

2 Methodik der Teilchen- γ -Spektroskopie

2.1 Zielsetzung und allgemeine Methodik der γ -Spektroskopie

Viele Eigenschaften von Atomkernen, wie z.B. Strukturen, die sich aufgrund innerer Anregung ausbilden, lassen sich durch Kenntnis der diskreten Energieniveaus und Spins der Kerne verstehen. Diese findet man experimentell am genauesten durch den Nachweis der γ -Strahlung beim Übergang zwischen den Niveaus, da z.B. in Rotationsbanden die Anregungsenergie des Kerns durch Emission von γ -Quanten abgebaut wird. Damit verbunden ist eine Verminderung des Drehimpulses des Kerns. Unterschiedliche Deformationsstrukturen eines Kerns führen aufgrund eines anderen Trägheitsmoments zu verschiedenen Banden. Diese stehen im Zusammenhang mit verschiedenen möglichen Nukleonkonfigurationen.

Um die emittierten γ -Quanten eines z.B. durch eine Schwerionenreaktion (siehe Abschnitt 3.1.1) angeregten Kerns den verschiedenen Banden und Übergängen zuzuordnen, werden bei den derzeit üblichen Methoden der γ -Spektroskopie mehrere γ -Quanten in Koinzidenz gemessen und aufgrund der so bestimmten Kombinationen simultan auftretender γ -Emissionen die entsprechenden Übergänge bzw. Energieniveaus einer bestimmten Bande zugeordnet.

Auf diese Weise lassen sich auch schwach bevölkerte Banden mittels der γ -Spektroskopie identifizieren, indem die γ -Quanten bekannter schon zugeordneter Übergänge als Trigger benutzt werden und die dann nachgewiesenen koinzidenten Übergänge entsprechend in das Niveauschema des betreffenden Kerns eingepaßt werden.

Die Methode der Messung mehrerer γ -Quanten in Koinzidenz führt zu den zwei wichtigsten Kenngrößen für ein γ -Spektrometer: eine hohe Nachweiswahrscheinlichkeit für γ -Quanten, aber auch eine hohe Granularität, also eine große Anzahl von Einzelkristallen, um mehrere γ -Quanten pro Ereignisse simultan detektieren zu können. Um eine möglichst große Effizienz für den Nachweis möglichst vieler in einer Reaktion emittierten γ -Quanten zu erreichen, sind beide Kenngrößen zu optimieren.

Moderne γ -Spektrometer sind aus vielen HPGe-Detektoren⁶ aufgebaut, die jeweils von einer Anordnung von Szintillationsdetektoren, in der Regel aus BGO⁷, umgeben sind, um Ereignisse mit unvollständiger Energiedeposition im Ge-Kristall durch den Nachweis der durch Compton-Streuung herausgestreuten Photonen mittels einer Anti-Koinzidenz-Schaltung zu unterdrücken (Anti-Compton-Abschirmung). Diese *escape suppression shields (ESS)* vermindern den Untergrund und verbessern dadurch das *Peak-to-Total-Verhältnis (PT)* z.B. für den Nachweis von γ -Strahlung einer ^{60}Co -Quelle⁸ um ca. einen Faktor 3-4 und bei den z.Z. besten γ -Detektoren (den Cluster-Detektoren von Euroball) auf über 60%. Diese Verbesserung von PT ist entscheidend für die γ -Spektroskopie, da die Nachweiswahrscheinlichkeit für Koinzidenzen der Anzahl F im Photopeak (d.h.

⁶High Purity Germanium

⁷Wismuth-Germanat

⁸Viele typische Parameter von Ge-Detektoren sind bezogen auf die 1.33 MeV-Linie des $^{60}\text{Co} \rightarrow ^{60}\text{Ni}$ Zerfalls.

mit vollständiger Energiedeposition) nachgewiesener γ -Quanten (sog. F -Folds) gegeben ist durch $P_{Ph}^F = P_s^F \times (PT)^F$. P_{Ph} ist die totale Photopeaknachweiswahrscheinlichkeit des γ -Spektrometers aus mehreren Detektoren und P_s ist die totale Nachweiswahrscheinlichkeit unter Einschluß der Ereignisse mit unvollständiger Energiedeposition. Daher führt die Verwendung der Anti-Compton-Abschirmung zu einer Erhöhung von P_{Ph}^F , die mit steigender Zahl F nachgewiesener γ -Quanten pro Reaktionsereignis stark ansteigt.

Für eine gegebene γ -Kaskade und ein γ -Spektrometer mit dem Auflösungsvermögen (*Resolving power* R)

$$R = \left(SE_\gamma / \Delta E_\gamma^{final} \right) PT \quad (1)$$

ist das Peak-zu-Untergrund-Verhältnis im gemessenen γ -Spektrum bei einer detektierten Fold F proportional zu R^F . Dabei ist ΔE_γ^{final} die Energieauflösung und SE_γ der durchschnittliche Energieabstand von aufeinanderfolgenden γ -Übergängen in der Kaskade. Da SE_γ durch die Eigenschaften des zu untersuchenden Kerns bestimmt ist, kann eine Verbesserung des Auflösungsvermögens nur durch Erhöhung von PT oder ΔE_γ^{final} erreicht werden. Sowohl die Photopeakeffizienz P_{Ph} als auch die Energieauflösung sind für eine Maximierung der Sensitivität einer γ -Detektoranordnung zu optimieren.

Die Energieauflösung ΔE_γ^{final} wird bestimmt durch (a) die intrinsische Energieauflösung der Ge-Detektoren, die typischerweise bei 2-3 keV liegt (siehe Abbildung 30 und 52, jeweils die untere Kurve für die Quellenmessung) und (b) die Dopplerverschiebung der γ -Energie durch Emission des γ -Quants im Fluge. Diese Energieverschiebung kann korrigiert werden, sofern der Geschwindigkeitsvektor des Kerns, der das γ -Quant emittiert, bekannt ist. Bei der γ -Spektroskopie von Verdampfungsrestkernen wird in der Regel die berechnete mittlere Geschwindigkeit der Kerne verwendet, die sich direkt aus der Stoßkinematik ergibt [Mee96] (auf die verschiedenen der γ -Spektroskopie zugänglichen Reaktionstypen wird später genauer eingegangen). Ihre mittlere Emissionsrichtung entspricht der Strahlrichtung. Durch die Verteilung der Streuwinkel, die in Abbildung 5 (S. 10) gezeigt ist, und Geschwindigkeiten der Verdampfungs-Restkerne verbleibt jedoch ein mit dieser Methode nicht korrigierbarer Anteil der Dopplerverschiebung der γ -Energie in der Größenordnungen von einigen keV zurück. Zusätzlich ergibt sich aufgrund des Öffnungswinkels der einzelnen Detektoren der heutigen γ -Spektrometer-Anordnungen von ca. $\pm(4-5)^\circ$ eine Unschärfe in der γ -Emissionsrichtung, die nicht korrigiert werden kann. Dieser Anteil der Dopplerverschiebung verschlechtert die Energieauflösung bei der γ -Spektroskopie von Verdampfungsrestkernen ebenfalls um einige keV. Eine Möglichkeit, die Dopplerverschiebung der γ -Energie zu verhindern, besteht darin, ein sog. dickes Target, in der Regel ein Gold-Backing hinter dem eigentlichen Targetmaterial, zu verwenden, so daß die γ -emittierenden Restkerne vor der γ -Emission in der Goldschicht gestoppt werden.

Die Wahrscheinlichkeit $P(F)$, eine Anzahl F (Fold) von insgesamt M_γ von einem Kern in der Reaktion freigesetzten γ -Quanten (Multiplizität) mit einem Detektorsystem mit der Photopeaknachweiswahrscheinlichkeit P_{Ph} zu detektieren, ist gegeben durch

$$P(F) = \binom{M_\gamma}{F} P_{Ph}^F (1 - P_{Ph})^{M_\gamma - F} \quad (2)$$

Dies ist in Abbildung 1 für verschiedene Werte von M_γ graphisch dargestellt, wobei P_{Ph} entsprechend dem Wert von Euroball III gewählt wurde. $M_\gamma = 30$ ist dabei stellvertretend

gezeigt für schwere Streusysteme $A > 100$, in denen mit Euroball III intensiv nach stark deformierten Banden gesucht wird, während die niedrigeren Multiplizitäten $M_\gamma = 5$ und $M_\gamma = 8$ für stark deformierte Banden in mittelschweren α -Cluster-Kernen stehen, wie sie in dieser Arbeit untersucht werden. Man sieht, daß $P(F)$ für $M_\gamma = 30$ bei $F \sim 5$ maximal ist, während bei den niedrigen Multiplizitäten das Maximum der Nachweiswahrscheinlichkeit bei $F = 1$ liegt. Dies bedeutet, daß im Falle von Reaktionskanälen mit einer hohen

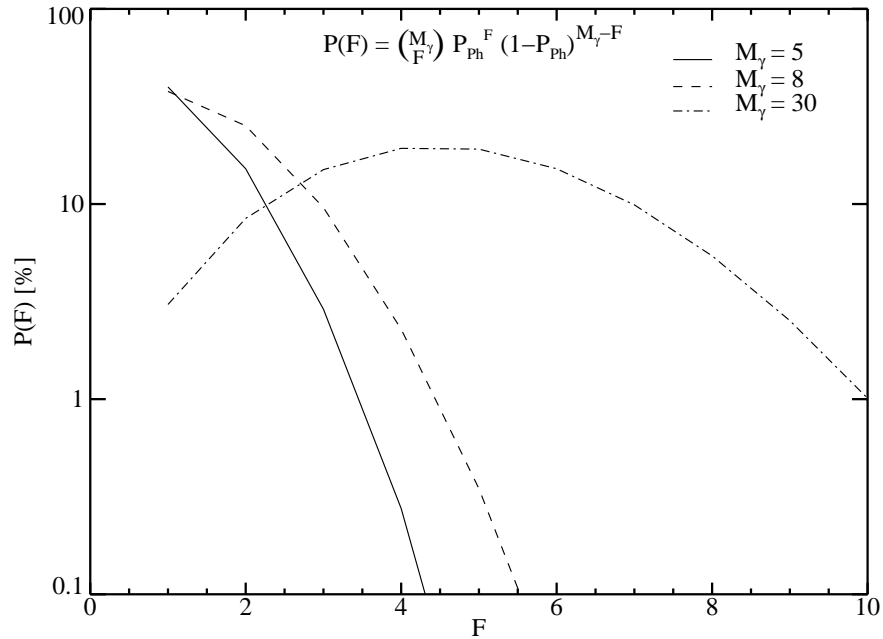


Abbildung 1: Wahrscheinlichkeit $P(F)$ des Nachweises von F γ -Quanten bei M_γ in einer Reaktion freigesetzten γ -Quanten und $P_{ph} = 0.094$ entsprechend der Photopeaknachweiswahrscheinlichkeit von Euroball III. $P(F)$ ist die Photopeaknachweiswahrscheinlichkeit des Detektorsystems als Funktion von F .

Bandenmultiplizität die Säuberung der Spektren durch Trennung der Reaktionskanäle mit Hilfe von mehreren simultan gemessenen γ -Quanten aus der Abregungskaskade mit guter Statistik möglich ist. Liegen jedoch Banden mit wenigen Übergängen vor, wie dies im Falle von stark deformierten Banden in leichten und mittelschweren Kernen der Fall ist, so führt die Messung mehrerer γ -Quanten in Koinzidenz zu einer sehr starken Verminderung der zur Verfügung stehenden Statistik. Zusätzliche Triggerdetektoren führen durch eine weitere mögliche Selektion des Reaktionskanals durch den Nachweis von in der Reaktion emittierten leichten geladenen Teilchen oder auch schwereren Reaktionsfragmenten zu einer Verbesserung der Nachweiswahrscheinlichkeit.

2.2 Entwicklung der γ -Detektor-Anordnungen

Die Effizienz und Sensitivität von γ -Detektor-Anordnungen wurde seit den ersten derartigen Aufbauten in den frühen 80er-Jahren rapide verbessert. Bis Ende der 80er-Jahre wurden γ -Detektor-Anordnungen mit bis zu 20 Detektoren und einer Photopeak-Effizienz

P_{Ph} von etwa 0.5–1.0% gebaut. Diese Aufbauten ermöglichten Untersuchungen von Eigenschaften der Kernstruktur, die mit einer Wahrscheinlichkeit von ca. 1% auftreten. Welt-

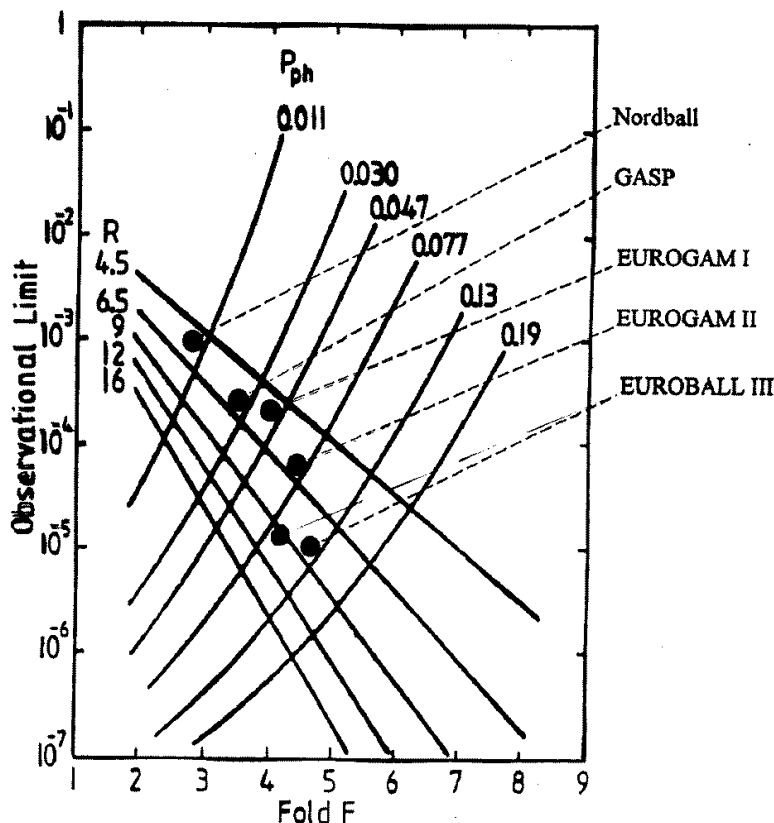


Abbildung 2: In γ -Spektrometern minimal beobachtbarer Anteil am gesamten Reaktionsquerschnitt für $M_\gamma = 30$ als Funktion der Zahl F der gemessenen γ -Quanten für verschiedene Werte des Auflösungsvermögens R (Gl. 1, S. 4). Die Entwicklung der Grenzen der Sensitivität in den letzten Jahrzehnten sind für typische γ -Detektor-Anordnungen markiert (aus [Ger92]).

weit existierten einige solche Anordnungen [SS88] (z.B. TESSA 3 (UK) [Nol85, Twi83], Chateau de Cristal (Frankreich) [Bec84], OSIRIS (Deutschland) [Lie84], Nordball (Dänemark) [Her85a, Her85b], Hera (USA) [Dia84], 8π spectrometer (USA) [Tar87]). Die nächste Generation derartiger Anordnungen waren Eurogam I und II [Bea92, Bec92, Nol90], GASP [Rep90, RA93] und Gammasphere [Lee90]. Mit diesen wurde die Grenze der beobachtbaren Wirkungsquerschnitte um ungefähr zwei Größenordnungen gesenkt, wie in den Abbildungen 2 und 3 zu sehen ist. Dabei ist in Abbildung 2 der minimal beobachtbare Anteil am gesamten Reaktionsquerschnitt in Abhängigkeit von der Anzahl der detektierten γ -Quanten aus einer Reaktion (Fold F) für verschiedene Werte des Auflösungsvermögens R (Gl. 1, S. 4) und der Photopeakeffizienz der Anordnung P_{Ph} gezeigt. Die verschiedenen γ -Detektor-Anordnungen sind entsprechend ihrer Werte für R und P_{Ph} markiert. Für Euroball III sind zwei Werte gegeben: $P_{Ph} = 13\%$ für die erste Konzeptionsstufe und $P_{Ph} = 9.4\%$ für den realisierten Aufbau. Abbildung 3 zeigt den minimal beobachtbaren Anteil am gesamten Wirkungsquerschnitt einer Reaktion in Abhängigkeit vom gemessenen Spin. Zusätzlich sind hier Werte für die Kombination eines Ge-Balls mit dem Teil-

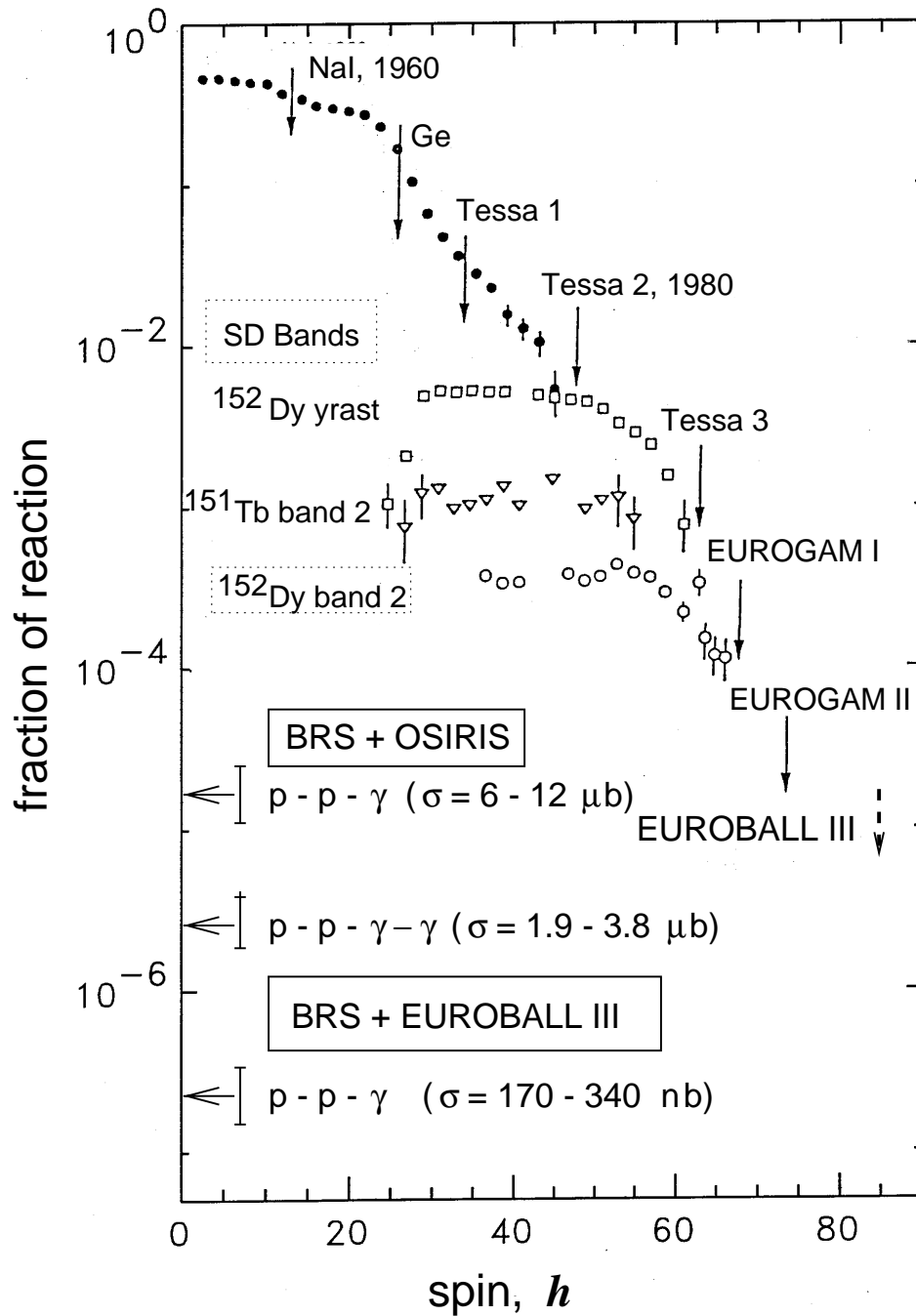


Abbildung 3: In γ -Spektrometern beobachtbarer Anteil am gesamten Reaktionsquerschnitt als Funktion des Spins. Die Entwicklung der Grenzen der Sensitivität in den letzten Jahrzehnten sind für typische γ -Detektor-Anordnungen markiert. Eingezeichnet sind gemessene Übergänge von Banden in ^{160}Er , ^{152}Dy und ^{151}Tb (aus [Geb98a]).

Name	Zahl der Detektoren bzw. Ge-Kristalle	Photopeakeffizienz $P_{Ph}@1.33 \text{ MeV}$
OSIRIS	12	0.7%
TESSA 3	16	1.0%
Nordball	20	1.1%
GASP	40	3.0%
Eurogam I	30	4.7%
Eurogam II	126	7.7%
Euroball III	239	9.4%
GammaSphere	110	10%

Tabelle 1: Parameter verschiedener γ -Detektor-Anordnungen.

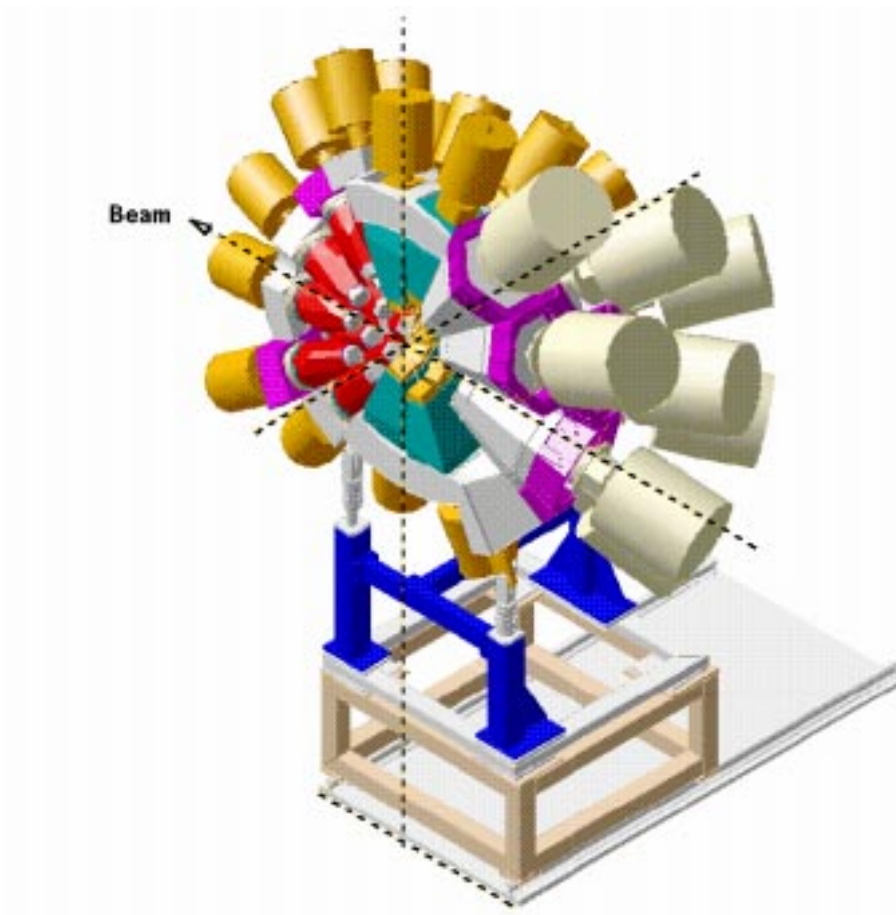


Abbildung 4: Schematische Aufbauzeichnung der Hälfte von Euroball III rechts vom Strahl; diese wird durch die linke Hälfte (nicht gezeichnet) ergänzt. Zu sehen sind die unter Vorwärtswinkeln angebrachten Phase I-Einzel-Detektoren, um 90° in 2 Ringen die Clover-Detektoren und unter Rückwärtswinkeln die neue Generation der Cluster-Detektoren. Der Zugang zur Targetkammer ist durch die Teilung des gesamten Balls und die Verfahrbarkeit der Hälften senkrecht zur Strahlachse gewährleistet.

chenspektrometer BRS dargestellt. Diese Werte ergeben sich aus den Daten eines früheren Experiments an OSIRIS und Extrapolation dieser Werte unter Berücksichtigung der höheren γ -Nachweiswahrscheinlichkeit von Euroball III sowie der Kinematik des $^{32}\text{S} + ^{24}\text{Mg}$ -Streusystems bei $E_L = 163.5$ MeV. In Tabelle 1 sind einige der in Abbildung 2 und 3 genannten Anordnungen mit der Anzahl der Einzeldetektoren und ihrer Photopeakeffizienz aufgelistet. Die Weiterentwicklung der Eurogam-Anordnungen [Sim97] erfolgte unter dem Namen Euroball III. Dieser Ball besteht aus insgesamt 239 Ge-Kristallen, die in 15 sog. Cluster-Dektoren mit jeweils 7 Ge-Kristallen in einer gemeinsamen BGO-Abschirmung, 26 Clover-Dektoren mit jeweils 4 Ge-Kristallen in einer gemeinsamen BGO-Abschirmung und 30 einzelnen Detektoren mit Anti-Compton-Abschirmung aufgeteilt sind. Letztgenannter Detektortyp stammt aus der Eurogam I-Phase. Die Clover-Dektoren wurden für die zweite Phase, Eurogam II, und die Cluster-Dektoren für die dritte Phase, Euroball III, entwickelt. Eine schematische Zeichnung des Aufbaus ist in Abbildung 4 gezeigt. Euroball III erlaubt bei typischen Fusions-Verdampfungs-Reaktionen mit einer Multiplizität der emittierten γ -Quanten von etwa 30 die Untersuchung von Kerneigenschaften mit einer Sensitivität von etwa 10^{-5} im Vergleich zum Produktionswirkungsquerschnitt. Diese Ausbaustufe sollte, nachdem mit Bällen wie Eurogam I und II, GASP und Gammsphere die Erforschung superdeformierter Banden betrieben wurde, zur Identifizierung hyperdeformierter Strukturen führen. Euroball III stand von Anfang 1997 bis November 1998 am LNL in Legnaro (Italien). Die nächste Phase (Euroball IV) ist im Frühsommer 1999 am IReS⁹ in Strasbourg, Frankreich, in Betrieb gegangen [ebw99].

2.3 Zugängliche Reaktionstypen

Fusions-Verdampfungs-Reaktionen Mit den zuvor beschriebenen γ -Detektor-Anordnungen wurden zunächst hauptsächlich Fusions-Verdampfungs-Reaktionen untersucht. Diese haben die Eigenschaft, eine begrenzte Anzahl starker Ausgangskanäle mit hohen Drehimpulsen zu bevölkern. Die Verdampfungs-Restkerne werden in einen Kegel um 0° (Strahlrichtung) mit bei schweren Kernen nur wenigen Grad Öffnungswinkel gestreut. Ein Beispiel für ein leichtes Compoundkernsystem ist in Abbildung 5 dargestellt. Dort sind die Winkelverteilungen des Restkerns für unterschiedliche Kombinationen von abgedampften leichten Teilchen im Laborsystem dargestellt. Die Verteilungen einer Reihe sind jeweils um 10° gegeneinander verschoben und durch die Massenzahl des Restkerns bezeichnet. Man sieht die Verbreiterung der Winkelverteilung bei steigender Anzahl abgedampfter α -Teilchen (nach oben aufgetragen), wohingegen die Anzahl zusätzlich abgedampfter Nukleonen bei gleichbleibender Zahl emittierter α 's (jeweils in der selben Reihe gegeben) die Winkelverteilung des Restkerns wesentlich weniger stark verändert.

Die Korrektur der Dopplerverschiebung der γ -Energie wird wie zuvor erwähnt unter Annahme der Richtung und Geschwindigkeit des das γ -Quant emittierenden Reaktionsrestkerns durchgeführt.

Aufgrund der Reduzierung der Statistik durch Messung mehrerer γ -Quanten in Koinzidenz zur Selektierung eines bestimmten Reaktionskanals werden besonders im Falle einer kleinen γ -Multiplizität der Reaktion (siehe Abbildung 1) in zunehmendem Maße Experimente

⁹Institut de Recherches Subatomiques

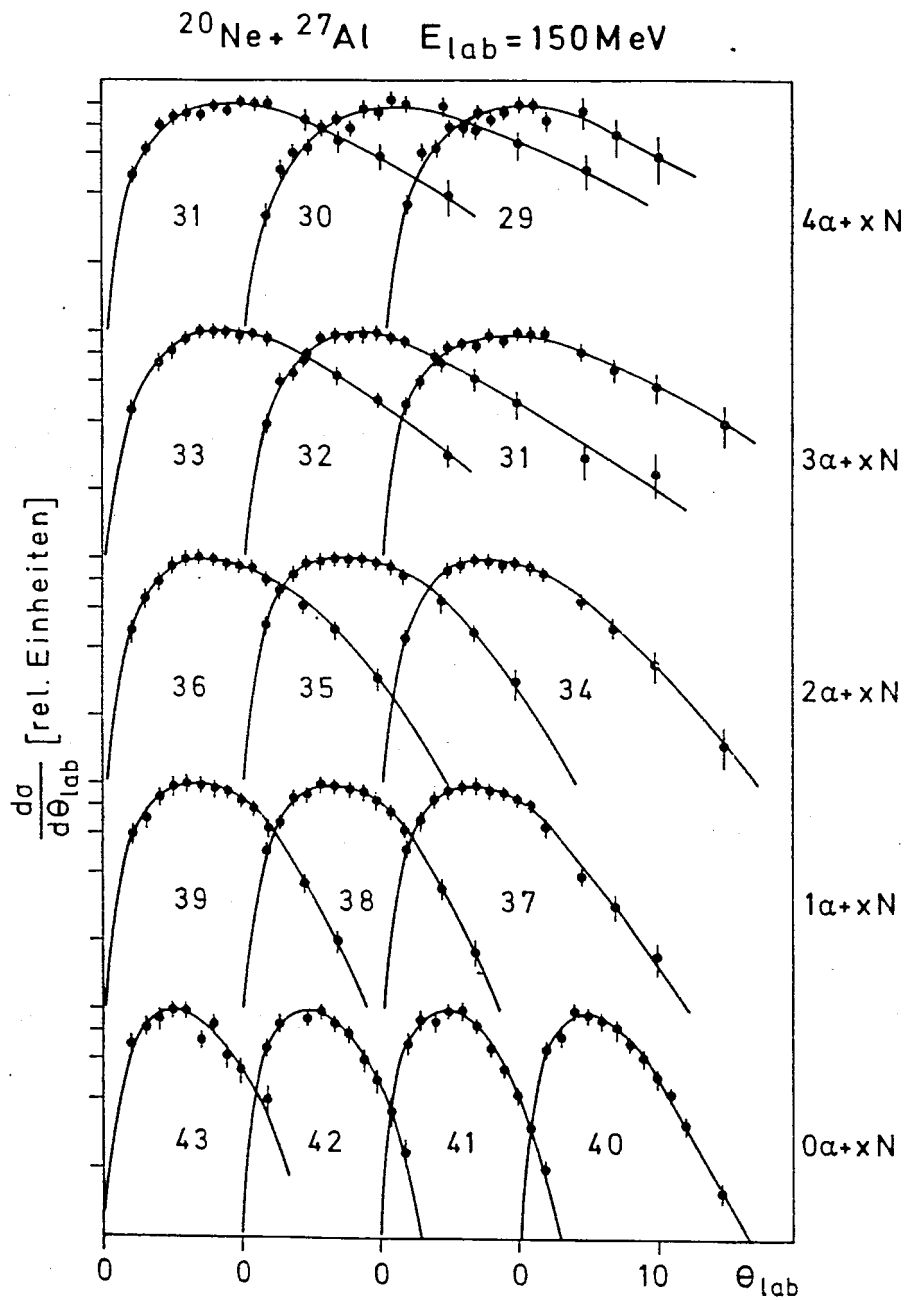


Abbildung 5: Nach Massen getrennte Winkelverteilungen von Verdampfungsrestkernen normiert auf die Maxima und um jeweils 10° verschoben. Die Masse A ist Parameter in den Kurven. Die Symbole $(y\alpha + xN)$ kennzeichnen die Verdampfung von y α -Teilchen und x weiteren Nukleonen (aus [Mor83]). Die Daten des hier gezeigten Streusystems können, wenn auch nicht quantitativ, so doch zumindest näherungsweise für die Diskussionen im Rahmen dieser Arbeit verwendet werden, da sowohl das Streusystem als auch die Schwerpunktenenergie ähnlich zu den im Rahmen dieser Arbeit diskutierten Streusystemen sind.

mit Zusatzdetektoren, die den zu untersuchenden Reaktionskanal mit hoher Effizienz vorselektieren, und einer kleineren gemessenen γ -Multiplizität durchgeführt. Hauptsächlich wurden bisher Detektoren für den Nachweis leichter geladener Teilchen (LCP), wie z.B. der italienische Si-Ball ISIS [Far97] oder das amerikanische Pendant Microball [Sar96] eingesetzt. In der zweiten Hälfte letzten Jahres (1998) kam an Euroball III auch eine Anordnung von Neutronendetektoren (NeutronWall [Ske99]) zum Einsatz. Auf diese Weise sind allerdings nur Reaktionen zugänglich, bei denen der das γ -Quant emittierende Kern in seiner Richtung nur wenig beeinflußt wird oder aber die Kinematik durch vollständige Detektion aller leichten Teilchen rekonstruiert werden kann. Das letztere Verfahren wurde bei der Auswertung der Daten in Abschnitt 6 verwendet. Darüberhinaus sind durch die Messung leichter Teilchen keine weiteren Aussagen über die Reaktion, wie z.B. über die Mittelwerte der Anregungsenergie oder über Massenverteilungen, möglich.

Binäre Reaktionen Zustände mit extremen Deformationen lassen sich z.T. (siehe Abschnitt 3.2.5) in Reaktionen mit binärer Spaltung des Compoundkerns besonders gut bevölkern und besonders selektiv messen.

Eine Möglichkeit zur Filterung solcher binären Reaktionskanäle ist die Messung beider Reaktionsfragmente in kinematischer Koinzidenz. Durch die Messung der Streuwinkel und Flugzeiten der beiden Reaktionsprodukte ist eine vollständige Rekonstruktion der Reaktionskinematik möglich. Dies ist notwendig, da im Gegensatz zu Fusions-Verdampfungsreaktionen bei binären Reaktionen die Richtung und Geschwindigkeit des γ -emittierenden Restkerns so verändert wird, daß ohne Kenntnis des Streuwinkels und der Flugzeit dieses Kerns eine Korrektur der Dopplerverschiebung der γ -Energie nicht mit hinreichender Genauigkeit möglich ist.

Meßparameter, die durch koinzidente Messung beider Reaktionsfragmente erhalten und zur Identifizierung eines Reaktionskanals dienen können, sind z.B. die Anregungsenergie als Eintrittspunkt für eine zu untersuchende γ -Kaskade und eine hinreichende Massenauflösung. Alleine durch die Trennung der Kernladungen der Reaktionsprodukte läßt sich die Selektivität um rund eine Größenordnung steigern. Durch weitere aufgrund dieser Meßmethode zugängliche Parameter, auf die in Abschnitt 4.1.1 genauer eingegangen wird, ist eine Erniedrigung der beobachtbaren Grenze des Anteils am gesamten Reaktionsquerschnitt um eine zusätzliche Größenordnung zu erzielen (siehe auch Abbildung 3).

Eine vollständige kinematische Beschreibung der Reaktion ist durch Detektion zweier schwerer Reaktionsfragmente allerdings nur in binären Kanälen möglich; bei Emission eines dritten nicht nachgewiesenen Teilchens kann dessen Kinematik jedoch auch aus den Daten der zwei gemessenen Teilchen bestimmt werden, falls dessen Impulsvektoren (Massen und Geschwindigkeiten) und kinetische Energien genau genug gemessen werden. Das gleiche gilt für den gemeinsamen Mittelwert aller nicht gemessenen Teilchen, falls vier oder mehr Teilchen emittiert werden. Zusätzlich kann die fehlende Kernladung aus den gemessenen Ladungen aufgrund der Ladungserhaltung bestimmt werden.

Um auch Reaktionskanäle, bei denen im Anschluß an die binäre Spaltung eine Emission von leichten geladenen Teilchen erfolgt, der genauen Rekonstruktion der Reaktionskinematik zugänglich zu machen, ist eine Erweiterung der zuvor vorgestellten Meßmethode,

also der Kombination von großen γ -Detektor-Anordnungen mit Teilchenspektrometern wie dem BRS, durch die ebenfalls schon vorgestellten LCP-Detektorbälle möglich. Dabei wird inmitten der Streukammer ein solcher Ball eingesetzt, bei dem in Vorwärtsrichtung einige Segmente entfernt sind, um den Durchtritt der schweren Reaktionsfragmente zu den Detektoren des Teilchen-Spektrometers zu ermöglichen. Der von diesem letztgenannten nicht ausgefüllte Raumwinkel wird von den Detektoren des γ -Spektrometers abgedeckt. Da diese allerdings im allgemeinen den ganzen Raumwinkel ausfüllen¹⁰, ist es erforderlich, auch die γ -Detektoren unter Vorwärtswinkeln zu entfernen. Ein solcher Aufbau wurde bei der $^{32}\text{S} + ^{24}\text{Mg}$ -Messung an Euroball III verwendet. Die totale Photopeakeffizienz wurde durch die Entfernung der 30 Einzeldetektoren in der Vorwärtshemisphäre von Euroball von $P_{Ph} = 9.4\%$ auf $P_{Ph} = 8.1\%$ vermindert. Die genaue Beschreibung des Aufbaus folgt in dem entsprechenden Abschnitt (5) dieser Arbeit.

Auch andere Teilchenzähler wurden und werden mit γ -Detektor-Anordnungen kombiniert. Beispiele sind das Oak Ridge Spin-Spektrometer [Sar80], eine Anordnung aus 72 NaI(Tl)- und 12 Ge-Detektoren, die zum Nachweis der Reaktionsprodukte mit PPAC¹¹-Zählern kombiniert wurden. Die GSI-PPAC-Pyramide [Ger98], die bei Messungen an GASP und dem Heidelberg-Darmstädter Crystal-Ball zur Teilchendetektion eingesetzt wurde (z.B. [Pet98]), oder das Liverpool-Daresbury-PPAC-Array [But98], das an Euroball III eingesetzt wurde. PPAC-Detektoren liefern den Streuwinkel, aus dem unter der Annahme der Art des Streuprozesses die Dopplerverschiebung der γ -Energie korrigiert werden kann. Da die Distanz zwischen Target und Zähler in diesen Aufbauten klein ist, ist die Messung der Flugzeit des detektierten Restkerns nur mit einem großen Fehler möglich, so daß eine vollständige Rekonstruktion der Reaktionskinematik, im Gegensatz zum BRS-Detektorsystem, nicht möglich ist. Außerdem kann die Kernladung nicht gemessen werden.

¹⁰Im weiteren Verlauf wird auch der Begriff des *effektiven Raumwinkels* in der Diskussion verwendet. Das heißt, daß dann die Totzonen zwischen den Detektoren berücksichtigt werden.

¹¹Parallel-Plate-Avalanche-Counter