Vernachlässigung von Gehäuseanteilen eine Unterteilung des Multiplizitätsfilters in eine zunehmende Anzahl von Kristallen auch eine Verbesserung der Multiplizitätsauflösung ergibt. Diese Verbesserung fängt bei einer mittleren Multiplizität von $M=22$ jedoch bei einer 50-fachen Unterteilung des Detektors an abzuflachen. Will man Multiplizitäten bis zu 35 messen, so werden ca. 50 Kristalle als untere Grenze für ein Multiplizitätsfilter angesehen. Die obere Grenze wurde bereits aus Geometriegründen bei ca. 74 Kristallen festgelegt.

III.2.5 : Tests zur Optimierung der Energieauflösung

Mit BGO-Kristallen einfacher geometrischer Gestalt und optimaler Ankopplung rauscharmer Photovervielfacher können für eine ^{137}Cs Quelle $\leq 9\%$ Energieauflösung erzielt werden [89]. Für größere BGO-Kristalle ergibt sich im allgemeinen nur eine typische Energieauflösung für die ^{137}Cs -Linie von 15 % bis 20 %. Um eine gute Energieauflösung in BGO-Detektoren zu erzielen, braucht man eine möglichst große Lichtausbeute. Die Lichtausbeute hängt dabei von der Kristallreinheit, der Geometrie des Kristalls, seiner Oberflächenstruktur, der Beschichtung des Kristalls mit Reflektormaterial und vom Photovervielfacher ab. Bis heute stützen sich dabei die meisten Optimierungsversuche auf experimentelle Methoden und Erfahrungswerte. Generell kann man sich bei den Optimie-

rungsversuchen jedoch davon leiten lassen, daß es darauf ankommt, möglichst viel Licht auszukoppeln und nachzuweisen. Hierzu ist es notwendig, daß der BGO-Kristall selbst als guter Lichtleiter funktioniert. Ferner ist es jedoch wichtig, daß die nachgewiesene Lichtmenge nur von der eingestrahlten γ -Energie und nicht vom Absorptionort des γ -Quants im Kristall und den darauf folgenden sehr unterschiedlichen Wegen, der im Szintillationsprozeß entstandenen Photonen, bis zur Photokathode des PV abhängt. Wenn das Licht die Photokathode des PV erreicht, sollte die Lichtmenge und die Einstrahlungsrichtung der Photonen statistischen Gesetzen folgen, damit man nach jedem Szintillationsprozeß die gleiche Menge Licht im PV nachgewiesen wird. Um dies zu erreichen, müssen die Photonen mehrfach im Kristall gestreut werden, bevor sie die Photokathode erreichen. Wird ein Photon auf seinem Weg zur Photokathode vielfach gestreut, so erhöht sich jedoch gleichzeitig die Wahrscheinlichkeit, daß es unterwegs absorbiert wird, so daß für die Erreichung der optimalen Energieauflösung der beste Kompromiß zwischen der Notwendigkeit minimaler Absorption und der mehrfachen Lichtstreuung im Kristall gefunden werden muß. Da die meisten Lichtstreuungen an der Oberfläche des Kristalls stattfinden, kann abhängig von der Kristallgeometrie die optimale Oberflächenbeschaffenheit des Kristalls sehr verschieden sein.

Eine gute Auflösung kann man nur mit BGO-Kristallen erzielen, die nicht gelb oder braun gefärbt sind, da sonst zu viel Licht im Kristall absorbiert wird. Die Beeinflussung der Auflösung durch kleine eingeschlossene Bläschen oder weiße Punkte im Kristall ist jedoch schwer vorauszusagen. Insbesondere unsere Abnahmetests bei der Firma Crisma-tec zeigten, daß fensterglasklare Kristalle nicht immer die beste Energieauflösung erreichen. Kleine Verunreinigungen im Kristall können als Streuzentren für das Licht wirken und die Lichtausbeute positiv beeinflussen. Die Oberflächenbeschaffenheit der Kristalle und das den Kristall umgebende Reflektormaterial bestimmen in kritischer Weise die Lichtausbeute und die Auflösung der Kristalle. Polierte und verspiegelte BGO-Grenzflächen z.B. führen zu einer sehr schlechten Auflösung, da zwar einige Photonen optimal in die Photovervielfacherröhre geleitet werden, andere werden jedoch zwischen den Spiegelflächen gefangen und gelangen nie in den PV. Die Erfahrung der Herstellerfirmen zeigt, daß langgestreckte Kristalle bessere Auflösungen erzielen, wenn die Grenzflächen poliert werden. Bei Kristallen mit ähnlichen Ausdehnungen in allen drei Dimensionen ergeben leicht angeraute oder geätzte Oberflächen eine bessere Auflösung. Als Reflektormaterial liefern Reflektorpulver (Aluminiumoxid oder Titanoxid), weißes Reflektorpapier (hier kommt es auf die Oberflächenstruktur des Papiers an) und Teflonband gute Ergebnisse [94]. Reflektorfarben liefern im allgemeinen eine schlech-

tere Auflösung. Der Firma Crismatec ist es jedoch gelungen eine Reflektorfarbe zu entwickeln, die für die Testkristalle unserer Geometrie die gleichen Resultate lieferte wie mehrlagiges Teflonband. Für die sehr komplizierte Kristallgeometrie im OSIRIS -Kalorimeter stellt die Verwendung von Reflektorfarbe eine wesentliche Vereinfachung dar.

Die ausgekoppelte Lichtmenge und die Streuung dieses Wertes um einen Mittelwert hängt von der Kathodenfläche des PV ab. Wir haben die Auflösung eines Testkristalls vom Typ K4 und vom Typ K1 gemessen. Beim K4-Kristall konnte durch den Übergang von einem PV mit einem Durchmesser von 3/4" (Hamamatsu R 750) auf einen mit einem Durchmesser von 1.5" (Hama. R 2060) die Auflösung für die ^{137}Cs -Linie von 24.0 % FWHM auf 16.4 % FWHM verbessert werden. Für den K1-Kristall konnten durch die Verwendung von zwei PV mit einem Durchmesser von 3/4" (Hama. R 750) im Vergleich zu einem PV gleichen Typs die Auflösung auf 20.7% im Vergleich zu 25.1% gesteigert werden. Von der Firma Crismatec wurden mit einem PV von 2" Durchmesser (Hama. R1306) und einem kubischen Kristall Tests durchgeführt, bei denen die PV-Kathodenfläche teilweise durch Lochblenden abgedeckt wurde. Man fand heraus, daß die Auflösung der Beziehung folgt:

$$\text{FWHM}\% = 44 / \sqrt{S}$$

Hierbei ist S die Fläche der Lochblende in cm^2 . Die Auflösung folgt also einem statistischen Gesetz. Durch eine Verdopplung der PV-Kathodenfläche wird die Anzahl der nachgewiesenen Photonen verdoppelt, während die statistische Fluktuation der Photonenzahl nur mit einem Faktor $\sqrt{2}$ steigt. Aus diesem Grunde sollten die PV für das Kalorimeter so groß wie möglich gewählt werden. Dies ist bei dem vorhandenen Platz im OSIRIS-Spektrometer ein wesentliches Problem.

Ein in der Planungsphase schwer kalkulierbares Problem war die Beeinflussung der Auflösung durch die komplizierte Kristall-PV-Geometrie im OSIRIS-Kalorimeter. In den K1-Kristallen stehen die PV z.B. senkrecht zur Kristallhauptachse. Im sehr frühen Planungsstadium wurden schon erste Tests gemacht, um festzustellen, wie sich die ausgelesene Lichtmenge ändert, wenn kein Szintillationslicht direkt vom γ -Absorptionsort auf die Photokathode strahlen kann sondern nur indirekt nach mehreren Reflexionen auf die Photokathode gelangen kann. Bild 41 zeigt schematisch die Geometrie eines BGO-Detektors, der im OSIRIS-Spektrometer dazu dient, im symmetrischen Anti-Compton-Spektrometer das Loch zu schließen, das für den Ein- und Ausbau des Ge-Detektors offen bleibt. Als Quelle wurde eine ^{241}Am -Quelle mit einer γ -Linie von 60 keV in einer Bleiabschirmung mit Lochblende verwendet. Es wurde γ -Strahlung an Punkt (1) bzw. Punkt (2) (siehe Bild) kollimiert eingestrahlt. Von Position (1) aus kann Licht direkt in

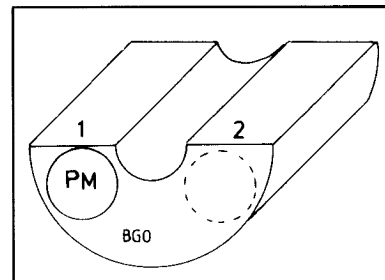
den PV gelangen, von Position (2) aus nicht. Wir stellten fest, daß sich die ausgelesene Lichtmenge beim Übergang von Quellenposition (1) zu (2) um 33% reduziert wird. Dieses Ergebnis ließ erwarten, daß auch in der ungünstigen K1-Kristallgeometrie im OSIRIS-Kalorimeter noch eine ausreichende Lichtmenge ausgekoppelt und damit eine ausreichende Auflösung erreicht werden kann. Später durchgeführte Versuche an K1-Testkristallen (siehe oben) haben dies bestätigt.

Tabelle 6 : Zusammenfassung der Auflösungstests. Die Kristallobeflächen waren geätzt und mit einer Reflektorfarbe der Fa. Crismatec beschichtet.

Kristall	PV	FWHM % bei 660 keV	PV	FWHM % bei 660 keV
K1	1x 3/4" ⁽¹⁾	25.1%	2x 3/4" ⁽¹⁾	20.7%
K4	1x 3/4" ⁽¹⁾	24.0%	1 x 1.5" ⁽²⁾	16.4%
Kubus	2" mit var. ⁽³⁾ Lochblende	44 / $\sqrt{S}$		

(1) Hama. R 750, (2) Hama. R 2060, (3) Hama. R 1306 und Lochblende mit Fläche S in cm²

Bild 41 BGO-Detektor für Lichtauslestests. Es wurde an Pos. 1 und 2 60 keV γ -Strahlung eingestrahlt. Das Szintillationslicht wurde mit einem Photovervielfacher (PM) ausgelesen.



III.2.6 : Das endgültige Design

Unter Berücksichtigung unserer geometrischen Designstudien, der Simulationsrechnungen, der Auflösungstests und der damit verbundenen Anforderungen an die Photovervielfacher, der Fertigungsmöglichkeiten der potentiellen Herstellerfirmen und unseres finanziellen Rahmens wurde ein 50-Kristall-BGO-Kalorimeter entwickelt. Hierbei wurde das Design und die Kristallform vorgegeben. Die Mechanik und das Kristall- sowie PV-Gehäuse wurde von der Firma Cyberstar im Auftrag der Firma Crismatec entwickelt. Hierbei hatten wir durch rege Kommunikation und Diskussionen die Möglichkeit, Einfluß auf die detaillierte Planung zu nehmen. Bild 42a/b zeigt einen schematischen Schnitt und eine Vorderansicht des Detektorsystems. Die dem Target zugewandten Frontpartien der

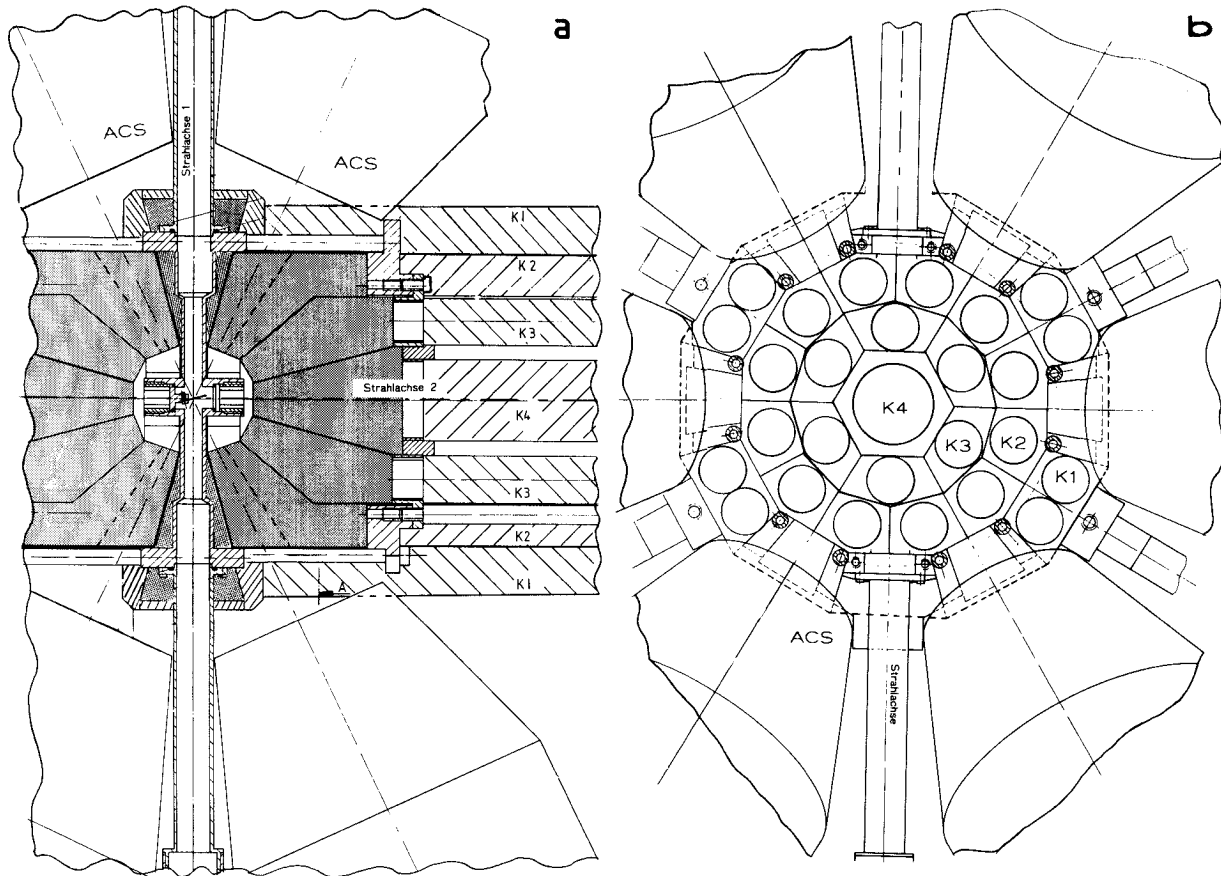


Bild 42 a) Schnitt und b) Vorderansicht des γ -Kalorimeters für das OSIRIS-Spektrometer. Ebenfalls eingezeichnet sind die Frontpartien der ACS und die möglichen Strahlachsen. Auf den PV ist die Kristallbezeichnung angegeben. In Bild a) ist die Targetkammer für den Strahl in Richtung von Strahlachse 1 zu sehen.

Anti-Compton-Spektrometer sind zur Verdeutlichung der geometrischen Verhältnisse mit eingezeichnet. Das Kalorimeter besteht aus 5 Kristallringen und 2 Poldetektoren. Der K1-Ring besteht aus 12 Kristallen. Jeder dieser Kristalle wird mit 2 PV mit einem Durchmesser von 19 mm (Typ Hamamatsu R750) ausgelesen. Die PV der K1-Kristalle zeigen paarweise in die "Nord"- bzw. "Südrichtung" der Detektorachse. Sie geben so den Anti-Compton-Spektrometern die Sicht aufs Target frei und nutzen den freien Platz zwischen den Frontpartien der Anti-Compton-Detektoren optimal aus. Der K1-Ring kann in 4 Teile zerlegt werden: Zwei Teile bestehen aus jeweils 5 Kristallen und zwei Teile aus je einem Kristall. Sie können, wie in Bild 42 zu sehen ist, für das Strahlrohr herausgenommen werden. Als nächster Detektorring folgen in "Nord"- bzw. "Südrichtung" die K2-Ringe. Sie bestehen aus je 12 Kristallen. Jeder Kristall wird mit einem PV vom Typ

Hama. R750 ausgelesen. In jedem Kristall ist eine Nut ausgefräst (siehe Bild 38 und 43), so daß zwei zueinander spiegelsymmetrische Kristalle gerade eine Öffnung bilden, die einem Anti-Compton-Spektrometer die Sicht aufs Target freigibt. Der K2-Ring besitzt auf der Außenseite ein stabiles Gehäuse. Auf der dem K3-Ring zugewandten Innenfläche sind die Kristalle nur mit Reflektormaterial und einer schützenden Al-Folie bedeckt. Hierdurch wird absorbierendes Gehäusematerial gespart. Die Kristallringe K3 bestehen aus jeweils 6 Kristallen, die ebenfalls mit je einem PV vom Typ Hama. R750 ausgelesen werden. Die Polkappen des Detektorballs werden durch je einen 6-eckigen leicht herausnehmbaren Kristall in Form eines Pyramidenstumpfes mit eigenem Gehäuse verschlossen, so daß das Strahlrohr auch senkrecht zum OSIRIS-Ring durch das Kalorimeter verlaufen kann. Um die Energieauflösung der K4-Kristalle zu optimieren, wurden sie mit je einem PV vom Typ Hama. R980 mit 38 mm Durchmesser bestückt. Um die Photovervielfachergehäuse im Durchmesser so dünn wie möglich zu gestalten, wurden die unteren Teile der PV-Gehäuse aus μ -Metall hergestellt, so daß magnetische Abschirmung und Gehäuse ein Teil bilden. Die PV der K1-Kristalle können einschließlich Gehäuse relativ leicht herausgeschraubt werden, so daß nach Herausnahme von K2, K3 oder K4 auf einer Seite des Kalorimeters ein freier Raum für mögliche andere Detektoren von bis zu ca. 2π entsteht. Die Gehäusedeckel der einzelnen Kristallringe sind als stabile Flansche ausgelegt (siehe Bild 42a). Diese Flansche sind untereinander verbunden und geben so dem Detektorsystem die notwendige mechanische Stabilität.

III.3: Die Detektorherstellung und Abnahmetests

Das γ -Kalorimeter wurde von der Firma Crismatec als BGO-Kristallhersteller in Zusammenarbeit mit der Detektorbaufirma Cyberstar produziert. Die Herstellung des Detektors stellte hohe Anforderungen auf dem Gebiet der BGO-Kristalltechnologie und der Detektormontage. Das Sägen der BGO-Kristalle in der notwendigen komplizierten geometrischen Form mit der Präzision von 1/10 mm war ein schwieriges technisches Problem. Die Entwicklung einer speziellen Reflektorfarbe, die das einfache Ummanteln komplizierter Kristallgeometrien erlaubt, ist Firmengeheimnis der obigen Firmen. Für die Herstellung der Gehäuse wurde eine Magnetformtechnik eingesetzt. Hierbei wird ein zylindrisches Al-Gehäuse auf eine polyhedrische Eisenmatrix mit der präzisen Gehäuseform gesetzt und durch hohe Magnetfelder im Eisenkern auf die Matrix gepreßt, so daß es die endgültige Gestalt erhält. Hierdurch können Vielkantgehäuse geformt werden, die sonst nur mit Hilfe der sehr aufwendigen Funkenerosion hergestellt werden können.

Bild 44 zeigt die BGO-Kristalle ohne Reflektormaterial. Man kann ihre geometrische

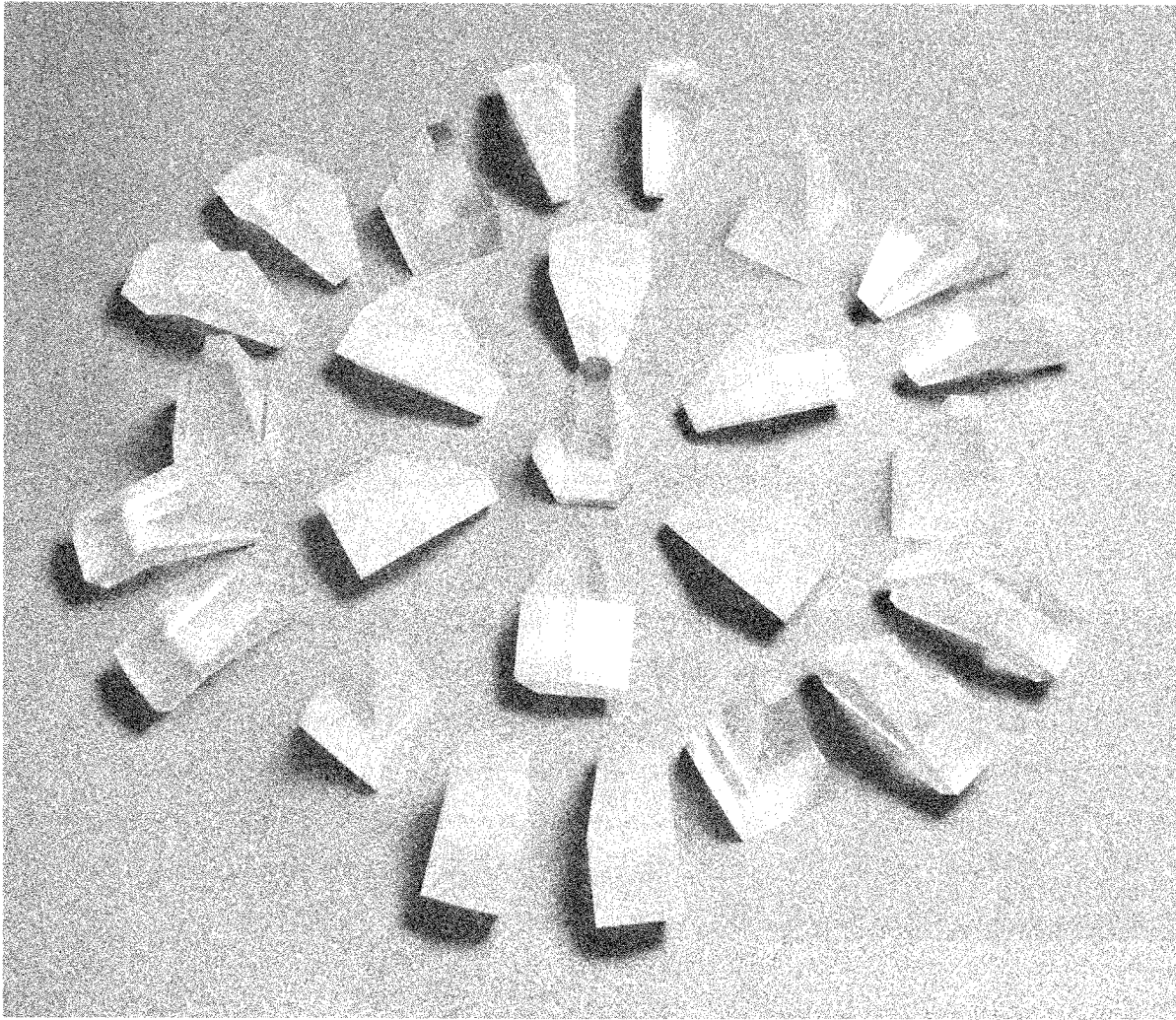


Bild 43 25 BGO-Kristalle für das γ -Kalorimeter. Im äußeren Ring sieht man K1- und K2- Kristalle, im Inneren Ring K3- Kristalle und in der Mitte den Polkristall K4.

Gestalt, insbesondere die Nuten in den K2-Kristallen erkennen, die die Öffnungen darstellen, durch die die Anti-Compton-Spektrometer aufs Target sehen. Vor dem Einbau in ein Gehäuse wurden alle Kristalle in einem Vorabnahmetest bei der Firma Crismatec mit einem Standard 2" PV vom Typ Hama. R 1306 getestet. In Tabelle 7 werden die Mittelwerte für die verschiedenen Kristalltypen gemessen mit einer ^{137}Cs Quelle angegeben. Tabelle 7 enthält weiterhin die Mittelwerte der bei den Abnahmetests des fertigen Detektors erzielten Auflösungen.

Tabelle 7 : Ergebnisse der Abnahmetests

Kristalltyp	Energieauflösung in % gemessen mit ^{137}Cs (660 keV)	
	Vorabnahme 2" PV	Endabnahme im Gehäuse
K1	20.5 %	25.1 %
K2	18.0 %	23.6 %
K3	17.8 %	22.6 %
K4	16.7 %	16.3 %

Einige Detektoren zeigen zwar im endgültigen Aufbau eine schlechtere Auflösung als 25%, aber im Mittel wurde unser Ziel einer Energieauflösung von $\leq 25\%$ erreicht. Die Verschlechterung vom Vorabnahmetest hin zur Endabnahme für die Kristalltypen K1 bis K3 liegt eindeutig an der kleinen PV-Kathodenfläche der verwendeten Hama. R750 PV. Aus geometrischen Gründen konnten, wie bereits in Kap. II.2.5 diskutiert, keine größeren PV verwendet werden. Da die Auflösungsverschlechterung durch kleine PV-Kathodenflächen jedoch ein statistischer Prozeß ist, sollte sich jedoch keine Auflösungsverschlechterung für die Summenenergie ergeben. Eine Summenenergie von 20 MeV ist 30 mal größer als die ^{137}Cs -Energie. Damit wird die Auflösung aufgrund der Photonenstatistik in den PV um einen Faktor $\sqrt{30} = 5.5$ besser und fällt gegenüber der erwarteten Summenenergieauflösung von $\geq 20\%$ aufgrund der begrenzten Nachweiswahrscheinlichkeit des Detektors nicht ins Gewicht.

III. 5: Die Elektronik

Bild 44 zeigt schematisch den Aufbau der Elektronik für das γ -Kalorimeter. Alle einstellbaren Module bis auf den Hauptverstärker werden mit einem Rechner gesteuert. Die detaillierten Probleme hierzu sind in Ref. [95] behandelt worden. Die Hochspannung wird von dem rechnergesteuerten Le Croy 1440 -Hochspannungsgerät bereitgestellt. Jeder Kanal kann hier individuell per Rechner eingestellt werden. Damit ist die Voraussetzung für eine vorgesehene automatische rechnergesteuerte Verstärkungseinstellung gegeben, da die Verstärkung von der Hochspannung abhängt. Die von uns entwickelten und gebauten Vorverstärker [96] bestehen aus einem Integrator mit $20\mu\text{s}$ Integrationskonstante. Dieses integrierte Signal wird als Energiesignal im Hauptverstärker weiter verstärkt und mit einer Pulsformzeit von $0.5\mu\text{s}$ zu einer Gaußkurve geformt. Als Hauptverstärker werden 4-fach Hauptverstärker vom Typ Emetron ELA 1003 verwendet. Aufgrund der großen Integrationskonstante der Vorverstärker ist hier ein "Pole Zero"-Abgleich möglich,

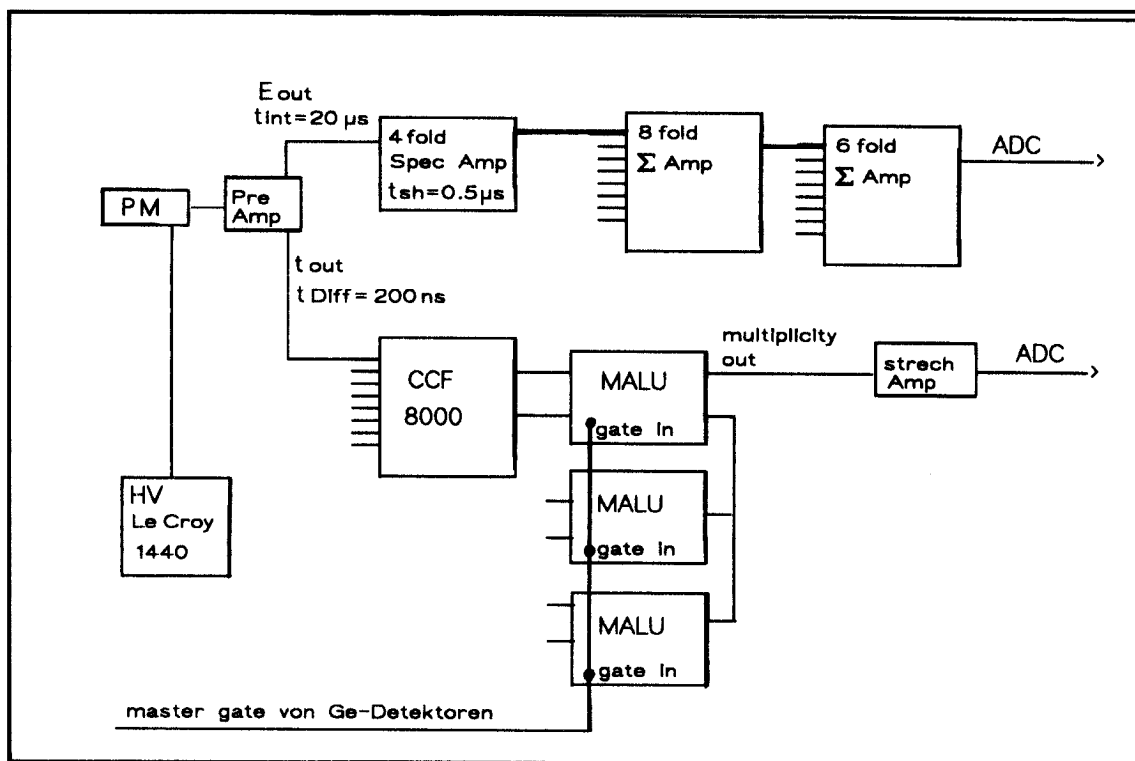


Bild 44 Elektronikschaltbild für das γ -Kalorimeter. (Erläuterungen siehe Text.)

d.h. die Ausgangssignale der Hauptverstärker haben keine langen positiven oder negativen Schwänze. Die Ausgangssignale der Hauptverstärker werden in zwei Stufen in Summierverstärkern aufaddiert. Die erwartete Pulsrate der summierten Signale entspricht bei einem 4π -Detektor der Aktivität der Quelle, d.h. der Reaktionsrate in Experimenten am Strahl. Bei einer Reaktionsrate von $2 \cdot 10^5$ /sec und einer Pulsformzeit von $0.5 \mu\text{s}$, wodurch sich ein Impulsmaximum bei $1.25 \mu\text{s}$ ergibt, ist der Anteil der überlagerten Impulse vor dem Maximum (leading edge pile up) ca. 22%. Hiedurch wird die Energieauflösung des Systems gestört. Aus diesem Grunde ist für die Zukunft geplant, an den Eingängen der ersten Summationsstufe schon lineare Gatter einzubauen. Wird ein Eingang der ersten Summationsstufe nur geöffnet, wenn einer γ - γ -Koinzidenz in den Anti-Compton-Spektrometern nachgewiesen worden ist und der entsprechende Kristall angesprochen hat, so besteht nur noch das verhältnismäßig geringe "pile up"-Problem in den Hauptverstärkern der einzelnen Detektorkristalle, da ihre Zählraten $5 \cdot 10^4$ /sec sind.

Die Energiesignale werden außerdem im Vorverstärker mit einer Zeitkonstante von 200 ns differenziert und dann über eine Treiberstufe direkt in einen Constant-Fraction-Diskriminator (CF) gegeben. Mit diesem Aufbau konnte für die 1173 und 1333 keV-Linien von

^{60}Co zwischen den BGO-Kristallen und einem NaJ-Detektor eine Zeitauflösung von 10 bis 12 ns FWHM erzielt werden. Dies ist nur wenig schlechter als der optimale Wert von 8 bis 10 ns, der mit einem schnellen Verstärker in einem wesentlich aufwendigeren Versuchsaufbau erzielt wurde. Es werden CAMAC-steuerbare 8-fach CF-Diskriminatoren mit ECL-Ausgang vom Typ ESN CCF 8000 verwendet. Die ECL-Ausgänge der CF werden in 3 "Majority Logic Units" gegeben. Hier wird in einer schnellen Koinzidenz die Anzahl der angesprochenen Kristalle im γ -Kalorimeter festgestellt. Von diesen Einheiten werden nur Signale akzeptiert, wenn sie von einem γ - γ -Koinzidenzereignis in den Anti-Compton-Spektrometern angesprochen worden sind (Master Gate). Am Ausgang dieses Moduls wird ein Signal bereitgestellt, dessen Impulshöhe proportional zur Anzahl der angesprochenen Kristalle ist.

III.6: Targetkammern für das γ -Kalorimeter

Die Strahlachse kann parallel, wie in Bild 42a angedeutet (Strahlachse 1), oder senkrecht zum OSIRIS-Ring (Strahlachse 2) verlaufen. Für beide Strahlrichtungen wurden Targetkammern gebaut. Bild 45a zeigt die Targetkammer für den Fall, daß die Strahlachse parallel zum OSIRIS-Detektorring verläuft. Um Platz für das Strahlrohr zu gewinnen, werden die zwei einzelnen K1-Kristalle aus dem γ -Kalorimeter herausgenommen. Das Strahlrohr darf an dieser Stelle nur einen Außendurchmesser von 12,5 mm haben. Die Targetkammer hat einen inneren Durchmesser von ≤ 16 mm. Der auf dem Targetkammerdeckel befestigte Targethalter erlaubt ein Target mit einer kreisförmigen Fläche von 8 mm Durchmesser zu montieren. Um das Target auszuwechseln, muß ein K4-Kristall aus dem γ -Kalorimeter entfernt werden. Hierdurch wird eine 6-eckige Öffnung mit 16 mm Schlüsselweite im Detektorsystem geschaffen, die für den Targetwechsel ausreicht. Durch ein Fenster in dem Boden der Targetkammer kann das Target bei Herausnahme des anderen K4-Kristalles beobachtet werden.

Bild 45b zeigt die Targetkammer für den Fall, daß die Strahlachse senkrecht zum OSIRIS-Ring verläuft. Das Target wird hier auf einem Halterrohr montiert durch das Strahlrohr zur Targetposition geschoben. In der Draufsicht erkennt man Nuten im Targethalter, die einen Vakuumausgleich im Strahlrohr vor und hinter dem Target erlauben. Ein Umlenkspiegel mit einem Loch für den Strahl erlaubt das Target durch das Strahlrohr hindurch zu beobachten.

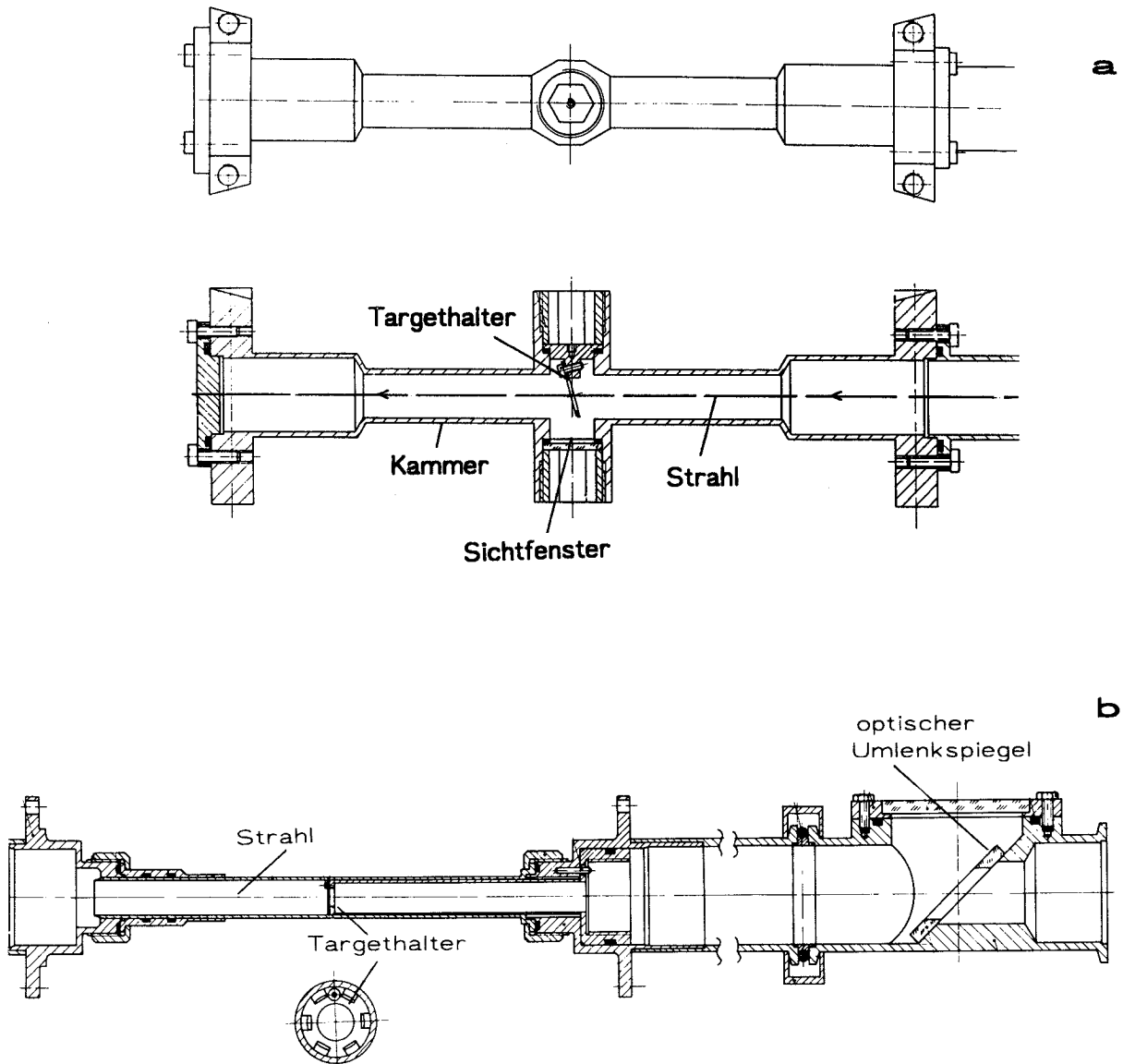


Bild 45 Targetkammern für das OSIRIS-Spektrometer mit γ -Kalorimeter

III.6: Durchführung eines ersten Experimentes.

Das erste Experiment mit dem vollständigen OSIRIS-Detektorsystem einschließlich γ -Kalorimeter wurde im Rahmen von Superdeformationsuntersuchungen an ^{180}Os durchgeführt. Der Kern ^{180}Os wurde mit der $^{150}\text{Nd}(^{34}\text{S}, 4n)$ -Reaktion erzeugt. Der ^{34}S -Strahl mit 158 MeV wurde vom VICKSI-Beschleuniger des HMI-Berlin geliefert. Als Targets wurden zwei 0.5 mg/cm^2 dicke selbsttragende Targets verwendet. Bild 46 zeigt das γ -Kalorimeter vor dem Einbau in das OSIRIS-System. Die 6 Anti-Compton-Spektrometer auf der Einbauseite sind herausgeklappt, um den Filterdetektor in Targetposition schieben zu können. Die Führung des γ -Kalorimeters beim Einbau wird durch drei

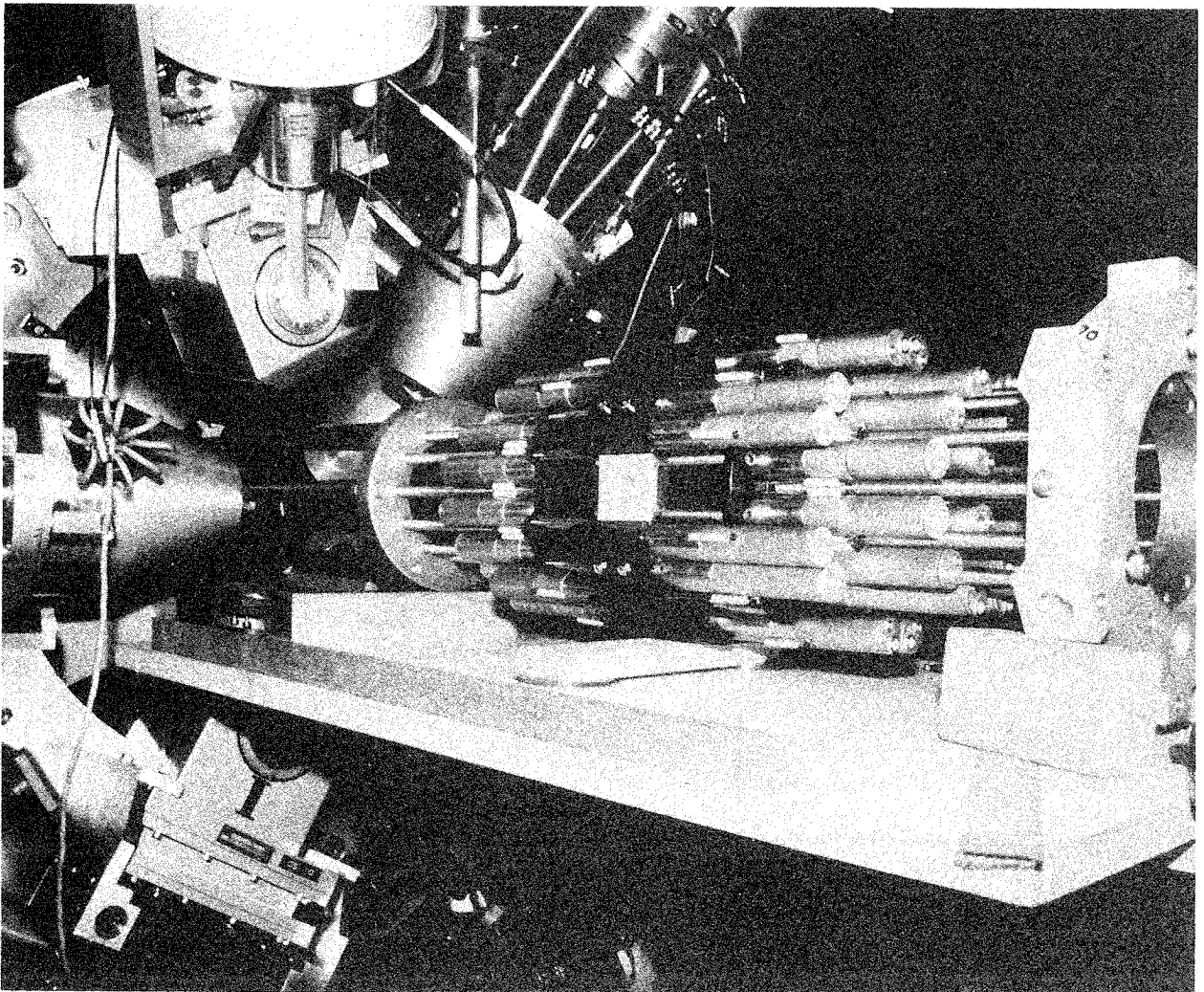


Bild 46 Das γ -Kalorimeter vor dem Einbau in das OSIRIS-Spektrometer

Führungsstangen gewährleistet, die einen Montageflansch des Filterdetektors mit einem am OSIRIS-Ring befestigten Führungsflansch auf der anderen Seite des Ringsystems durch das Zentrum hindurch verbinden. Im Bild sind ferner die PV-Gehäuse des Filterdetektors und der Strahlrohrflansch der Targetkammer zu sehen. Um Superdeformation in ^{180}Os [97] spektroskopieren zu können, ist es notwendig, den $4n$ -Kanal vom $5n$ - und $6n$ -Kanal zu trennen. Bild 47 zeigt eine zweidimensionale Darstellung, in der die gemessene Summenenergie gegen die Anzahl der angesprochenen Detektoren aufgetragen ist. Daraus kann die tatsächliche Summenenergie und die γ -Multiplizität nach einer Eichung extrahiert werden. (Siehe auch Kap. III.2.4.) Die Höhenlinien in Bild a repräsentieren die Intensitäten in 10 % -Schritten. Die Verteilung für die einzelnen Kerne wurde

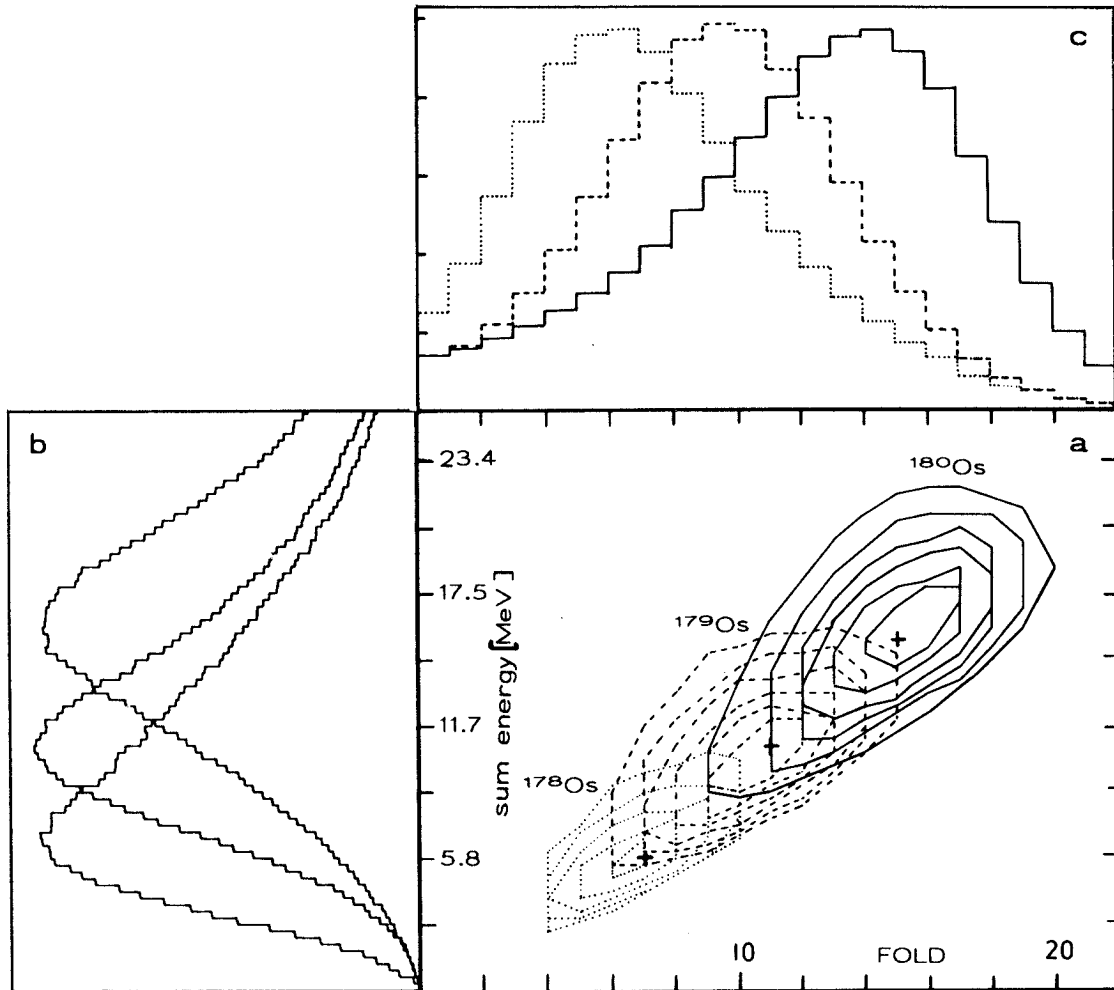
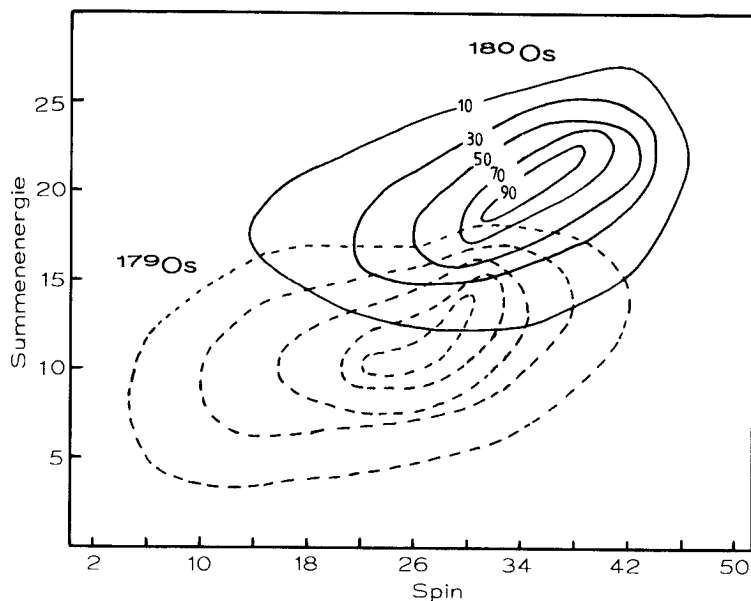


Bild 47 In der Reaktion $^{150}\text{Nd}(^{34}\text{S}, \text{xn})$ gemessene zweidimensionale Verteilung der Summenenergie gegenüber der Anzahl der angesprochenen Detektoren. Die wirkliche Summenenergie und Multiplizität kann hieraus mit Hilfe einer Eichung gewonnen werden. Zu sehen ist die Verteilung für $^{178}, ^{179}, ^{180}\text{Os}$. Die Höhenlinien geben die Intensität in 10% -Schritten an. Links von der zweidimensionalen Darstellung ist die Projektion auf die Summenenergieachse, oberhalb die Projektion auf die Faltigkeitsachse zu sehen.

gewonnen, indem man Koinzidenzen mit Übergängen in den betreffenden Kernen, die in den Anti-Compton-Spektrometern gemessen wurden, betrachtet hat. Bild b und c zeigen die Projektion der zweidimensionalen Matrix, d.h. Summenenergiespektren und die Verteilung der angesprochenen Detektoren. Aus einem Vergleich dieser Spektren mit der zweidimensionalen Darstellung erkennt man, daß durch das Setzen von zweidimensionalen Fenstern der 4n -Kanal recht gut vom 5n und 6n -Kanal getrennt werden kann, wäh-

Bild 48

In Julian-Pace-Rechnungen
simulierte Summenenergie v.s.
Spin-Verteilung für die Reaktion
 $^{150}\text{Nd}(^{34}\text{S}, xn)$ bei 155 MeV.
(Es wurde kein Energieverlust
im Target angenommen.)
Die Höhenlinien geben die In-
tensität in 20% -Schritten für
 ^{179}Os (gestrichelt) und ^{180}Os
(durchgezogene Linie) an.



rend diese Trennung durch Setzen von Fenstern auf den Projektionsspektren nicht erreicht werden kann. Die nach einer Eichung extrahierten Summenenergie-Multiplizitätsverteilungen können mit theoretischen Rechnungen verglichen werden. Wir haben für diese Reaktion Julian-Pace-Rechnungen durchgeführt [36]. Bild 49 zeigt die gerechnete Summenenergie-Spin-Verteilung für die 4n- und 5n- Kanäle, die den Endkernen ^{180}Os und ^{179}Os entsprechen. Die Höhenlinien geben die Intensität in 20% -Schritten an. Aus der Spin-Verteilung kann die Multiplizitätsverteilung errechnet werden, wenn man aufgrund theoretischer oder experimenteller Ergebnisse das Verhältnis von $\Delta I=1$ zu $\Delta I=2$ -Übergängen im Zerfall des angeregten Endkernes kennt. Die gerechneten und gemessenen Verteilungen stimmen generell überein. Die Trennung der 4n- und 5n- Kanäle ist in der Julian-Pace-Rechnung jedoch besser als im Experiment. Ob dieser Unterschied an der Detektorauflösung oder an der Julian-Pace-Rechnung liegt, kann nur mit detaillierten Eichmessungen geklärt werden.

Zusammenfassend kann festgestellt werden, daß die OSIRIS-System mit 12 Anti-Compton-Spektrometern für untergrundarme hochauflösende γ -Spektroskopie durch den Einsatz des γ -Kalorimeters für die Selektion der Ausgangskanäle in seiner Nachweis selektivität erheblich gestärkt wird.

Zusammenfassung:

Zur Untersuchung der Superdeformation wurde der Kern ^{146}Gd in den $^{110}\text{Pd}(^{40}\text{Ar}, 4n)$ - und $^{102}\text{Ru}(^{48}\text{Ca}, 4n)$ -Compoundkernreaktionen erzeugt. Die γ -Strahlung wurde mit den Anti-Compton-Spektrometern OSIRIS und ESSA30 gemessen. In E_γ - E_γ -Koinzidenzmatrizen wurden im Energiebereich von 0.8 bis 1.5 MeV ausgeprägte Grate parallel zur Hauptdiagonalen gefunden. Der Abstand der Grate zur Hauptdiagonalen bleibt über den gesamten Energiebereich konstant und beträgt $\Delta E_\gamma = \pm 53 \pm 2 \text{ keV}$. Diese Grate werden durch Koinzidenzen zwischen aufeinanderfolgenden Übergängen innerhalb von superdeformierten Banden in ^{146}Gd erzeugt. Der Abstand der Grate zur Hauptdiagonalen ergibt ein dynamisches Trägheitsmoment für den superdeformierten Kern von $\Theta^{(2)} = 75 \pm 3 \text{ h}^2 / \text{MeV}$. Unter der Annahme, daß der Kern ein starres Rotationsellipsoid ist, entspricht dies einem Achsenverhältnis von $c/a = 1.7$ ($\beta \approx 0.6$). Der Energiebereich, in dem die Grate beobachtet wurden, legt nahe, daß sich die superdeformierten Banden über einen Spinbereich von ca. 30 bis 56 $\hbar$ erstrecken. Die experimentelle Winkelkorrelation der Grate stimmt mit der erwarteten für Koinzidenzen zwischen gestreckten Quadrupolübergängen überein. Mit Hilfe der Dopplerverschiebungs-Methode konnten die effektiven Lebensdauern innerhalb der superdeformierten Banden und hieraus das Quadrupolmoment des superdeformierten Kerns zu $Q_0 = 11^{+14}_{-4} \text{ eb}$ bestimmt werden. Die Breite der energiekorrelierten Grate ist mit $\Delta E_\gamma = 13.6 \text{ keV}$ etwa doppelt so groß wie die instrumentelle Auflösung. Die Analyse von energiekorrelierten Ereignissen in Dreifachkoinzidenzen ergibt drei mögliche Sequenzen von γ -Linien mit konstantem Abstand. Diese Beobachtungen legen nahe, daß in ^{146}Gd mehrere superdeformierte Banden mit ähnlichen Trägheitsmomenten bevölkert werden. Bemerkenswert am Auftreten von prolater Superdeformation in ^{146}Gd ist, daß ^{146}Gd im Grundzustand ein doppelt magischer Kern mit sphärischer Gestalt ist.

Zur Untersuchung von Gestaltskoexistenz wurde der Kern ^{186}Pt , der im Übergangsgebiet zwischen den leichten prolateren und den schweren oblaten Pt-Kernen liegt, gemessen. Dieser Kern wurde in der $^{188}\text{Os}(\alpha, 6n)$ -Reaktion erzeugt. Die γ -Strahlung wurde mit dem OSIRIS-Spektrometer untersucht. In dieser Arbeit konnten 13 Rotationsbanden in ^{186}Pt etabliert werden, aufgrund deren Eigenschaften Gestaltskoexistenz bei Spins ≥ 12 nachgewiesen werden konnte. Die Yrastbande zeigt ein $(\pi \hbar_{9/2})^2$ -Backbending. Der Kern hat in dieser Konfiguration prolater Gestalt. Weiterhin wurde eine entkoppelte Bande negativer Parität mit einer $(\pi i_{13/2})(\pi \hbar_{9/2})$ -Konfiguration und eine stark gekoppelte Bande negativer Parität mit einer $11/2[615] \times 9/2[505]_{\Omega=10}$ -Nilssonmodellkonfiguration gefunden, in denen der Kern ebenfalls eine prolater Gestalt hat. Es wurde jedoch außerdem

eine entkoppelte Bande positiver Parität mit einem Bandenkopf bei Spin 12 aufgestellt. Diese Bande hat eine $(\nu i_{13/2})^2$ -Konfiguration bei oblater Kerngestalt. Ferner wurde eine halb entkoppelte Bande bestehend aus zwei Signaturzweigen aufbauend auf einem $I^\pi = 5^-$ -Zustand beobachtet. Die Konfiguration dieser Bande besteht aus einem $i_{13/2^-}$ -Neutron und einem Neutron der 5. Nilssonhauptschale. Das Energie-Staggering und insbesondere der große Abstand zwischen dem 7^- und 9^- -Zustand innerhalb dieser Bande legt nahe, daß der Kern in dieser Konfiguration eine triaxiale Gestalt besitzt. Das Energie-Staggering in der γ -Bande deutet an, daß ^{186}Pt sehr leicht in γ -Richtung deformiert werden kann. Daher können in ^{186}Pt , je nach Quasiteilchenkonfiguration, verschiedene Kerngestalten prolater, triaxialer und oblater Deformation koexistieren.

Die sphärische bzw. superdeformierte Kerngestalt in ^{146}Gd und die prolato-oblato Gestaltskoexistenz in ^{186}Pt zeigen beispielhaft, wie der Atomkern durch das Zusammenwirken der im Tröpfchenmodell beschriebenen Bindungsenergie, der Zentrifugal- und Corioliskräfte und der Schaleneffekte sehr verschiedene Gestalten annehmen kann, die oft über weite Spinbereiche koexistieren.

Atomkerne mit außergewöhnlichen Eigenschaften wie z.B. superdeformierte Kerne bei hohen Drehimpulsen werden oft nur mit sehr kleinem Wirkungsquerschnitt erzeugt. Dies erfordert neben der Verwendung eines hochauflösenden E_γ - E_γ -Anti-Compton-Detektorsystems weitere Detektoren, die den gewünschten Endkanal einer Reaktion herausfiltern. Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein γ -Kalorimeter für das OSIRIS-Spektrometer entwickelt. Dieser Detektor besteht aus 50 BGO-Szintillationskristallen die ca. 90% des Raumwinkels von 4π überdecken. Die BGO-Kristalle haben eine radiale Geometrie mit dem Target im Mittelpunkt. Hierdurch haben alle Kristalle den gleichen effektiven Raumwinkel, Compton-Streuung in Nachbarkristalle wird minimiert, und man erreicht eine BGO-Schichtdicke von 50 bis 75 mm, die auch eine gute Nachweiswahrscheinlichkeit für Riesenresonanz- γ -Quanten gewährleistet. Dadurch, daß die Photovervielfacher der BGO-Kristalle das freibleibende zylinderförmige Volumen innerhalb des OSIRIS-Doppelringsystems einnehmen, bleibt die kompakte Geometrie und der hierdurch von den Ge-Detektoren erfaßte große Raumwinkel des OSIRIS-Spektrometers erhalten. Mit dem γ -Kalorimeter kann die nach einer Compoundkernreaktion abgegebene γ -Energie und deren Multiplizität bestimmt werden. Hierdurch ist es möglich verschiedene Endkanäle voneinander zu trennen und damit die Nachweisempfindlichkeit des Gesamtsystems erheblich zu verbessern.

Literaturverzeichnis

- 1) R.M. Lieder, H. Jäger, A. Neskakis, T.Venkova und C.Michel, Nucl. Instrum. Methods 220 (1984) 363; W. Gast, G. Hebbinghaus, H. Jäger, A. Krämer-Flecken, K. Schiffer, N. Schmal, K.P. Blume, H. Hübel, D. Rosendaal und K.H. Maier, KFA Jülich, Annual Report 1985, Jül-Spez-344 (1986) 139
- 2) V.M. Strutinsky, Nucl. Phys. A122 (1968) 1
- 3) V.M. Strutinsky, Z. Phys A326 (1987) 261
- 4) S.M. Polikanow, V.A. Durin, V.A. Karnaukhov, V.A. Mikheev, A.A. Dleve, N.K. Skobelev, V.B. Subbotin, G.M. Ter-Akopyan und V.A. Fomichev, Sov. Phys. JETP 15 (1962) 1016
- 5) B.M. Nyako, J.R. Cresswell, P.D. Forsyth, D. Howe, P.J. Nolan, M.A. Riley, F.J. Sharpey-Schafer, J. Simpson, N.J. Ward und P.J.Twin, Phys. Rev. Lett. 52 (1984) 507; P.J. Twin, A.H. Nelson, B.M. Nyako, D. Howe, H.W. Cranmer-Gordon, D. Elenkov, P.D. Forsyth, J.K. Jabber, J.F. Sharpey-Schafer, J.Simpson und G. Sletten, Phys. Rev. Lett. 55 (1985) 1380; P.J. Twin, B.M. Nyako, A.H. Nelson, J. Simpson, M.A. Bentley, H.W. Cranmer-Gordon, P.D. Forsyth, D. Howe, A.R. Mokhtar, J.D. Morrison, J.F. Sharpey-Schafer und G. Sletten, Phys. Rev. Lett. 57 (1986) 811; M.A. Bentley, G.C. Ball, H.W. Cranmer-Gordon, P.D. Forsyth, D. Howe, A.R. Mokhtar, J.D. Morrison, J.F. Sharpey-Schafer, P.J. Twin, B. Fant, C.A. Kalfas, A.H. Nelson, J.Simpson und G.Sletten, Phys. Rev. Lett. 59 (1987) 2141; B.M. Nyako, J. Simpson, P.J. Twin, D. Howe, P.D. Forsyth und J.F. Sharpey-Schafer, Phys. Rev. Lett. 56 (1986) 2680
- 6) A.J. Kirwan, G.C. Ball, P.J. Bishop, M.J. Godfrey, P.J. Nolan, D.J. Thornley, D.J. Love und A.H. Nelson, Phys. Rev. Lett. 58 (1987) 467
- 7) E.M. Beck, F.S. Stephens, J.C. Bacelar, M.A. Deleplanque, R.M. Diamond, J.E. Draper, C. Duyar und R.J. Mc Donald, Phys. Rev. Lett. 58 (1987) 2182; E.M. Beck, R.J. Mc Donald, A.O. Macchavelli, J.C. Bacelar, M.A. Deleplanque, R.M. Diamond, J.E. Draper und F.S. Stephens, Phys. Lett. B195 (1987)
- 8) J. Dudek und W. Nazarewicz, Phys. Rev. C31 (1985) 298
- 9) I. Ragnarsson und S. Åberg, Phys. Lett. B180 (1986) 191
- 10) R.R. Chasman, Phys. Lett. B187 (1987) 219
- 11) J.P. Vivien, A. Nouredine, F.A. Beck, T. Byrski, C. Gehringer, B. Haas, J.C. Merdinger, D.C. Radford, Y. Schutz, J. Dudek und W. Nazarewicz, Phys. Rev. C33 (1986) 2007

- 12) Y. Schutz, C. Baktash, I.Y. Lee, M.L. Halbert, D.C. Hensley, N.R. Johnson, M. Oshima, R. Ribas, J.C. Lisle, L. Adler, K. Honkanen, D.G. Sarantites, A.J. Larabee und J.X. Saladin, Phys. Rev. C35 (1987) 348
- 13) G. Hebbinghaus, T. Rzaca-Urban, C. Senff, R.M. Lieder, W.Gast, A. Krämer-Flecken, H. Schnare, W. Urban, G. de. Angelis, P. Kleinheinz, W. Starzecki, J. Styczen, P. von Brentano, A. Dewald, J.Eberth, W. Lieberz, T.Mylaeus, A.v.d. Werth, H. Wolters, K.O. Zell, S. Heppner, H. Hübel, M. Murzel, H. Grawe und H. Kluge, Phys. Rev. Lett. 59 (1987) 2024
- 14) P.M. Stwertka, T.M. Cormier, N.G. Nicolis und M.G. Herman, Phys. Lett. B161 (1985) 70
- 15) M. Ogawa, R. Broda, K. Zell, P.J. Daly, P. Kleinheinz, Phys. Rev. Lett. 41 (1978) 289
- 16) E.R. Flynn, J. v.d. Plicht, J.B. Wilhelmy, L.G. Mann, G.L. Struble und R.G. Lanier, Phys. Rev. C28 (1983) 97
- 17) B. Haas, P.Taras, S. Flibotte, F.Banville, J. Gascon, S. Cournoyer, S. Monaro, N. Dadam, D. Prevost, D. Thibault, J.K. Johansson, D.M. Tucker, J.C. Waddington, H.R. Andrews, G.C. Ball, D. Horn, D.C. Radford, D. Ward, C.St. Pierre und J. Dudek, Phys. Rev. Lett. 60 (1988) 503
- 18) M.W. Drigert, R.V.F. Janssens, R. Holzmann, R.R. Chasman, I. Ahmad, J. Borggreen, P.J. Daly, B.K. Dichter, H. Emeling, U. Garg, Z.W. Garbowski, T.L. Khoo, W.C. MA, M. Piiparinen, M. Quader, D.C. Radford und W. Trzaska, Phys. Lett. B201 (1988) 223
- 19) H. Morinaga, Phys. Rev. C101 (1956) 254
- 20) K. Heyde, P. v. Isacker, M. Waroquier, J.L. Wood und R.A. Mayer, Phys. Rep. 102 (1983) 291
- 21) G. Hebbinghaus, W. Gast, A. Krämer-Flecken, R.M. Lieder, J. Skalski und W. Urban, Z. Phys. A328 (1987) 387
- 22) R.V.F. Janssens, P. Chowdhury, H. Emeling, D. Frekers, T.L. Khoo, W. Kühn. Y.H. Chung, P.J. Daly, Z.W. Garbowski, M.Kortelahti, S. Frauendorf und J.Y. Zhang, Phys.Lett. B131 (35)
- 23) K. Hardt, Y.K. Agarwal, C. Günther, M. Guttormsen, R. Kroth, J. Recht, F.A. Beck, T. Byrski, J.C. Merdinger, A. Nourredine, D.C. Radford, J.V. Vivien und C. Bourgeois, Z. Phys. A312 (1983) 251
- 24) M. Piiparinen, J.C. Cunnane, P.J. Daly, C.L. Dors, F.M. Bernthal und T.L. Khoo, Phys. Rev. Lett. 34 (1975) 110
- 25) L. Richter, H. Backe, F. Weik und R. Willwater, Nucl. Phys. A319 (1979) 221

- 26) R. Bentsson, T. Bentsson, J. Dudek, G. Leander, W. Nazarewicz und J.Y. Zhang, Phys. Lett. B183 (1987)
- 27) M.P. Carpenter, C.R. Bingham, L.H. Courtney, V.P. Janzen, A.J. Larabee, Z.M. Liu, L.L. Riedinger, W. Schmitz, R. Bengtsson, T. Bengtsson, W. Nazarewicz, J.Y. Zhang, J.K. Johansson, D.G. Popescu, J.C. Waddington, C. Baktash, M.L. Halbert, N.R. Johnson, I.Y. Lee, Y.S. Schutz, K. Nyberg, A. Johanson, J. Debuc, S. Monaro, S. Pilotte, K. Honkanen, G. Sarantites und D.R. Haeni, wird veröffentlicht
- 28) S. Frauendorf und F.R. May, Phys. Lett. B125 (1983)245
- 29) P.D. Bond, R.F. Casten, D.D. Warner und D. Horn, Phys. Lett. B130 (1983) 167 (und hier genannte Referenzen)
- 30) M.A. Deleplanque, C. Gerschel, M. Ishihara, N. Perrin, V. Berg, C. Bourgeois, M.G. Desthuillers, J.P. Husson, P. Kilcher und J. Letessier, J. Phys. Lett. (Paris) 36 (1975) L 205
- 31) Y. Gono, R.M. Lieder, M. Müller-Veggian, A. Neskakis und C. Mayer-Böricke, Nucl. Phys A327 (1979) 269
- 32) P.Twin, private Mitteilung
- 33) S. Cohen, F. Plasik und W.J. Swiatecki, Ann. Phys. 82 (1974) 557
- 34) S. Årberg, Talk at the XXV int. Winter Meeting on Nucl. Phys., Bormio, Italy, 1987
- 35) B. Herskind, B. Lauritzen, K. Schiffer, R.A. Broglia, F. Barranco, M. Gallardo, J.Dudek und E. Vigezzi, Phys. Rev. Lett. 59 (1987) 2420; B. Herskind private Mitteilung
- 36) A. Gavron, Phys. Rev. C21 (1980) 230
- 37) B. Herskind, J. Phys. (Paris), Colloq. 41, C10 (1980) 106
- 38) H. Morinaga und T. Yamazaki, "In-Beam Gamma-Ray Spectroscopy", Amsterdam - New York - Oxford (1976)
- 39) K.S. Krane, R.M. Steffen und R.M. Wheeler, Nucl. Data Tables 11 (1973) 351
- 40) A. Krämer-Flecken, W. Gast, G. Hebbinghaus, R.M. Lieder, T. Morek, W. Urban, wird veröffentlicht
- 41) P.J. Nolan und J.F. Sharpey-Schäfer, Rep. Prog. Phys. 42 (1979) 1
- 42) J.C. Bacelar, A. Holm, R.M. Diamond, E.M. Beck, M.A. Deleplanque, J. Draper, B. Herskind und F.S. Stephens, Phys. Rev. Lett. 57 (1986) 3019
- 43) L.C. Northcliffe und R.F. Schilling, Nucl. Data Tables A7 (1979) 233
- 44) J.F. Ziegler und W.K. Chu, At. Data, Nucl. Data Tables 13 (1974) 463
- 45) C. Senff, Diplomarbeit, Jülich/Bonn (1988)
- 46) J.C. Bacelar, Nucl. Instrum., wird veröffentlicht

- 47) A.E. Blaugrund, Nucl. Phys. 88 (1966) 501
- 48) E.G. Löbner, M. Vetter und V. Hönig, Nucl. Data Tables A7 (1970) 495
- 49) T. Mayer-Kuckuk, "Kernphysik", Stuttgart (1979) 69
- 50) H.J. Specht, J. Weber, E. Konecny und D. Heuneman, Phys. Lett. B41 (1972) 495
- 51) S. Bjornholm und J.E. Lynn, Rev. Mod. Phys. 52 (1980) 725
- 52) A. Sobiczewski, S. Bjornholm und K. Pomorowski, Nucl. Phys. A202 (1972) 274
- 53) B.R. Mottelson und J.G. Valatin, Phys. Rev. Lett. 5 (1960) 511
- 54) J. Dudek, "Superdeformed nuclear shapes: new fetures, systematics and predictions, CRN Strasbourg CRN/PN 87/10; J.Dudek, private Mitteilung
- 55) W. Nazarewicz, J. Dudek, R. Bengtsson, T. Bengtsson und I. Ragnarsson, Nucl. Phys. A435 (1985) 397
- 56) W. Nazarewicz, private Mitteilung
- 57) S. Åberg, T. Bentsson und I. Ragnarsson , Vortrag auf dem "XXVI Winter Meeting on Nucl. Phys.", Bormio, Italy (1988); S. Åberg private Mitteilung
- 58) G. Hebbinghaus, Diplomarbeit, Jülich/Bonn (1985)
- 59) J. Burde, R.M. Diamond, F.S. Stephens, Nucl. Phys. 85 (1966) 481
- 60) M. Finger, R. Foucher, J.P. Husson, J. Jastrzebski, A. Johnson, G. Astner, B.R. Erdal, A. Kjelberg, P. Patzelt, A. Hoglund, S.G. Malmkog und R. Henck, Nucl. Phys. A188 (1972) 369
- 61) S.G. Nilsson und Ch.F. Isang, Nucl. Phys. A131 (1969) 1
- 62) P. Ring, P. Schuck, "The Nuclear Many-Body Problem, New York (1980)
- 63) S.A. Hjorth, A. Johnson, Th. Lindblad, L. Funke, P. Kernitz und G. Winter, Nucl. Phys. A262 (1976) 328
- 64) J.A. Larabee, M.P. Carpenter, L.L. Riedinger, L.H. Courtney, J.C. Waddington und G.A. Leander, Phys. Lett. B169 (1986) 21
- 65) D.G. Popescu, M.P. Carpenter, C.R. Bingham, J.K. Johansson, D.D. Fajnauth, L.L. Riedinger, W. Schmitz, D. Tucker und J.C. Waddington, Anual Report, Mc Master Accelerator Laboratory (1986) 26
- 66) H. Hübel, A.P. Byrne, S. Ogaza, A.E. Stuchberg, G.D. Dracoulis und M. Guttormsen, Nucl. Phys. A325 (1979) 445
- 67) S. Andre', J. Genevey-Rivier, J. Treherne, J. Jastrzebski, R. Kaczarowski, J. Lukasiak und C. Schück, Nucl. Phys. A325 (1979) 445
- 68) J.K. Johansson, M.P. Carpenter, L.H. Courtney, V.P. Janzen, A.J. Larabee, Z.M. Liu, L.L. Riedinger, D.G. Popescu und J.C. Waddington, Anual Report 1985, Mc Master Accelerator Laboratory (1985) 87

- 69) J. Dudek, Z. Szymanski, T. Werner, A. Fässler, C. Lima, Phys. Rev. C26 (1982) 1712
- 70) J. Dudek, A. Maihofer und J. Skalski, J. Phys. G6 (1980) 447
- 71) W. Nazarewicz und J.D. Garrett, private Mitteilung
- 72) J. Meyer-ter-Vehn, Nucl. Phys. A249 (1975) 111; 141
- 73) L. Wilets und M. Jean, Phys. Rev. 102 (1956) 788
- 74) R.F. Casten, P.v. Brentano, K. Heyde, P.v. Isacker und J. Johle, Nucl. Phys. A439 (1985) 289
- 75) N. Onishi, I. Hamamoto, S. Åberg und A.I. Keda, Nucl. Phys. A452 (1986) 71
- 76) L.Bijker, A.E.I. Diepernik, O. Scholten und R. Spanhoff, Nucl. Phys. A344 (1980) 207
- 77) A. Bohr und B.R. Mottelson, Nuclear Structure, Vol. 2, Benjamin, Reading, Massachusetts (1975)
- 78) J.C. Cunnane, M. Piiparinen, P.J. Daly, C.L. Dors, T.L. Khoo und F.M. Bernthal, Phys. Rev. C13 (1976) 2197
- 79) H. Toki, K. Neergard, P. Vogel und A. Fässler, Nucl. Phys. A279 (1977) 1
- 80) R.M. Lieder, G. Sletten, J. Borggreen und J. Pedersen, Nucl. Phys. A375 (1982) 291
- 81) P. Chowdhury, B. Fabricius, C. Christensen, F. Azgui, S. Bjornholm, J. Borggreen, A. Holm, J. Pedersen, G. Sletten, M.A. Bentley, D. Howe, A.R. Mokhtar, J.D. Morrison, J. Sharpey-Schafer, P.M. Walker und R.M. Lieder, wird veröffentlicht in Nucl. Phys. A
- 82) F. Hannachi, G. Bastin, M.G. Porquet, C. Schüick, J.P. Thibaud, C. Bourgeois, L. Hildingsson, D. Jerrestam, N. Perrin, H. Sergolle, F.A. Beck, T. Byrski, J.C. Merdinger und J. Dudek, wird veröffentlicht
- 83) J. Burde, R.M. Diamond und F.S. Stephens, Nucl. Phys. A85 (1966) 451
- 84) P.J. Twin, Talk at the International Conference on Nuclear Physics, Florence (1983)
- 85) M. Jääskeläinen, D.G. Sarantites, R. Woodward, F.A. Dilmanian, J.T. Hood, R. Jääskeläinen D.C. Hensley, M.L. Halbert und J.H. Barker, Nucl. Instr. Meth. 204 (1983) 385
- 86) M. Laval, M. Moszynski, R. Allemand, E. Cormoreche, P. Guinet, R. Odru und J. Vacher, Nucl. Instr. Meth. 206 (1983) 169
- 87) K. Kleinknecht: Detectors for particle radiation, Cambridge (1986)
- 88) Harshaw/Filtrol, Nuclear Detectors and Systems, Produktinformation, Ohio (1980); M.R. Farukhi, Int. Workshop on BGO, Princeton University (1982) pp21,39
- 89) M.R. Farukhi und C.F. Swinehart, IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-18 (1971) 200
- 90) V. Metag, D. Habs, K. Helmer, U.v. Helmolt, H.W. Heyng, B. Kolb, D. Pelte, D. Schwalm, W. Hennrich, H.J. Hennrich, G. Himmele, E. Jaeschke, R. Repnow, W. Wahl, R.S. Simon und R. Albrecht, Proc. of Geiger Memorial Meeting, Berlin (1982)

- 91) R. Wähning, G. Gaul, R. Santo, Poster DPG Frühjahrstagung Kernphysik, Groningen (1987); T. Butz, A. Dufter, E. Gerdau, W. Karle, H.J. Körner, K.H. Speidel, Poster DPG Frühjahrstagung Kernphysik, Heidelberg (1986)
- 92) R.L. Ford, W.R. Nelson: The EGS Code System, SLAC-Report No. 210, Stanford (1978)
- 93) D. Habs, F.S. Stephens, R.M. Diamond: Proposal for a Cristal-Ball Detektor System, LBL-8945, Heidelberg (1978)
- 94) Fa. Harshaw Filtrol, private Mitteilung; G. Sletten, private Mitteilung
- 95) A. Krämer-Flecken, Doktorarbeit, Jülich (1988); H. Schnare, Diplomarbeit, Jülich (1988)
- 96) M. Thoms. et.al. , IKP-Anual Report 1987, im Druck
- 97) T. Rzaca Urban, R.M. Lieder, W. Gast, W. Urban, J. Bacelar, J.D. Garrett, G. Sletten, R. Chapman, J. Lisle und J. Mo, Z. Phys. A328 (1987)379
- 98) F.R. May, XXII Intern. Winter Meeting on Nucl. Phys. Bormio, Ricerca Sci. Educaz. Perm., Suppl. 35 (1984) 67
- 99) R. Broda, M. Ogawa, S. Lunardi, M.R. Maier, P.J. Daly und P. Kleinheinz, Z.Phys. A285 (1978) 423

Anhang

A Die Kerndeformation

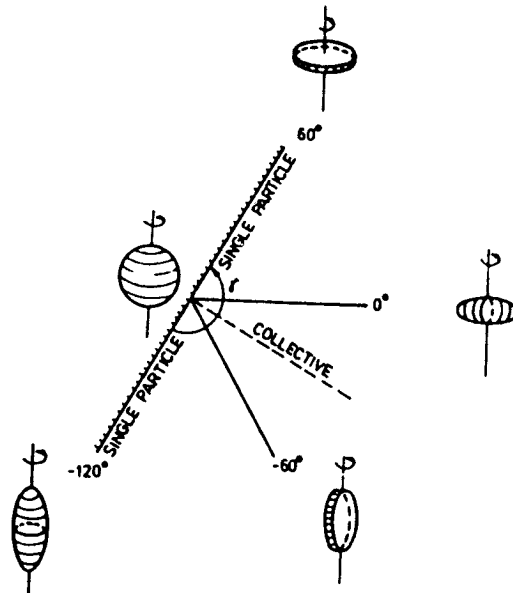
In nicht sphärischen Kernen wird der Kernradius im allgemeinen in Multipolen entwickelt:

$$R(\theta, \varphi) = R_0(\beta) \left[1 + \sum_{\lambda} \sum_{\mu=0, \pm 2, \pm 4} \alpha_{\lambda\mu} Y_{\lambda\mu}^*(\theta, \varphi) \right]$$

$$\alpha_{20} = \beta \cdot \cos \gamma \quad \text{und} \quad \alpha_{22} = \alpha_{2-2} = \frac{1}{\sqrt{2}} \beta \sin(\gamma).$$

Für die Hexadekapolmomente gilt: $\alpha_{42} = \alpha_{4-2}$ und $\alpha_{44} = \alpha_{4-4}$. Sie werden oft auf einen Parameter β_4 reduziert [64].

Für $\gamma = 0^\circ$ beschreibt der Parameter β die axialsymmetrische Deformation des Kerns. Ein positiver β -Wert korrespondiert zu prolater Deformation. Ein negativer Wert zu oblater Deformation. Durch Hinzunahme des Parameters γ kann man auch triaxiale Kerne beschreiben. Die verschiedenen dreiachsigen Deformationen werden durch γ -Werte zwischen 0 und 60° beschrieben. Für positive β -Werte (ein Vorzeichenwechsel von $\alpha_{20} Y_{20}^* + \alpha_{22} (Y_{22}^* + Y_{2-2}^*)$ wird durch γ beschrieben) entspricht $\gamma = 0^\circ$ einer prolaten Deformation und $\gamma = 60^\circ$ einer oblaten Deformation. In rotierenden Kernen ist für die vollständige Beschreibung des Kerns außerdem die Lage der Hauptdeformationsachse relativ zur Rotationsachse notwendig. In dieser Arbeit wurde die Lund-Konvention für das Vorzeichen von γ verwendet, wie unten im Bild verdeutlicht [98]. Ein axialsymmetrisch prolater deformierter Kern, der um eine Achse senkrecht zur Symmetrieachse rotiert erhält den Parameter $\gamma = 0^\circ$. Ein oblater Kern, der um eine Achse senkrecht zur Symmetrieachse rotiert hat $\gamma = -60^\circ$. $\gamma = 60^\circ$ und $\gamma = -120^\circ$ beschreiben die nicht kollektive Rotation des Kerns, wenn die Symmetrieachse in Richtung der Deformationsachse steht.



B Transformation der experimentellen Daten

Für die Beschreibung rotierender deformierter Kerne wird die Bewegung der Nukleonen im rotierenden Schalenmodell aufgespalten in eine kollektive Rotation des Kerns und einer Bewegung der Nukleonen in einem rotierenden kernfesten Koordinatensystem. Die Rotationsfrequenz des Kerns erhält man aus

$$\omega(I) = \frac{E(I) - E(I-2)}{I_x(I) - I_x(I-2)}$$

Hierbei ist I_x die Projektion des Gesamtdrehimpulses auf die Rotationsachse

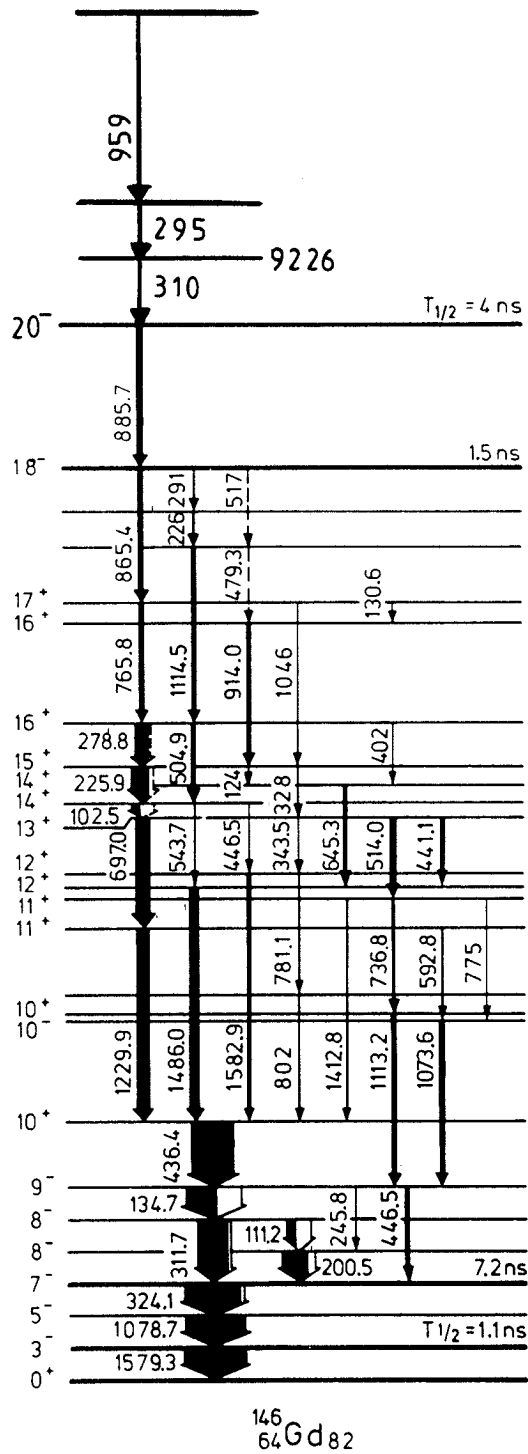
$$I_x = \sqrt{I(I+1) - K^2}$$

und K ist die Projektion des Drehimpulses auf die Hauptdeformationsachse.

Der intrinsische Anteil des Drehimpulses i (alignment oder ausgerichteter Drehimpuls) wird aus I_x durch Abziehen des kollektiven Rotationsdrehimpulses R gewonnen, wobei dieser als Produkt aus Rotationsfrequenz (ω) und Trägheitsmoment (Θ) geschrieben wird. Das Trägheitsmoment wird oft durch einen konstanten und einen quadratisch von ω abhängigen Term parametrisiert (Harris Formel):

$$i(\omega) = I_x - \omega(\Theta_0 + \omega^2 \Theta_1).$$

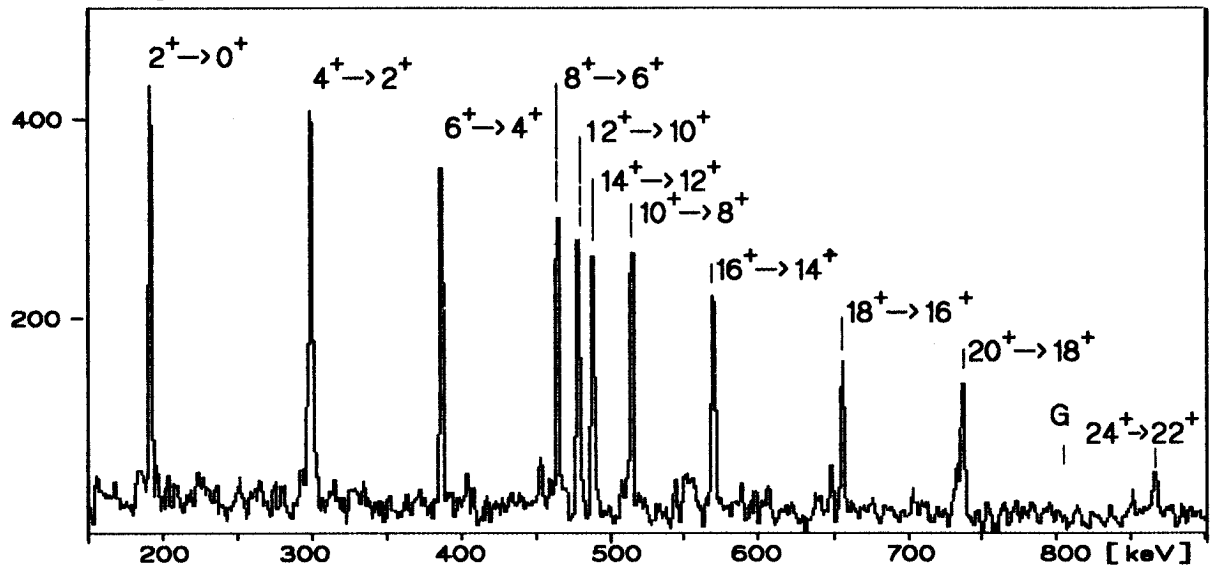
Niveauschema von ^{146}Gd [Ref. 99 und diese Arbeit]



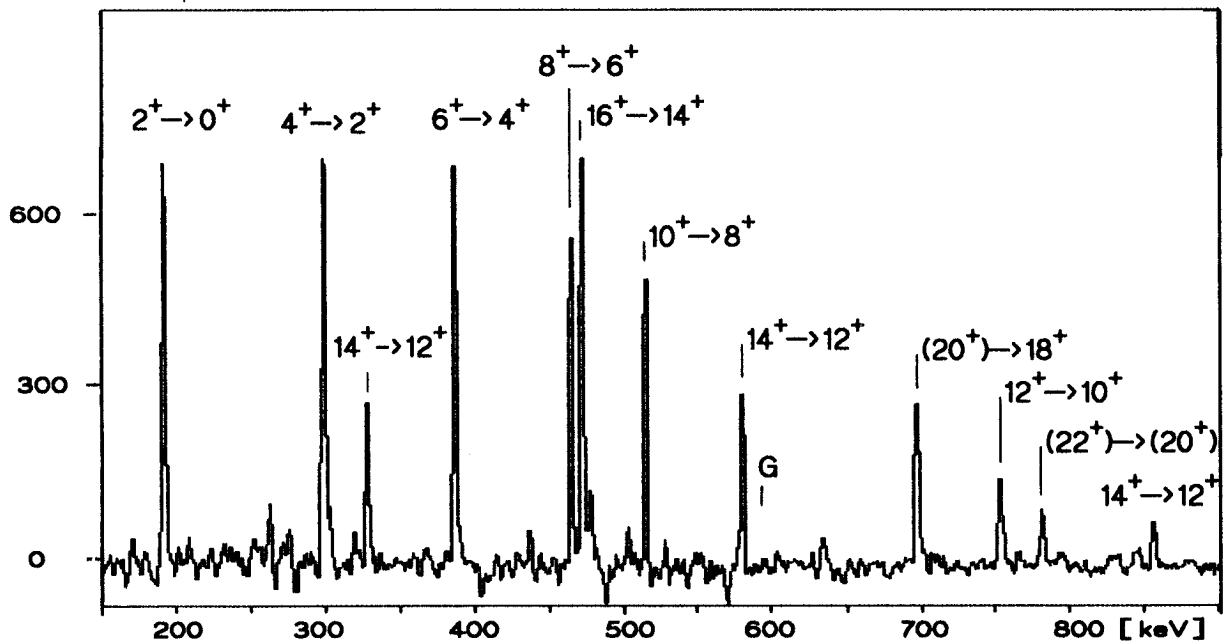
D: ^{186}Pt Koinzidenzspektren

Die Spektren wurden durch Setzen eines Energiefensters auf den mit G gekennzeichneten Übergang erzeugt. Markiert sind die Übergänge innerhalb der Bande und im Zerfall der Bande.

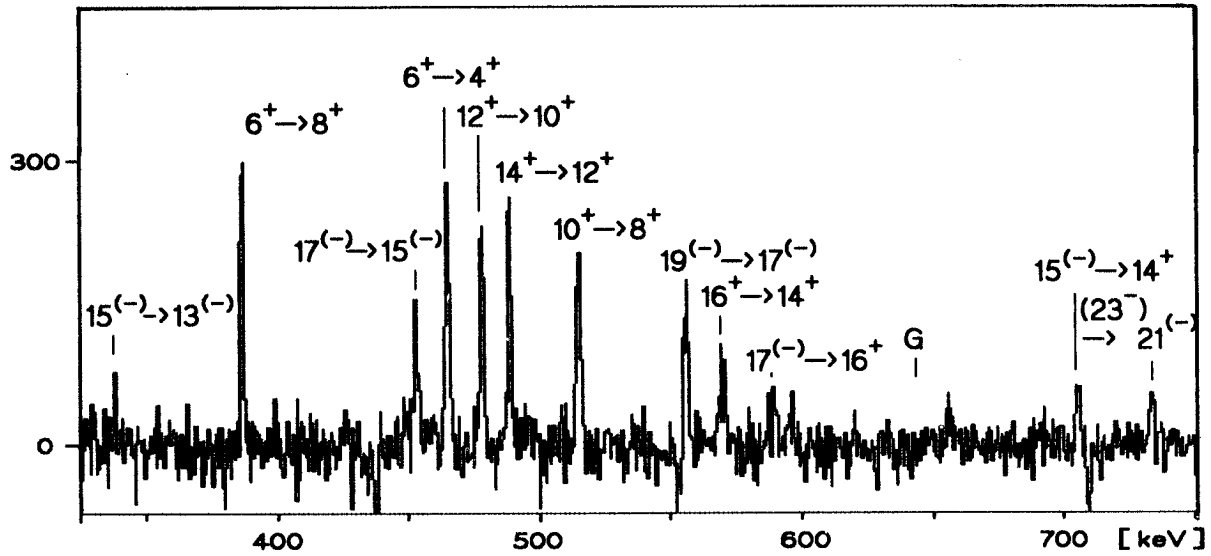
$(+,0)_0$ -Bande Fenster auf $22^+ \rightarrow 20^+$



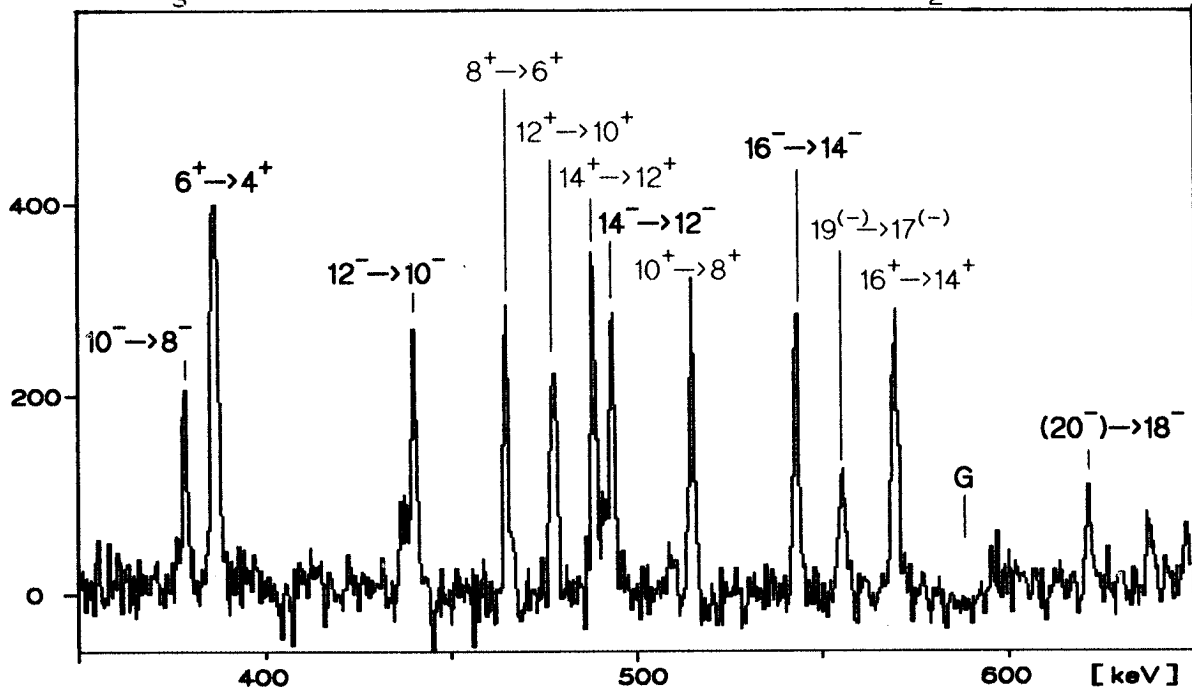
$(+,0)_1$ -Bande Fenster auf $18^+ \rightarrow 16^+$



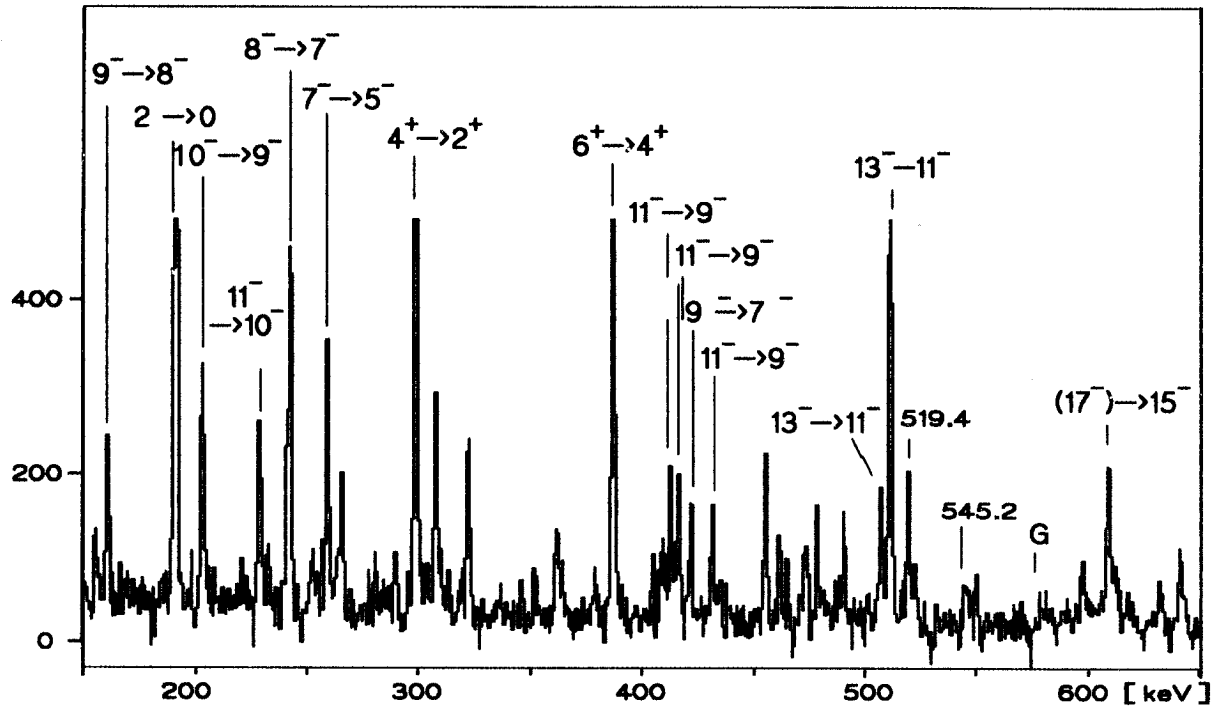
$(-,1)_2$ -Bande Fenster auf $21^- \rightarrow 19^-$



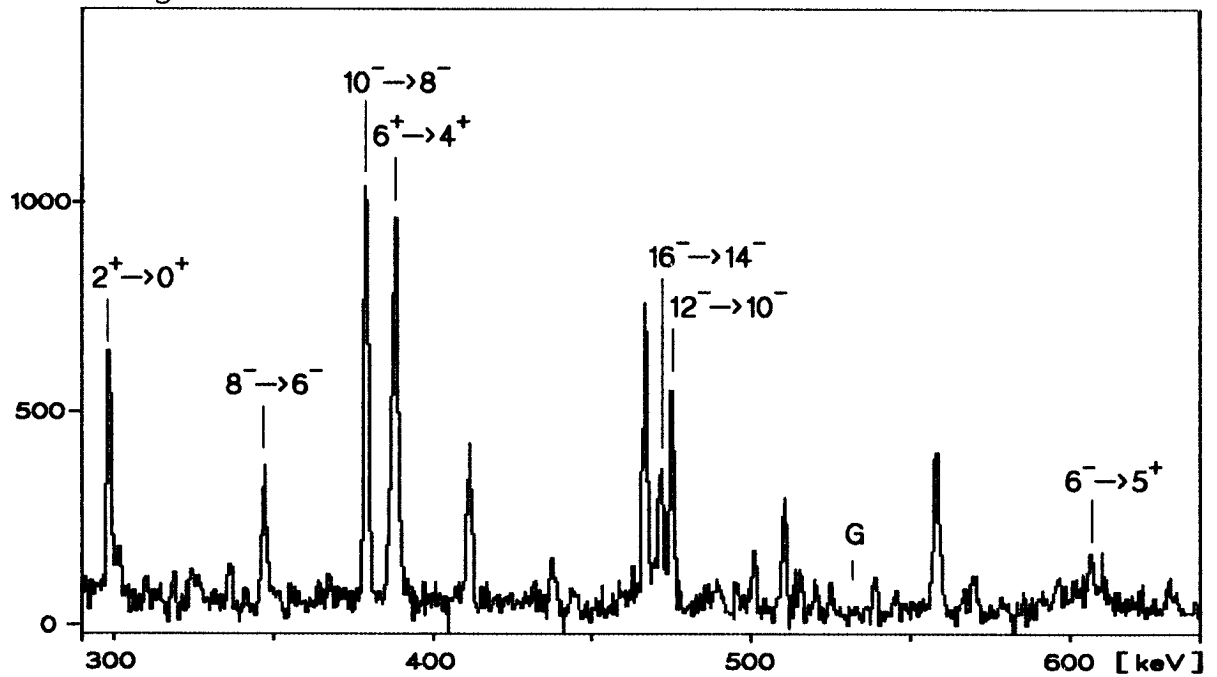
$(-,0)_3$ -Bande Fenster auf $18^- \rightarrow 16^-$ (Fenster auf $17^{(-)}(-,1)_2 \rightarrow 16^+$)



$(-,1)_3$ -Bande Fenster auf $15^- \rightarrow 13^-$



$(-,0)_5$ -Bande Fenster auf $14^- \rightarrow 12^-$



An dieser Stelle möchte ich ganz besonders Herrn Professor Dr. R.M. Lieder für sein ständiges Interesse und für seine Unterstützung in allen Teilen dieser Arbeit danken.

Für die gute Zusammenarbeit und tatkräftige Hilfe bei der Auswertung der Daten möchte ich mich bei Dr. T. Rzaca. Urban, Dr. D. Bochev, C. Senff, Dr. W. Urban und H. Wolters bedanken. Ebenfalls bedanken möchte ich mich bei Dr. J. Skalski und Dr. W. Nazarewicz, für die Hilfe bei der Interpretation der Pt-Daten. Ferner gilt mein Dank Dr. W. Gast und H. Jäger für die Unterstützung bei der Durchführung der Experimente sowie Dr. F. Lissalde für die fruchtbaren Diskussionen bei der Planung des γ -Kalorimeters. Zum Schluß sei noch allen Kollegen in der Gruppe sowie den Mitgliedern der OSIRIS-Kollaboration für die gute Zusammenarbeit gedankt.

