

5 Untersuchung binärer Reaktionsmechanismen II: $^{32}\text{S} \rightarrow ^{24}\text{Mg}$

Das primäre Ziel dieses Experiments war die Suche nach γ -Übergängen in hyperdeformierten (HD) Zuständen in 4N-Kernen mit $A=36-44$. Zur Untersuchung dieser besonderen Kernstruktur wurde ein Experiment an dem von einer großen europäischen Kollaboration betriebenen Ge-Detektor-Array Euroball [Sim97] mit dem BRS [Geb98a] und dem Siliziumball EuroSiB [Pau96] als Triggerdetektoren beantragt [Geb98b] und im Oktober 98 durchgeführt.

5.1 Wahl des Streusystems

Der in [Geb98b] vorgeschlagene Reaktionsmechanismus ist in Abbildung 46 dargestellt. Die γ -Abregung der HD-Banden von ^{36}Ar , ^{40}Ca und ^{44}Ti sollte untersucht werden, indem

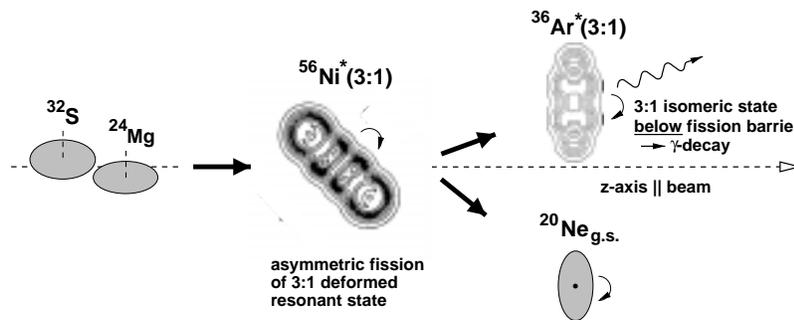
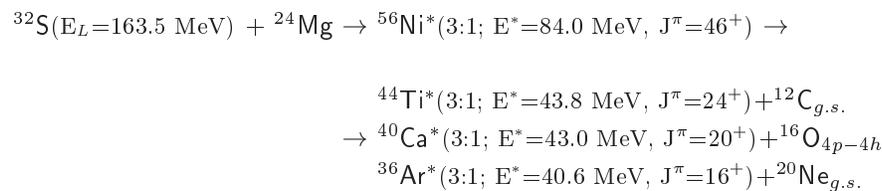


Abbildung 46: Schematische Darstellung des benutzten Reaktionsmechanismus.

diese Zustände jeweils in den schweren Fragmenten bei der asymmetrischen Spaltung des Zwischen- oder Compoundkerns ^{56}Ni bevölkert werden. Dieser Compoundkern sollte in einer hyperdeformierten Resonanz mit $E^* = 84 \text{ MeV}$ und $J^\pi = 46^+$ gebildet werden, die bevorzugt in hyperdeformierte schwere Fragmente zerfallen sollte. Benutzt wurde dafür das System $^{32}\text{S} + ^{24}\text{Mg}$ mit einer Einschussenergie $E_L = 163.5 \text{ MeV}$ ($\hat{=} E_{c.m.} = 70 \text{ MeV}$). Folgende Gesichtspunkte waren für die Auswahl der Reaktion maßgebend:

- Entsprechend den Harvey-Regeln (siehe Abschnitt 3.2.4, S. 27) kann der gewünschte hyperdeformierte Zustand in ^{56}Ni am besten erreicht werden, wenn die beiden Kerne im Eingangssystem (also Target- und Projektilkern) bereits im Grundzustand bestimmte Deformationen aufweisen. ^{24}Mg ist im Grundzustand prolat deformiert, während $^{32}\text{S}_{g.s.}$ fast sphärisch ist. Zwar weist auch ^{28}Si im Grundzustand eine prolat deformierte Komponente auf, so daß sich der hyperdeformierte Zustand in ^{56}Ni in der Streuung von $^{28}\text{Si} + ^{28}\text{Si}$ bevölkern läßt, allerdings würde die Selektivität der Reaktion durch den oblaten Anteil verringert werden. Für den $^{32}\text{S} + ^{24}\text{Mg}$ Eintrittskanal bei $E_{c.m.}=60.8$ MeV und darunter wurde bereits eine starke Bevölkering der Ausgangskanäle $^{12}\text{C} + ^{44}\text{Ti}$, $^{16}\text{O} + ^{40}\text{Ca}$ und $^{20}\text{Ne} + ^{36}\text{Ar}$ durch asymmetrische Spaltung gemessen [San87, San89, San94].
- Wie man aus den bereits erwähnten NS- und ACM-Rechnungen (Abschnitt 3.2.3, S. 25, und 3.2.2, S. 23) schließen kann, sollen aufgrund der Ähnlichkeit der Strukturen der hyperdeformierten Zustände in ^{56}Ni , ^{44}Ti , ^{40}Ca und ^{36}Ar diese prolata hyperdeformierten Zustände im Ausgangskanal aus dem Resonanzzustand von $^{56}\text{Ni}^*(\text{HD})$ bevölkert werden, d.h. die Konfigurationen der schweren Fragmente sind bereits in dem spaltenden Resonanzzustand des Compoundkerns vorgeformt. Die $J^\pi=46^+$ -Resonanz von $^{56}\text{Ni}^*(\text{HD})$ wird benutzt, da ihr Zerfall optimale Spin- und Anregungsenergie-Werte für die schweren Spaltfragmente liefert. In Übereinstimmung mit den Harvey-Regeln können die folgenden Kanäle simultan bevölkert werden (in $^{16}\text{O}^*$ wird der unterste 4-Teilchen-4-Loch-Zustand, d.h. der $J^\pi=0^+$ -Zustand bei $E^* = 6.05$ MeV, verwendet; siehe auch Abbildung 15, S. 28):

- (a) $^{12}\text{C}_{g.s.} + ^{44}\text{Ti}^*(E^*=43.8 \text{ MeV}, J^\pi=24^+)$,
- (b) $^{16}\text{O}^*_{4p-4h} + ^{40}\text{Ca}^*(E^*=43.0 \text{ MeV}, J^\pi=20^+)$ und
- (c) $^{20}\text{Ne}_{g.s.} + ^{36}\text{Ar}^*(E^*=40.6 \text{ MeV}, J^\pi=16^+)$.

Die Spinwerte für die Population der hyperdeformierten Fragmente wurden aus dem Sticking Limit (Gl. 4, S.16) erhalten. Die Trägheitsmomente wurden erhalten, indem alle bekannten bzw. vermuteten HD-Resonanzen in ^{56}Ni und den schweren Spaltfragmenten in einer Systematik als Rotationsbanden geordnet wurden [Geb96]. Die Eintrittspunkte in die Banden liegen im vorgeschlagenen Experiment hoch genug, um die γ -Übergänge in den HD-Banden identifizieren zu können. Für $^{44}\text{Ti}^*(\text{HD})$ z.B. wird erwartet, daß die HD-Bande noch für 4-5 γ -Übergänge bis zu dem Schnittpunkt mit der N=16-Bande bei $J=14-16\hbar$ yrast bleibt, wie in Abbildung 47 gezeigt ist. Dort wird auch für diese Bande ebenso wie für die N=13-15-Banden ein starker Backbend²², wie auch bei der Grundzustandsbande zu sehen ist, erwartet. Bei der Abregung der HD-Bande in der Konfiguration $(2)^{-12}(3)^{12}(4)^4$ im harmonischen

²²In einer Rotationsbande werden die Abstände der Energieniveaus mit zunehmendem Spin größer, d.h. die im γ -Spektrum sichtbaren Übergangsenergien zwischen zwei aufeinanderfolgenden Niveaus liegen bei zunehmenden Energien. Unter einem **Backbend** versteht man nun, daß die Niveauabstände zunächst aufgrund eines sprunghaften Anstiegs des Trägheitsmoments wieder kleiner werden. Der Grund dafür ist nicht eindeutig beschreibbar. Es kann sich um eine relativ plötzliche Konfigurationsänderung der Nukleonen im Kern, d.h. eine sprunghafte Änderung der Deformation handeln, wodurch sich das Gesamt-Trägheitsmoment ändert. Das würde einer Kreuzung zweier Rotationsbanden entsprechen. Eine andere Möglichkeit ist das nicht gleichzeitige Aufbrechen der Paare bei wachsendem Drehimpuls. Das führt zu einer Entkopplung von der kollektiven Rotation einzelner Teilchen und einem eigenständigen Beitrag zum Drehimpuls.

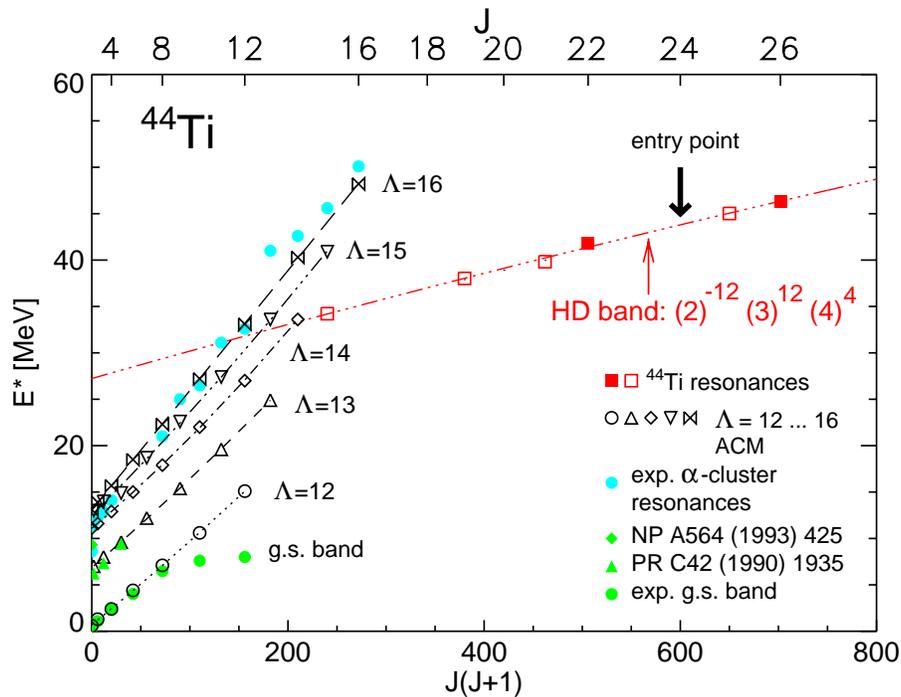


Abbildung 47: Aufgrund der eingezeichneten Resonanzen angenommene hyperdeformierte Banden (rot), experimentell gefundene gebundene Zustände (grün) und $\alpha+^{40}\text{Ca}$ Resonanzen (blau) in ^{44}Ti im Vergleich mit den berechneten Banden von α -Cluster-Zuständen mit den Quantenzahlen $N=12-16$ aus Ref. [Mer89].

Oszillator sollte als erstes bevorzugt ein Zerfall in die $N=16$ -Bande mit der Konfiguration $(4)^4$ erfolgen, anstatt in die Grundzustandsbande mit der Konfiguration $(3)^4$ oder die $N=13-15$ - α -Cluster-Konfigurationen mit Nukleonen in den $N=3$ und $N=4$ -Schalen. Daher wird nach den γ -Übergängen in der HD-Bande ein nachfolgender α -Zerfall aus der $N=16$ -Bande erwartet. Dieser Zerfallsmechanismus kann durch die zusätzliche Messung von α -Teilchen im Si-Ball EuroSiB in Kombination mit den γ -Übergängen des Mutter- und Tochterkerns und den schweren Reaktionsfragmenten identifiziert werden.

- Aufgrund der Viola-Systematik, die den wahrscheinlichsten Verlust an kinetischer Energie in einer Schwerionen-induzierten Spaltreaktion beschreibt, ergibt sich, daß die Verwendung der $J^\pi = 46^+$ -Resonanz in ^{56}Ni die gewünschten HD-Zustände in den Folgekernen ^{44}Ti , ^{40}Ca und ^{36}Ar am besten bevölkert. Dies ist in Abbildung 48 dargestellt.
- Durch die inverse Kinematik des $^{32}\text{S}+^{24}\text{Mg}$ -Eintrittskanals kann ein optimaler Nachweis beider Spaltfragmente in den beiden BRS-Detektorteleskopen erreicht werden. Bei einer inversen Reaktion sind die Streuwinkel der Ejektile "ähnlicher" als bei einer Reaktion, bei der der leichtere Kern als Projektil benutzt wird. Dadurch ist das Ausgangssystem symmetrischer in den Streuwinkeln und es können so beide Reaktionsfragmente in den Teilchendetektoren nachgewiesen werden. Darüberhinaus können durch die Selektivität der speziellen Ausgangskanäle bei Verwendung des

Selection of incident energy

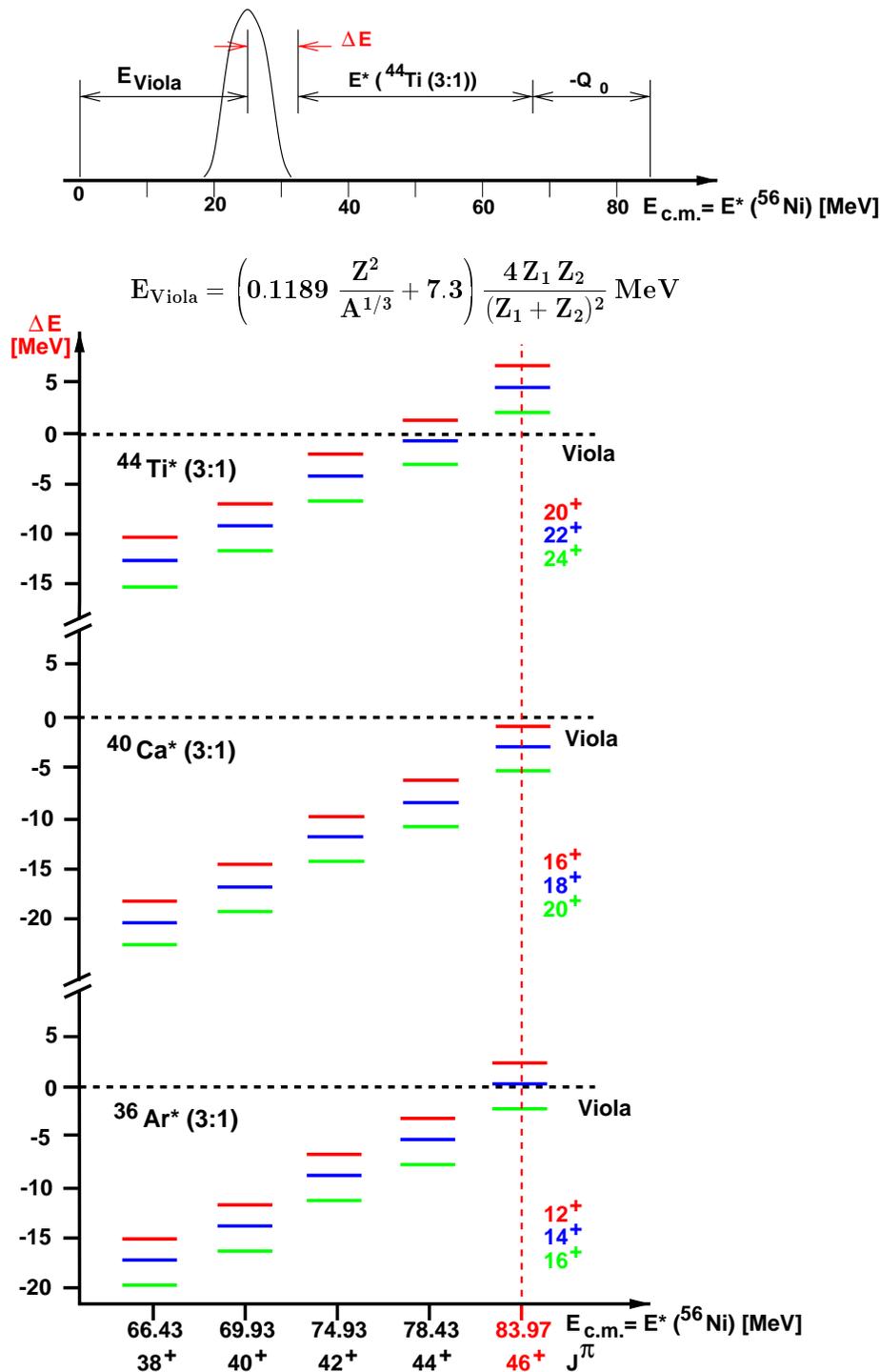


Abbildung 48: Systematik für das $^{32}\text{S}+^{24}\text{Mg}$ -Streusystem zur Auswahl der optimalen Einschussenergie – bzw. der am besten geeigneten Resonanz im Zwischenkern ^{56}Ni – zur Bevölkering hyperdeformierter Zustände kurz unterhalb der jeweiligen Spaltbarrieren in ^{44}Ti , ^{40}Ca und ^{36}Ar . Im oberen Teil der Abbildung ist die Differenz ΔE der nach Population der hyperdeformierten Zustände im Streusystem verbleibenden Restenergie (d.h. der Anregungsenergie oberhalb der Yrast-Kurve) und der nach der Viola-Systematik für asymmetrische Spaltung erhaltenen Energie E_{Viola} skizziert. Für eine starke Besetzung der hyperdeformierten Zustände sollte ΔE nur wenige MeV von Null abweichen. Im unteren Teil der Abbildung ist gezeigt, daß dies am besten der Fall ist, sofern im Zwischenkern die 46^+ -Resonanz bei $E^*=84$ MeV besetzt wird. Dann lassen sich im Ausgangskanal die höchsten Spins unterhalb der Spaltbarrieren (24^+ bei ^{44}Ti , 20^+ bei ^{40}Ca und 16^+ bei ^{36}Ar) am besten bevölkern.

BRS sehr scharfe Bedingungen zur Trennung der Kanäle verwendet werden, um den γ -Untergrund zu unterdrücken.

Die Energie der bei dieser Reaktion zu bevölkernden $J^\pi = 46^+$ -Resonanz in ^{56}Ni ist abgeleitet aus der gemessenen Resonanzstruktur von ^{56}Ni in der $^{28}\text{Si}+^{28}\text{Si}$ -Streuung [Bet79]. Daraus errechnet sich unter Berücksichtigung der Q_0 -Werte für $^{28}\text{Si} + ^{28}\text{Si}$ und $^{32}\text{S} + ^{24}\text{Mg}$ ($Q_0(^{28}\text{Si}+^{28}\text{Si})=10.9$ MeV, $Q_0(^{32}\text{S}+^{24}\text{Mg})=14.0$ MeV) die Einschußenergie für die $^{32}\text{S}+^{24}\text{Mg}$ -Reaktion zu $E_L = 163.5$ MeV.

5.2 Experimenteller Aufbau

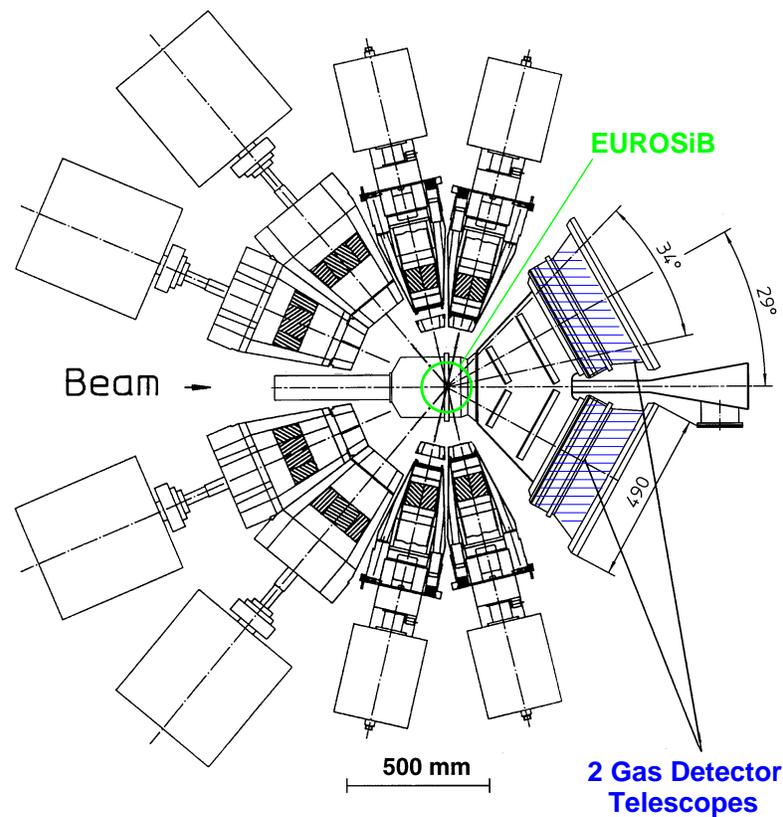


Abbildung 49: Experimenteller Aufbau für das $^{32}\text{S}+^{24}\text{Mg}$ -Experiment. Die Abbildung zeigt einen vertikalen Schnitt entlang der Strahlachse durch den Aufbau. Die zwei verwendeten Ge-Detektor-Typen (siehe Text) sind ebenso zu sehen wie die beiden Teilchen-Detektorteleskope des BRS.

Das Experiment konnte aufgrund von Verzögerungen beim Aufbau von Euroball und von Beschleunigerproblemen erst mit mehr als einjähriger Verspätung Ende Oktober 1998 am Laboratori Nazionali di Legnaro (LNL) bei Padua (Italien) durchgeführt werden. Der experimentelle Aufbau (Abbildung 49) bestand dem γ -Spektrometer Euroball, dem BRS, das schon in Abschnitt 4.1.1 (S. 32) beschrieben wurde, und dem Siliziumball EuroSiB. EuroSiB unterscheidet sich von dem in Abschnitt 6.1.2 (S. 90) beschriebenen Siliziumball

ISIS dadurch, daß zur Teilchentrennung nicht zusätzliche dünne ΔE -Zähler vor den E-Zählern benutzt werden, sondern daß die Z -Trennung durch Pulsformanalyse des Signals der E-Zähler erreicht wird [Pau96].

5.2.1 Das γ -Spektrometer Euroball

Das γ -Spektrometer Euroball [Sim97] (siehe auch Abbildung 4, S. 8) besteht aus insgesamt 239 Ge-Kristallen, die als unabhängige γ -Detektoren, jedoch teilweise in Gruppen von sieben bzw. vier Kristallen bzw. als einzelne Kristalle in einer (gemeinsamen) Anti-Compton-Abschirmung und Kryostate betrieben werden, so daß insgesamt 71 Abschirmungen und Detektoreinheiten vorliegen. Diese gliedern sich in drei Gruppen: 15 Cluster-Detektoren mit jeweils sieben einzeln gekapselten Ge-Kristallen unter Rückwärtswinkeln, 26 Clover-Detektoren mit jeweils vier Kristallen in zwei Ringen um die Targetebene und 30 Einzeldetektoren unter Vorwärtswinkeln. Letztgenannte wurden entfernt, um das BRS unter Vorwärtswinkeln zu installieren. Die totale Nachweiseffizienz im Photopeak von Euroball wurde dadurch von 9.4% um 1.3% vermindert. In Abbildung 49 sind im linken Teil die Cluster-Detektoren, mittig die Clover-Detektoren und im rechten Teil die beiden BRS-Detektoren angedeutet. Die 4π -Detektoranordnung Euroball ist entlang der vertikalen Ebene durch die Strahlachse geteilt (vgl. Abbildung 4, S. 8). Die zugehörigen Halterahmen stehen auf zwei Schlitten, die senkrecht zur Strahlrichtung auf Schienen verfahren werden können, so daß der innere freie Bereich zwischen den Detektoren, der die Streukammer aufnimmt, zugänglich wird.

5.2.2 Der BRS-Aufbau

Die BRS-Detektoren waren beim Euroball-Aufbau 40 cm vom Targetmittelpunkt entfernt in der vertikalen Mittelebene (im Gegensatz zu der horizontalen Anordnung beim $^{36}\text{Ar}+^{24}\text{Mg}$ -Experiment an OSIRIS) angeordnet. Die aufgespannten Winkel der Detektoren betragen $\theta = 12^\circ - 46^\circ$ und $\Delta\phi = 17.4^\circ$. Der überdeckte Raumwinkel betrug daher $\Delta\Omega = 2 \times 187 \text{ msr} = \frac{1}{4.76} \cdot 2\pi \int_{12^\circ}^{46^\circ} \sin\theta d\theta$. Der Faktor $1/4.76$ beschreibt die Abdeckung des Streuwinkelbereichs zwischen 12° und 46° durch die Detektoren. Berücksichtigt man noch die Vorwärtsfokussierung durch die verwendete inverse Reaktion, erhöht sich dieser Faktor effektiv auf ca. $1/3$, d.h. bei der vorgesehenen Messung der hyperdeformierten Kerne in kinematischer Koinzidenz (vgl. die Ausgangskanäle (a)-(c) auf S. 64) wird ca. $1/3$ der im Streuwinkelbereich $12^\circ - 46^\circ$ emittierten Intensität im BRS erfaßt.

Wie in Abbildung 50 zu erkennen ist, sind die BRS-Detektoren mit ihrer Vakuumkammer in den Konus um die Strahlachse mit 12° Öffnungswinkel eingepaßt, der sich durch die Herausnahme der vorderen Detektoren von Euroball innerhalb der Haltestruktur der Cloverdetektoren öffnet. Um die BRS-Detektoren positionieren zu können, wurde die in Abbildung 50 dargestellte Halte- und Justieranordnung gebaut. Sie erlaubt die Justage in drei Translations- und zwei Rotationsfreiheitsgraden, so daß die BRS-Detektoren und die daran montierte Vakuumkammer relativ zu Euroball und zur Strahlachse genau ausgerichtet werden können.

BRS + EUROSIB mechanical setup

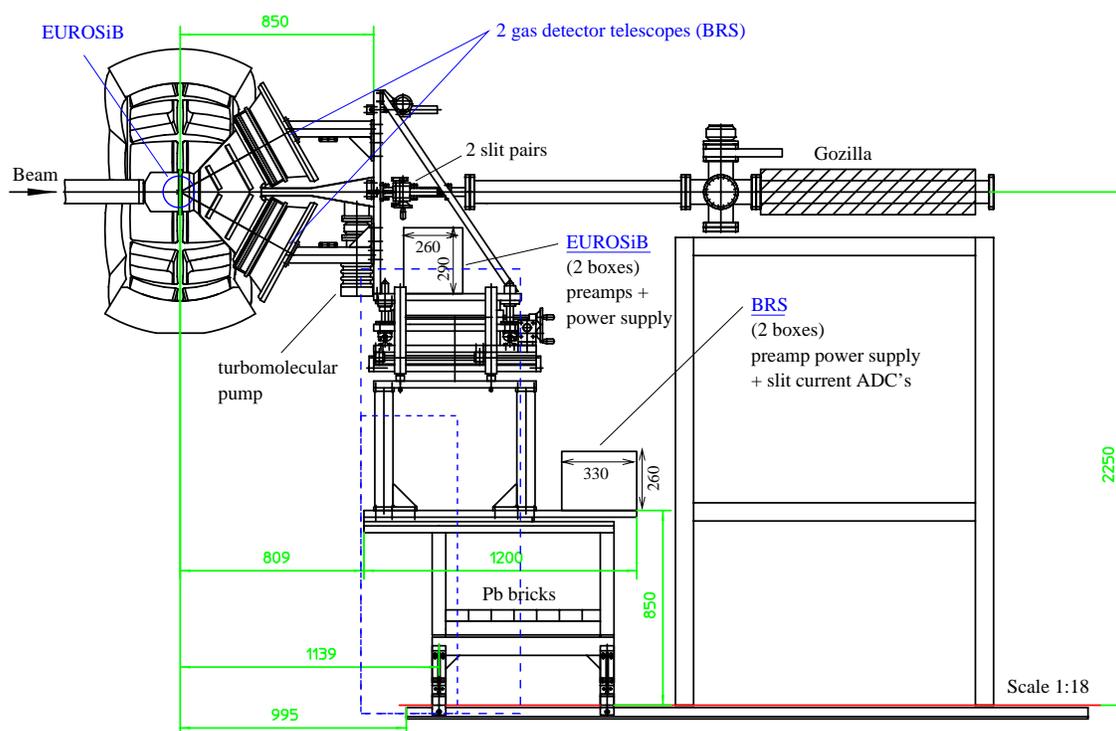


Abbildung 50: Seitliche Ansicht des verwendeten Aufbaus. Zu sehen ist neben den Detektoren von Euroball und den BRS-Detektoren die Haltestruktur des BRS. Der Silizium-Detektorball EuroSiB ist in der Targetkammer skizziert.

Der innere Teil der Vakuumkammer besteht aus zwei Hälften, die in der Targetebene (die auch der Mittelebene von Euroball entspricht) senkrecht zur Strahlachse durch einen Flansch unterteilt sind. Auf der Strahleintrittsseite ist der hintere Teil der Vakuumkammer mit dem Strahlrohr, in dem sich auch eine Achse mit Schrittmotorantrieb für das Targetrad befindet, verschraubt. In diesem Teil der Vakuumkammer ist der Siliziumball EuroSiB montiert, der jedoch in den vorderen Teil hineinragt, da er das Target weitgehend umschließt: unter Vorwärtswinkeln sind 9 der 40 Zähler des Si-Balles entfernt, um den Durchtritt der Ejektile zu den BRS-Detektoren zu ermöglichen. Nach Montage des Si-Balles und des Targetrades wird der vordere Teil der Vakuumkammer, die sich zu den BRS-Detektoren hin konisch erweitert, zusammen mit den Detektoren so ausgerichtet, daß die beiden Flanschkhälften der inneren Vakuumkammer vor dem Verschrauben genau deckungsgleich stehen.

Die innere Vakuumkammer besteht aus Aluminiumdrehteilen mit nur 2.5 mm Wandstärke, um die Absorption der zu messenden γ -Strahlung zu minimieren. Auf der Strahlaustrittsseite ist die innere Kammer an den sich zu den Detektoren hin erweiternden Teil angeschweißt, der aus dünnen Al-Bleichen zusammengeschweißt ist und vor den Detektoren in dickwandigen Al-Flanschen endet. Letztere nehmen auch die Eichblenden mit Klappmechanik (s. Abschnitt 4.2.1, S. 38) auf. Diese Flansche sind nur mit Heftpunkten ange-

schweißt und vakuumdicht verklebt, da beim Anschweißen der großen Al-Flansche wegen der hohen Wärmeleitung von Aluminium zuviel Leistung benötigt und daher zuviel Verzug auftreten würde.

Die komplette Vakuumkammer (inkl. der Halterung für EuroSiB) und der Halte- und Justieraufbau wurden im Rahmen dieser Arbeit vorbereitet und in der Zentralwerkstatt des Hahn-Meitner-Instituts gebaut. Die BRS-Detektoren waren früher in der Arbeitsgruppe und EuroSiB war im Forschungszentrum Rossendorf gebaut worden.

Nach der Montage und Justage des Aufbaus am Euroball-Strahlplatz und dem Schließen des Vakuumsystems auch zum Faradaykäfig hin, der zum Auffangen des Strahls hinter dem Experiment diente, wurde mit dem Abpumpen begonnen. Da die großflächigen BRS-Gasdetektoren jeweils zwei nur 1.5 bzw. 2 mm dicke Mylar-Druckfolien (zum Streukammervakuum hin bzw. zwischen MWC und BIC) und zwei nur 0.7 mm dicke Polypropylen-Kathodenfolien in den MWCs enthalten, müssen beim Abpumpen in den Detektoren Druckdifferenzen über 10 mbar vermieden werden. Das Abpumpen dauert daher regulär ca. vier Stunden. Beim Abpumpen an Euroball traten jedoch plötzlich an der Vakuumkammer Lecks und damit Druckschwankungen auf, wodurch ein BRS-Detektor aufgrund eines durch die Druckschwankungen entstandenen Folienrisses funktionsuntüchtig wurde. Ein solcher Effekt war bei den vielen Experimenten im HMI bzw. bei mehreren Experimenten an Beschleunigern im Ausland mit diesen Detektoren bisher niemals aufgetreten. Die Möglichkeit einer Reparatur bestand im LNL nicht, da dazu neben Ersatzteilen ein Reinraum erforderlich gewesen wäre.

Danach wurde der fokussierte ^{32}S -Strahl von 163.5 MeV in die Streukammer gelassen und am Ausgang des BRS-Aufbaus mithilfe eines dort montierten Leuchtquarzes mit Fadenkreuz über eine Fernsehkamera und einen Monitor im Beschleunigerkontrollraum nachoptimiert. Der heiße Kern des Strahls ließ sich dabei auf ca. 1.5 mm Durchmesser fokussieren. Zusätzlich wurde zum ersten Mal am Euroball-Meßplatz der Strahl mithilfe der Streuung an einem Ni-Target (mit geringer kinematischer Verbreiterung) und mithilfe des Zeitsignals der MWC des verbliebenen BRS-Detektors zeitlich fokussiert. Die dabei erreichte Zeitschärfe betrug 1.5 ns FWHM. Allerdings verschlechterte sich der Zeitfokus im Laufe des Experiments auf ca. 2.2 ns. Diese Werte entsprechen den am LNL erwarteten Werten.

Bei der Inbetriebnahme von EuroSiB zeigte sich ein für eine Messung zu hoher Untergrund von Störfrequenzen im MHz-Bereich, die auch durch Verbesserung der Erdung nicht unterdrückt und durch die EuroSiB-Elektronik nicht ausreichend gefiltert werden konnten. Diese waren bei einem Testexperiment mit EuroSiB am Beschleuniger des MPI für Kernphysik in Heidelberg nicht aufgetreten. Aufgrund der geringen verbleibenden Meßzeit mußte daher beschlossen werden, auf EuroSiB zu verzichten.

Der verbliebene Meßaufbau mit nur einem BRS-Detektorteleskop ist hinsichtlich der Filterung von Reaktionskanälen von etwa gleicher Qualität wie die anderen Euroball-Experimente, die nur einfachere Triggerdetektoren verwendeten. Es wurden jedoch im Gegensatz zu diesen binäre Reaktionskanäle selektiert, so daß neue Daten gewonnen werden konnten. Allerdings konnte die vorgesehene äußerst anspruchsvolle Suche nach γ -Übergängen in hyperdeformierten Zuständen im laufenden Experiment nicht mehr durchgeführt werden, da die Nachweisempfindlichkeit des Aufbaus um ca. eine Größenordnung

schlechter war als mit zwei BRS-Detektoren in kinematischer Koinzidenz. In dieser Hinsicht ist das hier beschriebene Experiment an Euroball III (Padua) nur ein Testexperiment für eine Wiederholung des Experiments an Euroball IV (Strasbourg), für die z.Z. eine neue Vakuumkammer gebaut wird.

Im Verlauf des Experiments wurden nach Problemen mit dem Datenaufnahmesystem (s.u.) dann in 35.5 Stunden Strahlzeit $1.5 \cdot 10^8$ Ereignisse als Teilchen- γ -Koinzidenzen gemessen. Da durch das Fehlen der Signale des zweiten BRS-Teleskops keine kinematischen Koinzidenzen gemessen werden konnten, stieg der Untergrund an Fusions-Verdampfungs-Ereignissen an, die bei der Forderung nach zwei registrierten Teilchen im BRS unterdrückt worden wären. Die Restkerne bei Fusions-Verdampfungs-Reaktionen werden allerdings vorwiegend unter kleinen Winkeln gestreut (siehe Abbildung 5, S. 10). Aufgrund des Winkels der BRS-Detektoren ($\theta = 12^\circ - 46^\circ$) wird nur ein kleiner Teil davon detektiert und trägt so zum Untergrund der zu messenden binären Reaktionen bei.

5.3 Datenaufnahme, Datenauswertung und Eichungen

5.3.1 Datenaufnahme

Bei der Datenaufnahme mit Zusatz- oder Triggerdetektoren mußte das VXI- (VME EXTENSION FOR INSTRUMENTATION) Datenaufnahmesystem für die Euroball- γ -Detektoren gekoppelt mit einem CAMAC/FERA- (FAST ENCODING AND READOUT ADC SYSTEM) System betrieben werden. Letzteres war im LNL für den Betrieb mit Zusatzdetektoren entwickelt worden; bei den vorhergehenden Experimenten hatten sich jedoch für den jeweiligen Aufbau spezifische Synchronisationsprobleme herausgestellt, die jeweils einen mehrere Tage dauernden Abgleich erforderten. Bei dem HMI-Experiment wurden alle Zusatzdetektordaten über 20 8-Kanal ADCs in einem gemeinsamen CAMAC-Überrahmen aufgenommen, um einen möglichst einfachen Aufbau ohne zusätzliche TDCs und QDCs zu erhalten, so daß der Abgleich ca. 1.5 Tage der verbliebenen Meßzeit erforderte. Zeitmessungen erfolgten über TACs (Zeit-Amplituden-Konverter) und ADCs. Die gesamte BRS-Elektronik mit den ADCs, TDCs und der vorgeschalteten Analogelektronik war zuvor im Rahmen dieser Arbeit im HMI aufgebaut und getestet worden.

In früheren Experimenten war ferner regelmäßig die Synchronisation zwischen den beiden Interfaceteilen nach einigen Stunden Meßzeit verloren gegangen, wodurch der γ -Teil der Daten eines Ereignisses nicht mehr mit den zugehörigen im Zusatzdetektor gemessenen Teilchendaten korreliert war. Um diese Synchronisation permanent zu überprüfen, wurde im HMI-Experiment zum ersten Mal die gemessene γ -Energie einmal im VXI-Interface und zweitens zusätzlich über einen ADC-Kanal des FERA-Interfaces gemessen. Beide Parameter wurden in einem Korrelationsdiagramm in einer Diagonalen gegeneinander dargestellt, welches während der Messung permanent überwacht wurde, so daß ein Verlust der Synchronisation der beiden Interfaceteile durch Abweichungen der Meßpunkte von der Diagonalen sofort festgestellt und das Datenaufnahmesystem neu gestartet werden konnte.

Die Datenaufnahmerechner bestanden aus einer Farm von Sun-Workstations unter UNIX. Die gleichen Rechner wurden für die Online-Datenauswertung benutzt. Die Daten wurden

mittels DLT7000-Magnetbandlaufwerken abgespeichert. Die Datenrate betrug im Mittel 120 kByte/sec.

5.3.2 Datenauswertung

Zur Online-Datenauswertung während des Experiments (Monitoring) wurde das an Euroball verwendete multifunktionale Programmpaket MIDAS mit dem HMI-Programm DATA8M [Wil95], das auch zur Offline-Datenauswertung benutzt wurde, gekoppelt. Mit MIDAS wurde der im BRS gemessene Anteil an Meßparametern im gesamten Datenwort eines jeden Ereignisses gefiltert und per UDP²³ an DATA8M geschickt, wo die Teilchenkoordinaten dargestellt und mit Hilfe verschiedener Filteralgorithmen auf ihre physikalische Konsistenz hin überprüft wurden. Die für die Kopplung der Programme DATA8M und MIDAS erforderlichen Programmänderungen wurden im HMI im Rahmen dieser Arbeit vorbereitet und vor dem Experiment bei Testläufen im LNL erprobt.

Die Offline-Datenauswertung erfolgte mit DATA8M im HMI wiederum mithilfe einer Sun-Workstation, wobei für das Lesen der Daten eine preiswertere DLT4000-Magnetbandstation zur Verfügung stand, die die mit der DLT7000-Station geschriebenen Daten lesen konnte.

5.3.3 Eichung der Teilchen-Detektoren

Die Eichung der BRS-Detektoren wurde schon in Abschnitt 4.2.1 (S. 38) ausführlich behandelt. Daher sollen an dieser Stelle nur Unterschiede und zusätzliche Bemerkungen angebracht werden.

Ortseichung der MWC Die Ortseichung der Vieldrahtkammer unterschied sich nur in der geringfügig geänderten Blendenkonstruktion von dem in Abschnitt 4.2.1 beschriebenen Vorgehen.

Flugzeiteichung der MWC Auch für die Flugzeiteichung wurde im wesentlichen die gleiche Vorgehensweise wie in Abschnitt 4.2.1 beschrieben gewählt. Dort wurde in zwei Schritten zunächst eine relative Eichung mittels eines Flugzeit-Eichpulsers und danach im zweiten Schritt die Absolutanpassung mit Hilfe der elastisch an einem Gold-Target getretenen Ar-Ionen und der Berechnung der kinematischen Winkel-Flugzeit-Korrelationen durchgeführt.

Hier wurde die Relativeichung durchgeführt, indem zusätzlich eine künstliche und genau definierte Verzögerung mit Hilfe von Delaykabeln vor den TDC-Eingang des Zeitsignals gesetzt wurde. Anstelle des ¹⁹⁷Au-Targets wurde ein ⁵⁸Ni-Target benutzt. Auch hierbei wurde nur die Rutherford-Streuung der Strahl-Ionen (hier ³²S) detektiert, so daß die Absolutanpassung der Flugzeit mit der für die elastische Streuung berechnete Flugzeit erfolgen konnte. Die Flugzeitauflösung des Strahlpulses variierte im Bereich $\Delta t = 1.5 - 2.2$ ns.

²³User Datagram Protocol

Energie-, Range- und Braggpeak-Eichung der BIC Auch die Eichungen der Bragg-Kammer wurden wie in Abschnitt 4.2.1 erläutert durchgeführt. Abbildung 51 zeigt die Braggpeak-Energie-Korrelation des verwendeten Detektors. Man sieht, daß die Ladungstrennung bis ca. $Z = 19$ möglich ist. Bei höheren Z 's ist der Energieverlust der Ionen in den Detektorfolien so groß, daß der Braggpeak nicht mehr vollständig im aktiven Bereich der Braggkammer liegt, so daß sich diese Ereignisse in dem ansteigenden Ast in der Korrelation befinden. Für diese schweren Reaktionsfragmente ist eine Trennung von den leichteren, in den Ästen getrennten Kernen, durch Einschränkung auf den unteren Energiebereich möglich.

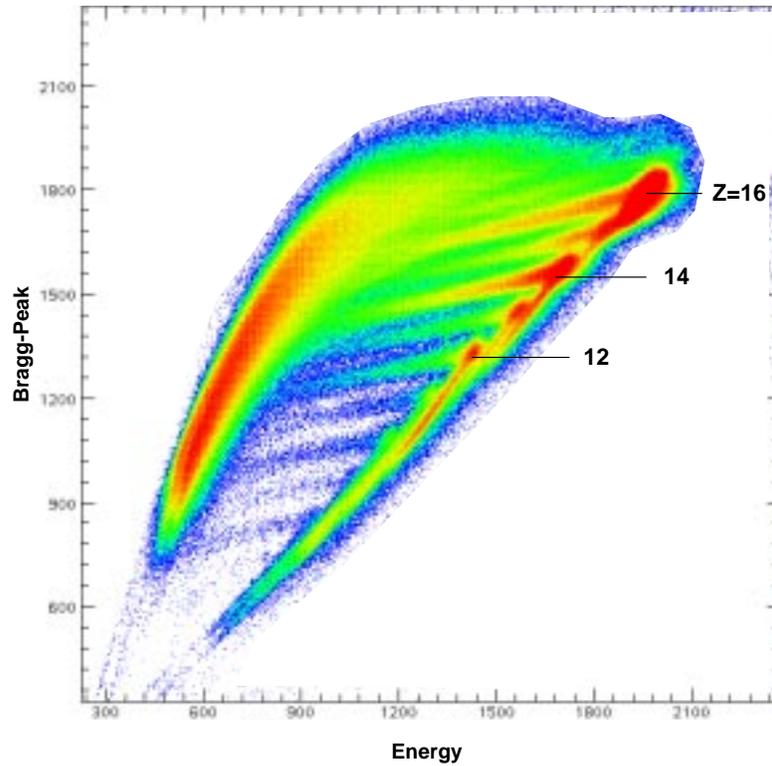


Abbildung 51: Energie-Braggpeak-Korrelation des verwendeten Detektors für $^{32}\text{S} + ^{24}\text{Mg}$ bei $E_L=163.5$ MeV. Zu sehen ist die Ladungs-Trennung der nachgewiesenen Ionen in den getrennten Ästen.

5.3.4 Eichung der γ -Detektoren

Energieeichung und -Auflösung Zur Eichung der Ge-Detektoren wurden verschiedene radioaktive Quellen verwendet (^{56}Co , ^{60}Co , ^{152}Eu). Sowohl vor, als auch nach dem Experiment wurden Eichungen mit den Quellen durchgeführt²⁴. In Abbildung 52 ist die Ener-

²⁴Üblicherweise führt man die Eichungen vor **und** nach dem Experiment durch, um feststellen zu können, ob sich während des Experiments z.B. Verstärkungsfaktoren geändert haben. Solche Drifts können u.a. durch Temperaturschwankungen der Verstärkerelektronik verursacht werden.

gieauflösung für Quellenmessungen und für die experimentellen Daten, die unkorrigierte Anteile aufgrund der Doppler-Verbreiterung einschließt, dargestellt. Die reine Detektor-Auflösung (FWHM), für alle Ge-Detektoren zusammengefaßt, betrug 3 keV @ 1.33 MeV, im Experiment wurde eine Auflösung von 10 keV @ 1.33 MeV erzielt (siehe auch weiter unten in diesem Abschnitt). Die intrinsische Energieauflösung der 209 einzelnen Ge-Detektoren variierte zwischen 2.2 und 3.8 keV @ 1.33 MeV.

Der Addback-Mode Im allgemeinen deponiert ein den Ge-Detektor treffendes Photon nicht seine ganze Energie im aktiven Bereich des Detektors, sondern wird, besonders im Energiebereich von wenigen 100 keV bis zu einigen MeV vorzugsweise Compton-gestreut²⁵. Wenn ein solches Photon nach der Streuung den Detektor verläßt, ist aus der im Ge-Kristall deponierten Energie kein Rückschluß auf die Anfangsenergie des Photons mehr möglich. Daher werden diese aus dem Detektor herausgestreuten Photonen normalerweise mit Hilfe der umgebenden BGO-Abschirmung verworfen. Falls nun mehrere Ge-Kristalle in einer gemeinsamen BGO-Abschirmung plaziert sind, so daß Compton-gestreuete Photonen mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit in den benachbarten Kristall gestreut werden und dort ihre restliche Energie verlieren, können diese Teilenergien addiert werden und geben so die anfängliche Energie des Photons wieder. Diese Möglichkeit besteht bei den verwendeten Cluster- und Clover-Detektoren, die ja, wie bereits erwähnt, aus sieben bzw. vier Einzelkristallen in einer gemeinsamen Anti-Compton-Abschirmung zusammengesetzt sind. Im sogenannten “Addback-Mode” werden Signale aus benachbarten Kristallen innerhalb eines Clover/Cluster-Detektors aufaddiert. Dadurch wird zum einen der Untergrund aufgrund der nicht weggefilterten Teilenergiepositionen bei anschließender Streuung in eine andere Ge-Kapsel innerhalb des Clovers/Clusters stark reduziert (bei Streuung in die umgebende Anti-Compton-Abschirmung wird ja das gesamte Ereignis verworfen) und zum anderen werden durch die Addition der Teilenergien echte Linien (mit Vollenergieposition) verstärkt. Diese Verstärkung definiert den *Addback-Faktor*, der in Abbildung 53 als Funktion der γ -Energie dargestellt ist, als Verhältnis der Peakfläche einer bestimmten Linie mit und ohne Addback. Der Addback-Faktor wird oft, wie andere Parameter, die die Leistungsfähigkeit eines Ge-Detektors klassifizieren, als Wert bei einer γ -Energie von 1.33 MeV angegeben. Er beträgt im vorliegenden Fall ca. 1.4 und weicht damit kaum von dem vom Hersteller der Detektoren angegeben Wert von 1.44 [Ger92] ab. Dieser ist in Abbildung 53 als “theoretischer Wert” bezeichnet.

Effizienzzeichnung Die Effizienzzeichnung der γ -Detektoren wurde, wie bei derartigen Experimenten üblich, nach dem Experiment durchgeführt, da in der Einstell-Phase, in der mit Strahl und daher voll arbeitendem Vakuumsystem in der Streu- und Targetkammer gearbeitet wird, u.U. Verstärkungsfaktoren der Detektoren und der Elektronik angepaßt werden. Die Eichungen mit radioaktiven Quellen werden jedoch unter Normaldruck durchgeführt. Dabei ist die Targetkammer belüftet, um die Quellen schnell wechseln zu können. Abbildung 54 zeigt die Effizienzzeichnung für Energien bis 4 MeV in willkürlichen Einheiten bei aktiviertem Addback-Mode.

²⁵Zur Zusammensetzung des Massenschwächungskoeffizienten in Ge siehe z.B. [Feh93].

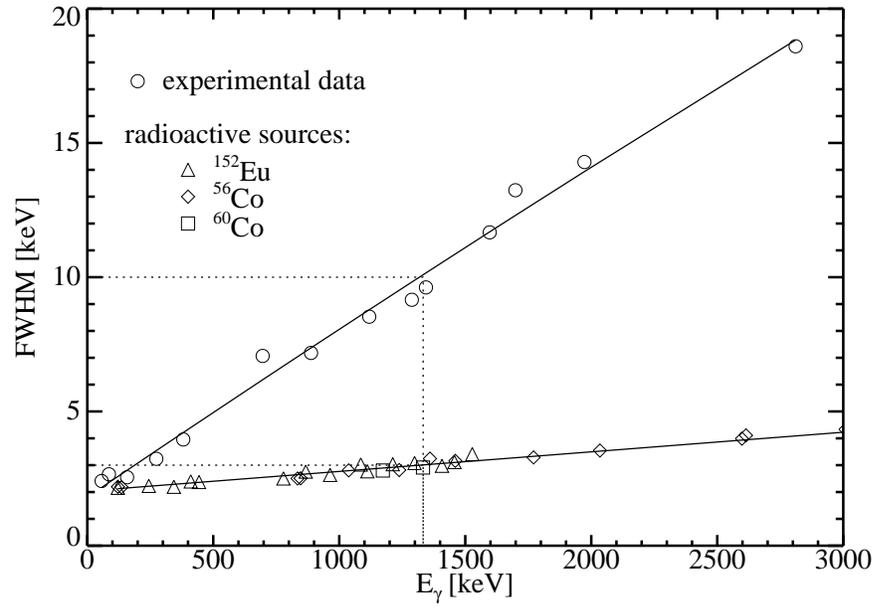


Abbildung 52: Energie-Auflösung der Ge-Detektoren. Gezeigt sind die gefitteten Halbwertsbreiten der Linien für die Doppler-korrigierten Meßdaten und verschiedene radioaktive Quellen. Die gepunkteten Hilfslinien dienen zur Kennzeichnung der Auflösung bei 1.3 MeV.

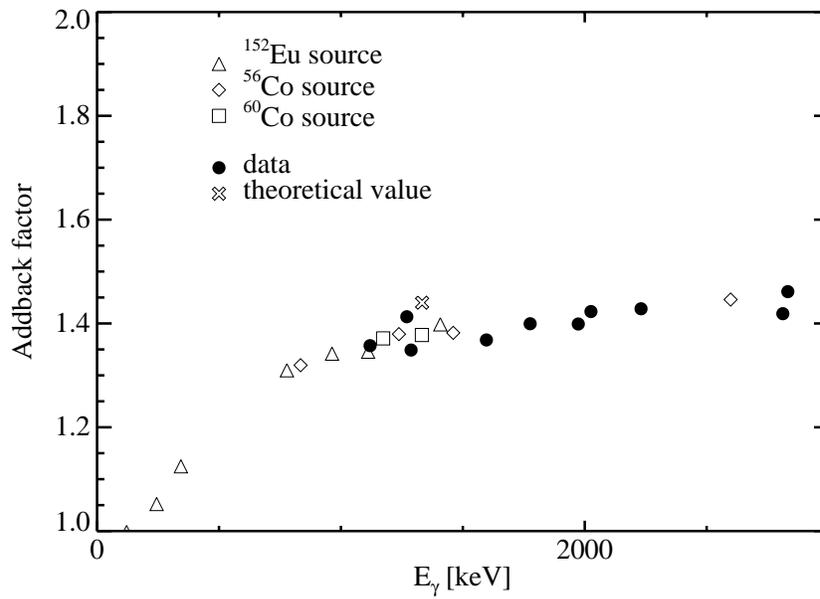


Abbildung 53: In dieser Arbeit bestimmte Addback-Faktoren als Funktion der γ -Energie. Erklärung des Addback-Faktors siehe Text.

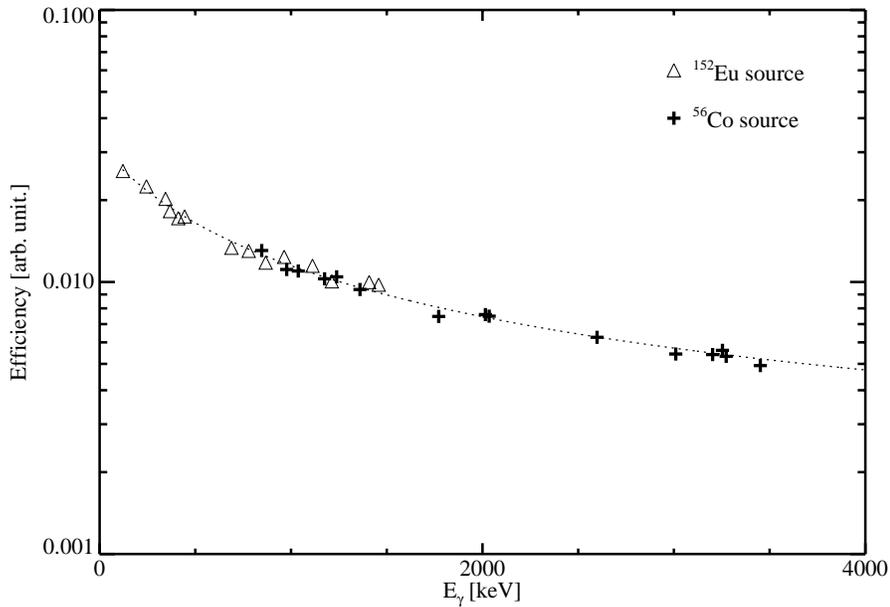


Abbildung 54: Effizienzdiagramm der Ge-Detektoren unter Verwendung einer ^{152}Eu - sowie einer ^{56}Co -Quelle. Die gestrichelte Linie gibt den Fit an die Datenpunkte an. Auf eine Extrapolation unterhalb des ersten Eichpunkts wurde verzichtet, da die Effizienz für derartige Detektoren unterhalb von ca. 100-200 keV zu niedrigen Energien hin abfällt und dieser Bereich nicht durch γ -Übergänge der verwendeten Quellen abgedeckt ist. Grund für diesen Abfall der Nachweiswahrscheinlichkeit zu kleinen Energien hin ist die zunehmende Streuung und Absorption der niederenergetischen Photonen.

Doppler-Korrektur Da nur einer der BRS-Zähler verwendet wurde, konnte die Doppler-Korrektur nur aufgrund der gemessenen Flugzeit bestimmt werden. Sie wurde durchgeführt, als wäre das γ -Quant von dem nachgewiesenen Reaktionsfragment emittiert worden (Gl. 28, S. 47). Die Energie-Auflösung der γ -Detektoren wurde daher hauptsächlich von der Zeitauflösung des Strahlpulses bestimmt. Sie beträgt 10 keV @ 1.33 MeV, wie auch in Abbildung 52 zu sehen ist. Der endliche Öffnungswinkel der einzelnen Ge-Detektoren trägt hierbei nur unwesentlich bei, da bei diesem experimentellen Aufbau im Vergleich zu dem in Abschnitt 4 benutzten a) die Zeitauflösung des Strahlpulses größer (im Mittel ca. 1.8 ns) und b) die Öffnungswinkel der Ge-Zähler kleiner waren.

5.4 Identifikation binärer Kanäle

Im Gegensatz zu dem in Abschnitt 4 besprochenen Experiment, bei dem beide Teilchenzähler des BRS benutzt und kinematische Koinzidenzen mit zwei registrierten Teilchen gemessen wurden, stand hier, wie in Abschnitt 5.2.2 erwähnt, nur ein Teilchenzähler zur Verfügung. Die Doppler-Korrektur wurde zunächst nur auf das detektierte Teilchen bezogen; Kanaltrennung erfolgte zusätzlich zur Z -Trennung über γ - γ -Koinzidenzen. Im folgenden wird die Spektroskopie von drei binären Reaktionskanälen diskutiert.

5.4.1 $^{24}\text{Mg}(^{32}\text{S}, ^{46}\text{Ti} + 2\text{p})^8\text{Be}$

In Abbildung 55 ist ein Doppler-korrigiertes Teilchen- γ - γ -Spektrum für ^{46}Ti gezeigt. Dieser Kern kann in dem binären Kanal $^{24}\text{Mg}(^{32}\text{S}, ^{48}\text{Cr})^8\text{Be}$ mit anschließender Emission von zwei Protonen bevölkert werden und liefert bei der Detektion eines Reaktionsfragments in dem durch den BRS-Detektor abgedeckten Winkelbereich den größten Beitrag. Dieser binäre Kanal kann aufgrund seiner Kinematik mit dem benutzten Aufbau detektiert werden, während die durch unkorrelierte Emission von Protonen und α -Teilchen aus dem ^{56}Ni -Compoundkern zu ^{46}Ti führenden Kanäle aufgrund des Winkelbereichs des BRS nur zu einem geringen Teil gemessen werden (siehe die Diskussion dieses Punktes z.B. in der Erklärung von Abbildung 5, S. 10). Um diesen Kanal zu separieren, wurde zum einen ein Gate in der Braggpeak-Energie-Korrelation und zum anderen auf den $2^+ \rightarrow 0^+$ -Übergang in ^{46}Ti bei 889 keV gesetzt. In dem in Abbildung 55 gezeigten Spektrum konnten alle bekannten Übergänge der Grundzustands- und $K=3^-$ -Bande in ^{46}Ti [Cam98] identifiziert werden. Dieses Niveauschema ist in Abbildung 56 gezeigt. Darüber hinaus sind in Abbildung 55 Kontaminationen von ^{47}Ti zu sehen, die sich aus dem Untergrundbeitrag von ^{47}Ti im Bereich des Energie-Fensters für das γ -Gate auf den ^{46}Ti ($2^+ \rightarrow 0^+$)-Übergang ergeben.

Um die Population bei hohen Spins sowie der Seitenbande bei verschiedenen Anregungsenergien zu vergleichen, wurden Daten des auch für die Betrachtungen in Abschnitt 6 behandelten Experiments mit dem gleichen Reaktionskanal, $^{32}\text{S} + ^{24}\text{Mg}$, bei einer niedrigeren Einschußenergie, $E_L = 130$ MeV, ausgewertet. Dieses Experiment wurde am Laboratori Nazionali di Legnaro (LNL) in Padua, Italien, im Juli 1995 durchgeführt. Zum Nachweis der γ -Quanten wurde der italienische Ge-Ball GASP, bestehend aus 40 einzelnen Compton-unterdrückten Ge-Detektoren verwendet. Um Reaktionskanäle aus Fusions-Verdampfungs-Reaktionen selektieren zu können, wurde zudem noch der LCP-Ball ISIS [Far97], bestehend aus 40 zweistufigen Si-Zählern, benutzt. In Abbildung 57 ist ein Teilchen- γ - γ -Spektrum, ebenfalls für ^{46}Ti gezeigt. Hierbei wurde der Reaktionskanal ebenfalls durch ein Gate auf den $2^+ \rightarrow 0^+$ -Übergang in ^{46}Ti bei 889 keV selektiert. Außerdem wurde eine Teilchen-Vorselektion mit Hilfe des Si-Balls durchgeführt. Dabei wurden nur Ereignisse berücksichtigt, bei denen genau zwei α -Teilchen in verschiedenen Si-Zählern registriert wurden. Dabei wird unterstellt, daß die im $^{46}\text{Ti} + 2\alpha + 2p$ Ausgangskanal noch emittierten zwei Protonen nicht nachgewiesen wurden (siehe auch die Beschreibung und Diskussion des ISIS-Balls in Abschnitt 6.1.2, S. 90).

Vergleicht man nun die Spektren in Abbildung 55 und 57 für die beiden verschiedenen Einschußenergien, 163.5 MeV bzw. 130 MeV, die zu Anregungsenergien im ^{56}Ni -Compoundkern von $E^* = 84$ MeV bzw. $E^* = 70$ MeV führen, so ist zu sehen, daß für die höhere Einschuß- und damit Anregungs-Energie des Compoundkerns die höhergelegenen Übergänge innerhalb der Grundzustandsbande verstärkt sind. Die Verhältnisse der Übergänge (jeweils normiert auf den $4^+ \rightarrow 2^+$ Übergang) sind in Tabelle 3 für beide Einschußenergien ($\sigma(163.5 \text{ MeV})/\sigma(130 \text{ MeV})$) zusammengefaßt. Diese verstärkte Besetzung von Hochspinzuständen bzw. von stärker deformierten Zuständen bei binären Reaktionen im Vergleich zu Fusions-Evaporationsreaktionen wird in Abschnitt 6 genauer untersucht.

Für den $14^+ \rightarrow 12^+$ Übergang bei 1823 keV konnte kein Verstärkungsfaktor ermittelt

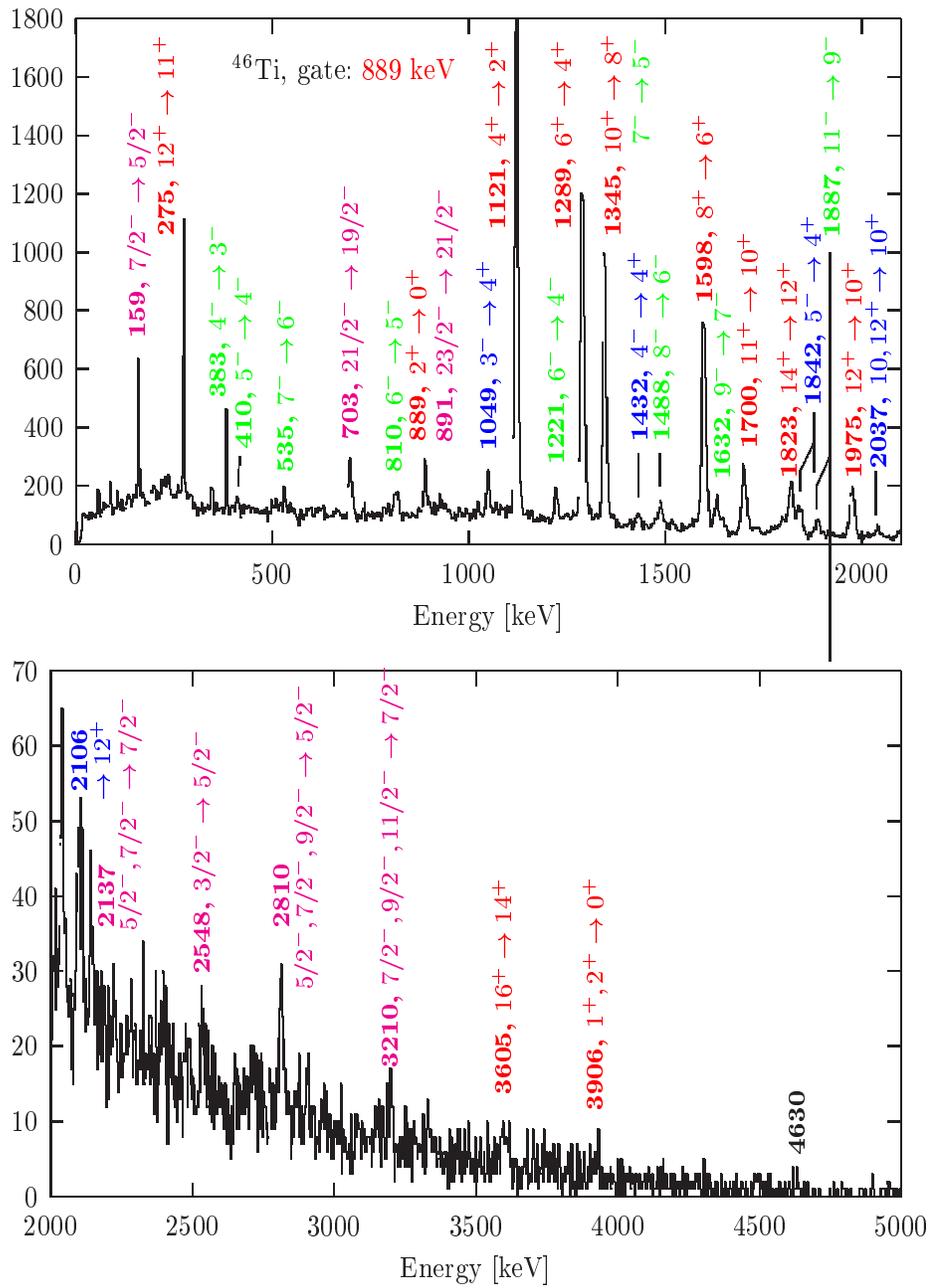


Abbildung 55: Doppler-korrigiertes γ -Spektrum in Teilchen- γ - γ -Koinzidenz. Übergänge innerhalb der Grundzustandsbande in ^{46}Ti sind rot markiert, Übergänge innerhalb der Seitenbande grün und Übergänge von der Seiten- in die Grundzustandsbande blau. Zu sehen sind auch einige Übergänge in ^{47}Ti . Diese sind in magenta markiert.

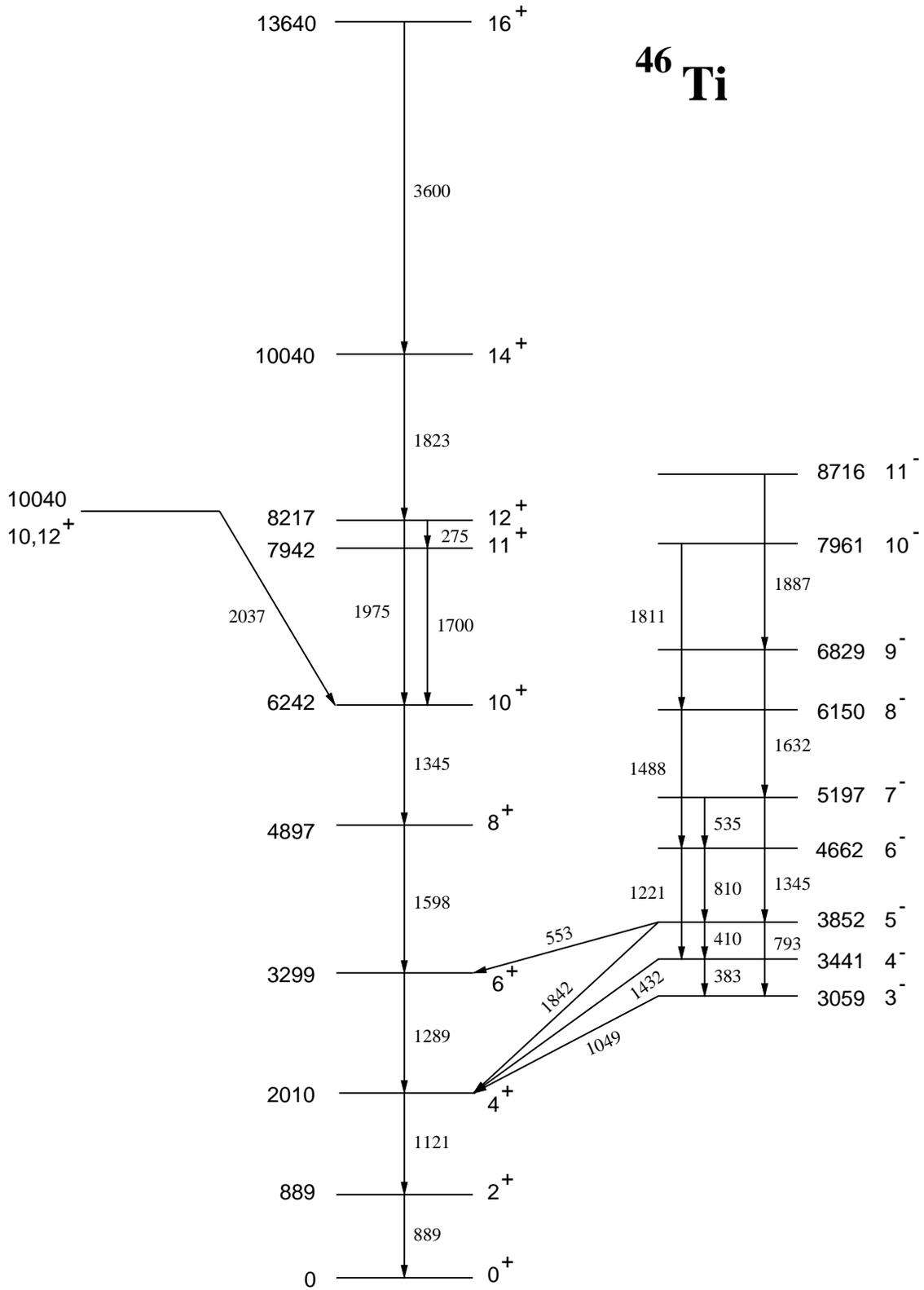


Abbildung 56: Niveauschema von ^{46}Ti (nach [Cam98]).

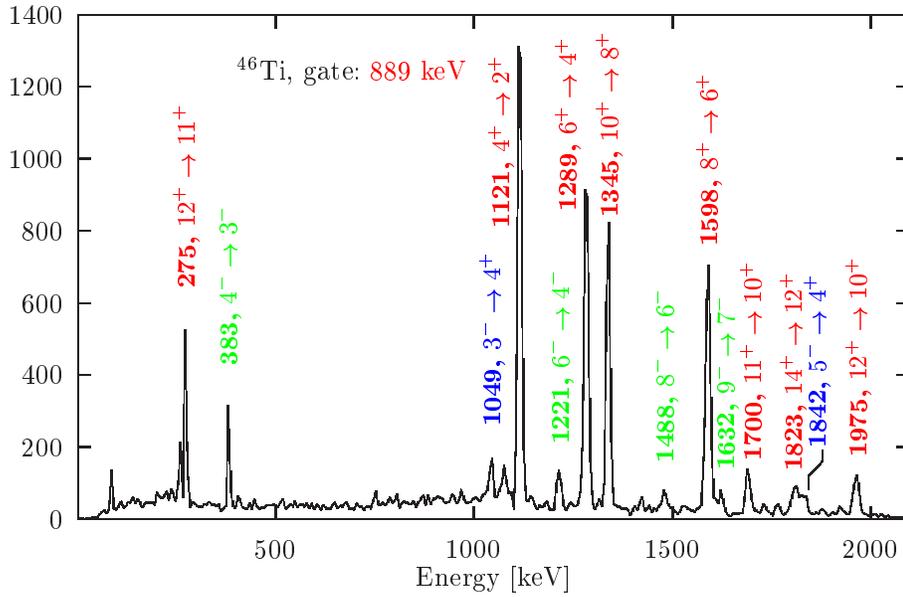


Abbildung 57: Doppler-korrigiertes Teilchen- γ - γ -Spektrum für ^{46}Ti gemessen bei $E_L = 130$ MeV mit GASP und ISIS. Der Farbcode der Übergänge ist der gleiche wie in Abbildung 55 (S. 78).

Übergang	$\sigma(163.5 \text{ MeV})/\sigma(130 \text{ MeV})$
$12^+ \rightarrow 10^+$ (1975 keV)	1.38 ± 0.17
$12^+ \rightarrow 11^+$ (275 keV)	1.29 ± 0.13
$11^+ \rightarrow 10^+$ (1700 keV)	1.70 ± 0.22

Tabelle 3: Verstärkungsfaktoren der Grundzustandsbanden-Übergänge für zwei verschiedene Einschußenergien. Der angegebene Fehler ist gegeben durch den statistischen Fehler der Peakflächen.

werden, da aufgrund der komplizierten Struktur des γ -Spektrums in diesem Energiebereich (vor allem bei den 130 MeV-Daten) eine Bestimmung der Peakfläche nur mit großen Fehlern möglich ist. Auch die höheren Zustände in der Seitenbande sind bei der höheren Einschußenergie verstärkt bevölkert, wie z.B. beim Vergleich des $11^- \rightarrow 9^-$ oder $9^- \rightarrow 7^-$ Übergang in den Abbildungen 55 und 57 zu sehen ist.

Diese Betrachtung unterscheidet sich von der später in Abschnitt 6.2 durchgeführten dadurch, daß hier zwei verschieden hohe Einschußenergien verglichen wurden und nicht, wie in Abschnitt 6.2, verschiedene klar separierte Teilchentrigger. Das in Abbildung 57 gezeigte γ -Spektrum wurde zwar mit einem Teilchentrigger entsprechend einer Fusions-Verdampfungsreaktion erzeugt, dasjenige des BRS-Experiments in Abbildung 55 jedoch ohne eine klare Trennung zwischen Fusions-Verdampfungs- und binärem Spaltanteil.

5.4.2 $^{24}\text{Mg}(^{32}\text{S}, ^{44}\text{Ti})^{12}\text{C}$

Einer der Kanäle, für den die Population hyperdeformierter Zustände vorhergesagt wurde, ist die $^{24}\text{Mg}(^{32}\text{S}, ^{44}\text{Ti})^{12}\text{C}$ Reaktion. Abbildung 58 zeigt ein γ -Spektrum für ^{44}Ti mit einem Gate auf dem $2^+ \rightarrow 0^+$ -Übergang bei 1083 keV. Das zugehörige Niveauschema ist in Abbil-

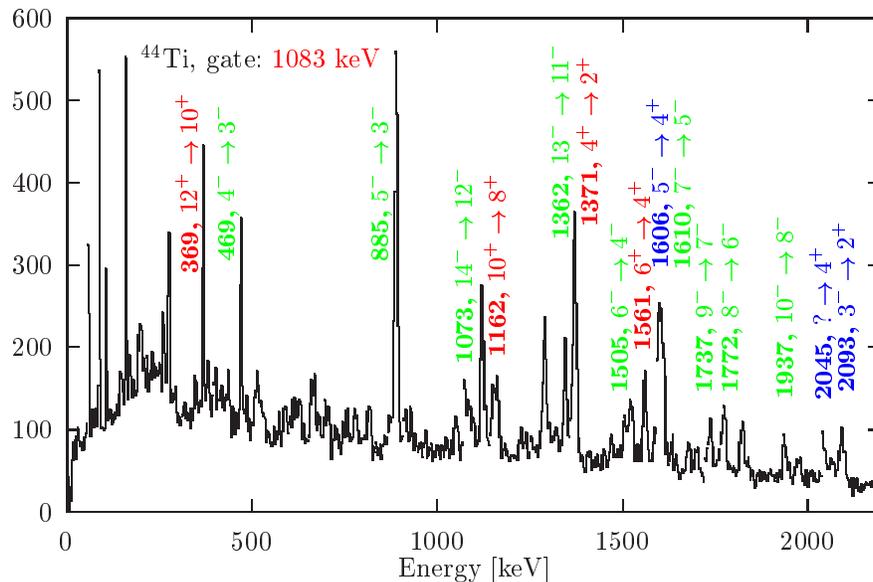


Abbildung 58: γ -Spektrum für ^{44}Ti (wie in Abbildung 55) gemessen bei $E_L = 163.5$ MeV mit Euroball und BRS (siehe Text). Übergänge innerhalb der Grundzustandsbande in ^{46}Ti sind rot markiert, Übergänge innerhalb der Seitenbande grün und Übergänge von der Seiten- in die Grundzustandsbande blau.

Abbildung 76 (S. 107) gezeigt. Eine Z -Selektion wurde durch ein Gate in der Braggpeak-Energie-Korrelation auf dem ansteigenden Ast erreicht. Dadurch wurden die Reaktionsfragmente mit kleineren Z 's größtenteils unterdrückt. Auch in diesem Fall sind, wie bei ^{46}Ti , die im winkelintegrierten Wirkungsquerschnitt bei weitem dominanten Fusions-Verdampfungs-Ereignisse (s.u.) durch die vom BRS erfaßten Streuwinkel stark unterdrückt.

Simulationsrechnung des Fusions-Verdampfungs-Anteils Um den Wirkungsquerschnitt der Fusions-Verdampfungs-Reaktionen zu bestimmen, wurden Rechnungen nach der EHF-Methode (siehe Abschnitt 3.1.3) für die Einschußenergie 163.5 MeV durchgeführt. Der Wirkungsquerschnitt für die Fusions-Verdampfungs-Reaktion, die zu ^{44}Ti führt, beträgt 24.1 mbarn. ^{46}Ti dagegen wird mit einem Wirkungsquerschnitt von 136.2 mbarn bevölkert. Daraus ergibt sich eine um den Faktor 5.7 stärkere Population von ^{46}Ti durch Fusions-Verdampfungs-Reaktionen. Die Winkelverteilung der Reaktionen können aus diesen Rechnungen jedoch nicht ermittelt werden.

Um einen vergleichbaren Wert aus den experimentellen Daten, die mit dem BRS-Detektor als Trigger für den Winkelbereich $12.7 - 45.3^\circ$ gemessen wurden, abzuleiten, wurden in den (jeweils auf den $2^+ \rightarrow 0^+$ Übergang gegateten) Spektren für beide Ti-Isotope jeweils

der $4^+ \rightarrow 2^+$ Übergang angefittet und so die Peakflächen bestimmt. Das experimentelle Verhältnis der Wirkungsquerschnitte beträgt, so bestimmt, $\sigma(^{44}\text{Ti})/\sigma(^{46}\text{Ti}) = 1/4.4$. Der ^{44}Ti -Kanal ist im Meßbereich also um den Faktor $5.7/4.4 \simeq 1.3$ stärker, als aufgrund der winkelintegrierten Wirkungsquerschnitte für Fusions-Verdampfungsreaktionen zu erwarten wäre. Ein geringer Beitrag zu dieser Verstärkung kann aus Unterschieden in der Winkelverteilung für die $2\alpha + 2p$ und 3α -Reaktionskanäle herrühren. Eine weitere Verstärkung des ^{44}Ti -Kanals im BRS-Meßbereich ist zu erwarten, falls ^{44}Ti in größerem Maße als ^{46}Ti durch binäre Spaltung erzeugt wird. Diese Annahme wird auch gestützt bei dem Vergleich der Winkelverteilungen von ^{44}Ti und ^{46}Ti , die in Abbildung 59 dargestellt sind. Man sieht, daß der Abfall für Streuwinkel $\theta > 15^\circ$ für ^{46}Ti stärker ist als für ^{44}Ti .

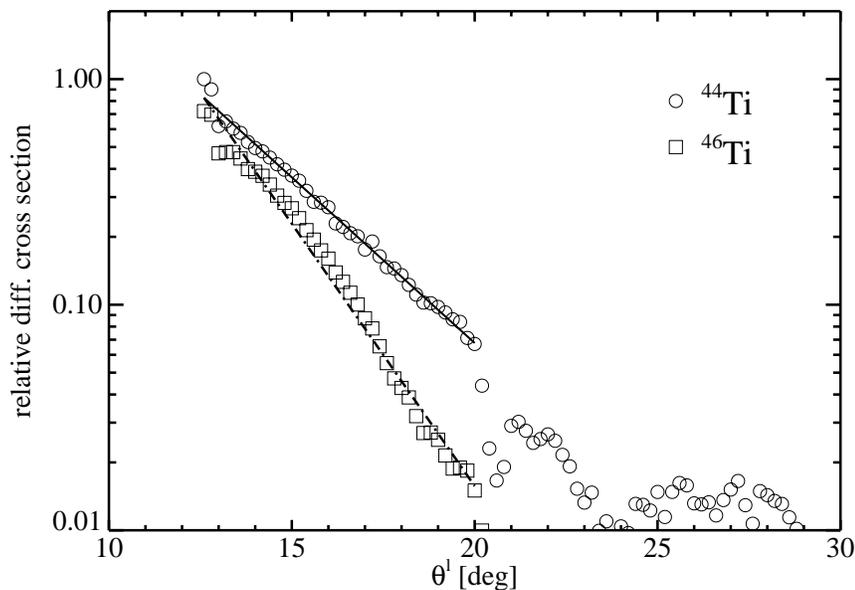


Abbildung 59: Verteilung des Streuwinkels für ^{44}Ti und ^{46}Ti . Die Intensitäten sind korrigiert auf die effektive genutzte Detektorfläche und normiert auf das Integral der Verteilung für ^{46}Ti . Die Linien geben den exponentiellen Fit für die Verteilungen bis $\theta^l = 20^\circ$ wieder. Die Stufe bei $\theta^l = 13^\circ$ ist durch einen Signalverlust in der Ortsmessung verursacht, diejenige bei ca. 20.5° durch eine Segmentgrenze der Vieldrahtkammer.

Eine breitere Verteilung des Streuwinkels bedeutet einen kleineren Fusions-Verdampfungs-Anteil bei der Bevölkerung des Kerns, da die Abdampfung leichter Teilchen den Restkern unter kleineren Streuwinkeln zurückläßt, als dies bei der Spaltung des Compoundkerns der Fall ist. Der binäre Anteil dominiert bei größeren Winkeln, da ja aufgrund des vom BRS-Detektor aufgespannten Öffnungswinkels ($12^\circ - 46^\circ$) der größte Teil der Fusions-Verdampfungs-Reaktionen nicht nachgewiesen wird.

5.4.3 $^{24}\text{Mg}(^{32}\text{S}, ^{36}\text{Ar})^{20}\text{Ne}$

Das dritte hier gezeigte Beispiel für γ -Spektren betrifft die Population von ^{36}Ar . Dieser Kern wird über den Kanal $^{24}\text{Mg}(^{32}\text{S}, ^{36}\text{Ar})^{20}\text{Ne}$ bevölkert. In diesem Fall wurde die scharfe Z-Korrelation aus der Braggpeak-Energie-Korrelation benutzt (siehe Abbildung 51, S. 73). Zudem wurde ein Gate auf den untersten ($2^+ \rightarrow 0^+$) Übergang in ^{36}Ar (1970 keV) gesetzt. Das zugehörige γ -Spektrum ist in Abbildung 60 dargestellt. Durch die Benutzung der Z-

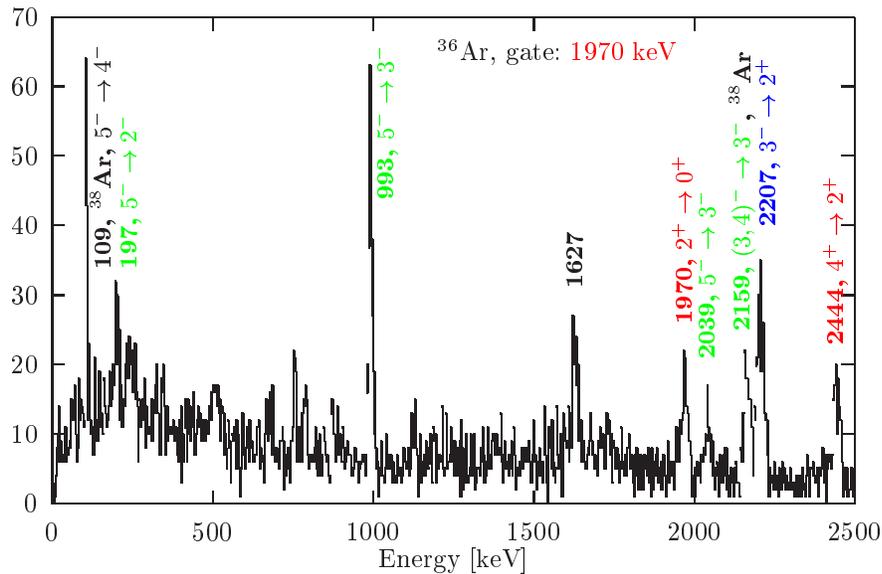


Abbildung 60: Doppler-korrigiertes Teilchen- γ - γ -Spektrum für ^{36}Ar . Übergänge innerhalb der Grundzustandsbande in ^{36}Ar sind rot markiert, Übergänge innerhalb der Seitenbande grün und Übergänge von der Seiten- in die Grundzustandsbande blau. Die deutliche Linie bei 1627 keV konnte nicht zugeordnet werden.

Information aus der Bragg-Kammer kann auch dieser Kanal klar identifiziert werden. Ohne die Verwendung der Z-Information wäre dieser Kanal, auch bei Verwendung von γ - γ -Koinzidenzen mit Forderung des $2^+ \rightarrow 0^+$ - oder eines anderen Übergangs in der Grundzustandsbande, nicht klar zu identifizieren.

5.5 Rekonstruktion der Kinematik des nicht-detektierten Kerns

Da für die Dopplerkorrektur die Informationen über Streuwinkel und Flugzeit des emittierenden Kerns vorliegen müssen, wurde in den bisher gezeigten Fällen immer nur die Möglichkeit der γ -Emission durch das im BRS detektierte Teilchen in Betracht gezogen. Um die Doppler-Verschiebung der γ -Quanten auf einen nicht-detektierten Kern aus der Reaktion zu korrigieren, muß die Kinematik dieses Kerns rekonstruiert werden. Das ist nur für den Fall einer rein binären Reaktion ohne Emission leichter Teilchen ($\Delta Z = \Delta m = 0$) exakt möglich. Da aber der mittlere Ladungsverlust bei dieser Schwerpunktsenergie $\Delta Z \approx 2$ beträgt (siehe Abbildung 34, S. 50, und die Diskussion dazu), ist der rein binäre Anteil

klein, so daß die Kanäle mit Evaporation leichter Teilchen dominieren. Versucht man nun dennoch, unter der Annahme einer rein binären Reaktion, die Kinematik zu rekonstruieren, erzeugt man einen großen Untergrund aufgrund von Reaktionsprodukten nach α -Emission. Dies ist in Abbildung 61 dargestellt. Dabei wurde in der Braggpeak-Energie-Korrelation

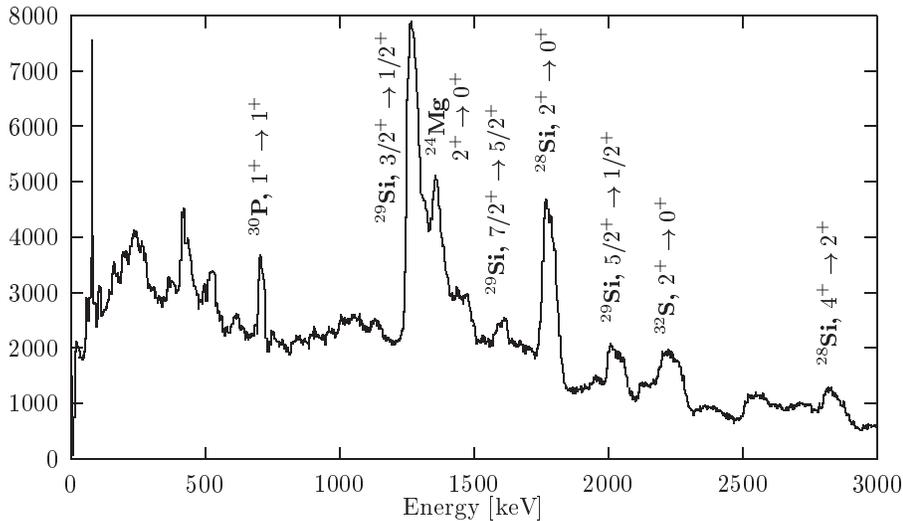


Abbildung 61: γ -Spektrum aus der Rekonstruktion der inversen Kinematik unter der Annahme, daß das γ -Quant von dem nichtdetektierten Reaktionsfragment emittiert wurde. Zur Selektierung des Reaktionskanals wurde $Z_3 = 12$ mittels eines Gates in der Braggpeak-Energie-Korrelation gefordert.

$Z_3 = 12$ durch ein Gate auf den entsprechenden Ast in der Korrelation festgelegt. Der binäre Partnerkern wäre ^{32}S ($Z_4 = 16$), unter der Annahme, daß zu $Z_3 = 12$ dominant die Masse $m_3 = 24$ gehört, wovon ausgegangen werden kann, da ^{24}Mg als Targetkern verwendet wurde (Anreicherungsgrad des Targets 99.9(5) %). Wie man sieht, ist Si mit den Isotopen 28 und 29 dominierend in dem γ -Spektrum. Dies bedeutet ein starkes Auftreten des Falles $Z_3 + Z_4 = Z_1 + Z_2 - 2 \Rightarrow \Delta Z = 2$, was kompatibel mit der Systematik des mittleren Ladungsverlusts (Abbildung 34, S. 50) ist. Die deutlich sichtbare Verbreiterung der Linien ist darauf zurückzuführen, daß die Rekonstruktion der Kinematik, wie oben beschrieben, den rein binären Fall voraussetzt und daß dadurch die angenommenen Streuwinkel und Flugzeiten der meisten Reaktionsfragmente nicht ganz korrekt wiedergegeben werden.

Ein weiteres Problem bei dieser Art der Rekonstruktion der Kinematik ist, daß die Anregungsenergie des Systems (Q-Wert der binären Reaktion) unbestimmt ist. Diese folgt einer breiten Verteilung, wie in Abbildung 41 (S. 57) für den Kanal $Z_3 = 15$, $Z_4 = 15$ für das $^{36}\text{Ar} + ^{24}\text{Mg}$ -Experiment exemplarisch gezeigt wurde. Auch daraus resultiert eine große Unsicherheit in der Korrektur der Dopplerverschiebung der γ -Energien, wie in Abbildung 61 erkennbar ist.

5.6 Überlegungen zum detektierbaren Wirkungsquerschnitt

Ein wichtiger Punkt für zukünftige Messungen ist die Abschätzung des detektierbaren Wirkungsquerschnitts. In der Arbeit von Kirchner [Kir94] wurde, mit einem ähnlichen Aufbau wie in Abschnitt 4 beschrieben, in der Reaktion $^{36}\text{Ar} + ^{40}\text{Ca}$ bei $E_L = 114.5 \text{ MeV}$ der minimale im Teilchen-Teilchen- γ -Spektrum detektierbare Wirkungsquerschnitt im Falle OSIRIS + BRS zu $\sigma = 6 - 12 \mu\text{b}$ bestimmt.

Um zu beurteilen, wie groß der Wirkungsquerschnitt der zu untersuchenden Reaktion mindestens sein muß, damit er mit dem Detektorsystem gemessen werden kann, ist es notwendig, die Teilchen- γ^F -Zählrate $N_{p\gamma^F}$ in Beziehung zum Wirkungsquerschnitt zu setzen. Sie ist gegeben durch

$$N_{p\gamma^F} [\text{s}^{-1}] = \frac{1}{266} I \frac{d\sigma}{d\Omega} \frac{d}{A} \frac{\Delta\Omega_{MWC}}{J_0} \varepsilon_p P_{Ph}^F \quad (37)$$

Dabei ist I der Strahlstrom in pA, $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ der differentielle Wirkungsquerschnitt in mb/sr, d die Targetdicke in $\mu\text{g}/\text{cm}^2$, A die Masse des Targetatoms in amu, $\Delta\Omega_{MWC}$ der vom BRS-Detektor abgedeckte Raumwinkel in msr, J_0 der Transformationsfaktor vom Labor- ins Schwerpunktsystem und ε_p die Nachweiswahrscheinlichkeit des Teilchenzählers. Sie ist für Teilchen im aktiven Bereich der Detektorteleskope nahezu 100% und wird nur durch die Drähte des Stützgitters und der Anode um weniger als 1% reduziert. P_{Ph} ist die Photopeaknachweiswahrscheinlichkeit des γ -Spektrometers und F die Zahl der nachgewiesenen γ -Quanten. Der Faktor $\frac{1}{266}$ ergibt sich aus der Normierung der Einheiten aufeinander. Der in diesem Experiment nutzbare aktive Raumwinkel $\Delta\Omega_{MWC}$ der Vieldrahtkammer war

$$\Delta\Omega_{MWC} = \frac{A}{r^2} = \frac{237 \text{ mm} \cdot 114 \text{ mm}}{400.5 \text{ mm} \cdot 406.5 \text{ mm}} = 167 \text{ mr} \quad (38)$$

Es galt außerdem: $I \approx 2 \text{ pA}$, $d = 200 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ und $A = 24 \text{ amu}$. Der Transformationsfaktor vom Labor- ins Schwerpunktsystem, J_0 , ist abhängig von der Anregungsenergie und dem Streuwinkel.

Die Abschätzung der unteren Grenze des meßbaren Wirkungsquerschnitts mit der verwendeten Anordnung, bestehend aus einem BRS-Detektorteleskop und dem γ -Spektrometer Euroball III, wird im folgenden anhand der Selektion von ^{44}Ti gezeigt. Dabei wurde aus der Teilchen- γ - γ -Selektion mit Teilchen-Einschränkung auf den ansteigenden Ast in der Braggpeak-Energie-Korrelation sowie Forderung nach koinzidentem Nachweis der γ -Linien der Übergänge $2^+ \rightarrow 0^+$ (1083 keV) und $5^- \rightarrow 3^-$ (885 keV) die Verteilung des Streuwinkels θ^l erzeugt. Diese wurde in Bins von je 5° Breite im Laborsystem zusammengefaßt und normiert auf den im jeweiligen Bereich des Streuwinkels abgedeckten Raumwinkel des BRS-Detektors. Unter Verwendung von Gl. 37 wurde für den Winkelbereich $\theta^l = 12^\circ - 17^\circ$ mit $J_0 = 0.079$, welches unter Annahme einer Anregungsenergie $E^* = 10 \text{ MeV}$ aus der Kinematik dieses Reaktionskanals folgt, der differentielle Wirkungsquerschnitt im Schwerpunktsystem zu $\frac{d\sigma}{d\Omega} = 33.5 \mu\text{b}/\text{sr}$ berechnet. Die Werte für $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ für die Laborwinkelbins $\theta^l = 17^\circ - 22^\circ$ und $\theta^l = 22^\circ - 27^\circ$ ergeben sich entsprechend. Abbildung 62 zeigt die so erhaltene Winkelverteilung des differentiellen Wirkungsquerschnitts im Schwerpunktsystem.

Zur Veranschaulichung des in Teilchen- γ - γ -Koinzidenz gemessenen Wirkungsquerschnitts ist in Abbildung 63 das Teilchen- γ - γ -Spektrum für ^{44}Ti mit Teilcheneinschränkung auf

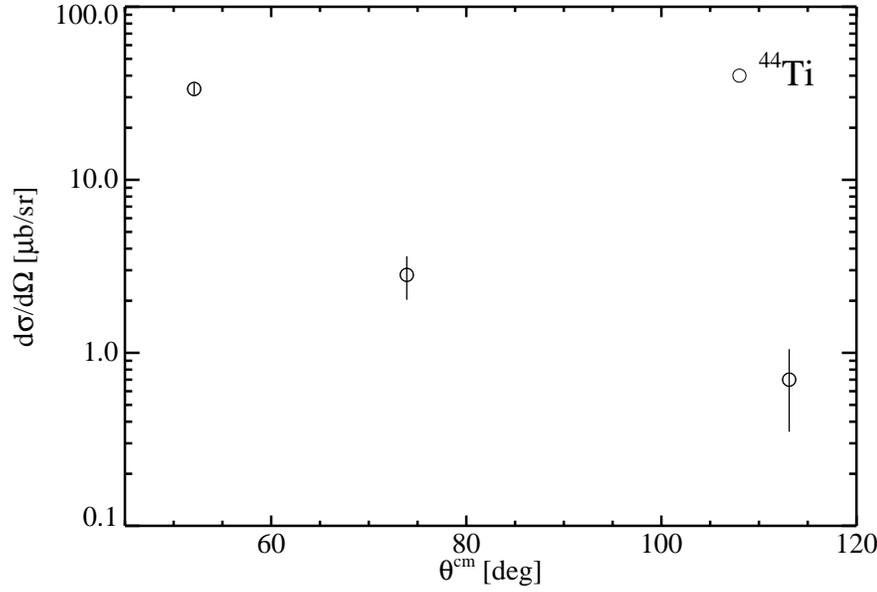


Abbildung 62: Differenzieller Wirkungsquerschnitt im Schwerpunktsystem für den Nachweis von ^{44}Ti mit Teilchen- γ - γ -Selektion. Die eingezeichneten Fehler ergeben sich aus dem statistischen Fehler innerhalb der Winkelbins. Nicht eingezeichnet sind systematische Fehler, die in Gl. 37 eingehen, hauptsächlich gegeben durch die Schwankung des Strahlstroms während des Experiments oder auch Unsicherheiten in der Flächenbelegung des Targets. Diese Fehler werden auf $\pm 30\%$ geschätzt.

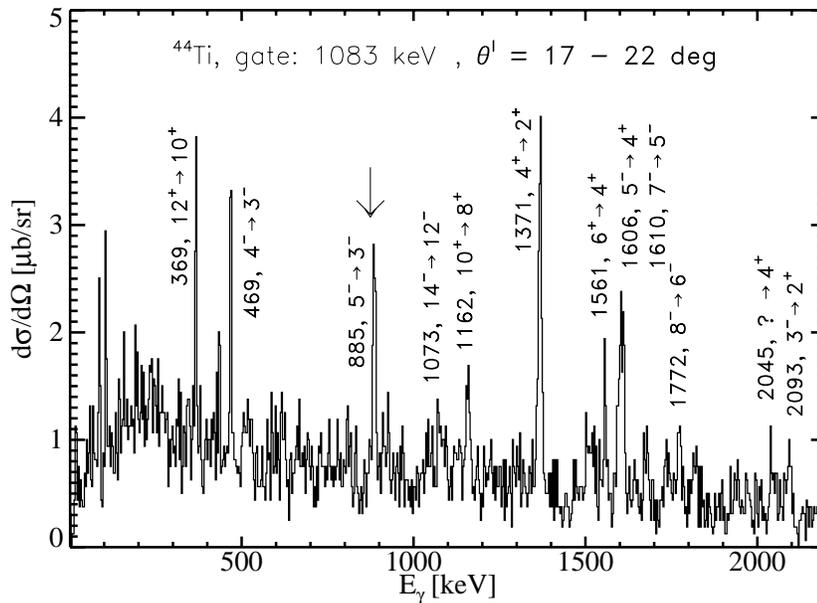


Abbildung 63: Teilchen- γ - γ -Spektrum für ^{44}Ti im Winkelbereich $\theta^l = 17^\circ - 22^\circ$. Die Zählrate ist normiert auf den differentiellen Wirkungsquerschnitt aus Abbildung 62 in diesem Winkelbereich. Die Normierung ist bezogen auf die Untergrund-korrigierte Zählrate einer Linie.

den ansteigenden Ast in der Braggpeak-Energie-Korrelation sowie einem γ -Gate auf den $2^+ \rightarrow 0^+$ -Übergang (1083 keV) gezeigt. Zudem wurde im Unterschied zu Abbildung 58 der Laborwinkelbereich auf $\theta^l = 17^\circ - 22^\circ$ eingeschränkt. Die Zahl der gemessenen Ereignisse in einer γ -Linie wurde in den differentiellen Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ umgerechnet. Referenzpunkt dabei ist der Untergrund-korrigierte Flächeninhalt der 885 keV-Linie ($5^- \rightarrow 3^-$). Diese wurde zur Erzeugung der normierten Winkelverteilung des differentiellen Wirkungsquerschnitts in Abbildung 62 benutzt.

Zur Bestimmung des *minimal* detektierbaren Wirkungsquerschnitts in Teilchen- γ - γ -Koinzidenzen wird nun die Linie bei 1162 keV ($10^+ \rightarrow 8^+$) betrachtet. Die Auflösungsgrenze wird üblicherweise bei 50 Ereignissen in der γ -Linie angegeben. Die Linie bei 1162 keV in Abbildung 63 enthält nach Abzug des Untergrunds etwa 80 Ereignisse. Wie man deutlich sieht, ist diese Linie noch klar zu identifizieren. Der mittlere differentielle Wirkungsquerschnitt für die Untergrund-korrigierte Linie ist hierbei im Winkelbin $\theta^l = 17^\circ - 22^\circ$ $\frac{d\sigma}{d\Omega}(10^+ \rightarrow 8^+) = 1.7 \mu\text{b}/\text{sr} \pm 28\%$. Der Fehler ergibt sich aus den statistischen Zählfehlern des Peak- und Untergrundbereichs. Hinzu kommt ein systematischer Fehler hauptsächlich aufgrund der Schwankung des Strahlstroms, der auf $\pm 30\%$ geschätzt wird. Dieser Wert wurde für den mittleren der drei in Abbildung 62 gezeigten Winkelbins erhalten. Im vorderen Winkelbin ist der Untergrund höher aufgrund der Dominanz des Fusions-Evaporations-Anteils im Spektrum. Diese dominieren auch im mittleren für die Bestimmung des Wirkungsquerschnitts verwendeten Winkelbereich $\theta^l = 17^\circ - 22^\circ$ noch den Untergrund. Dieser Anteil wird jedoch vollständig eliminiert, sofern im BRS mit zwei Detektoren zwei schwere Ejektile (z.B. Spaltfragmente) in kinematischer Koinzidenz gemessen werden. Wie in Abschnitt 4 gezeigt wurde, ergeben sich in diesem Fall entscheidende zusätzliche Filtermöglichkeiten zur Selektion binärer Kanäle, z.B. durch Messung der Z - Z -Korrelation. Abschätzungen, basierend auf den Meßdaten aus Abschnitt 4 und 5, zeigen, daß bei dem eben skizzierten Experiment zur Messung hyperdeformierter Kerne bei einem in einer vertretbaren Meßzeit erzielbaren Produkt aus Strahlstrom, Targetdicke und Meßzeit der nachweisbare Wirkungsquerschnitt nicht vom Untergrund, sondern nur von der Meßzeit begrenzt wird.

5.7 Zusammenfassung

Das Experiment $^{32}\text{S} + ^{24}\text{Mg}$, das nach ursprünglicher Zielsetzung dem Nachweis hyperdeformierter Zustände in α -Cluster-Kernen dienen sollte, konnte aufgrund technischer Probleme nicht mit dem vollen Aufbau, bestehend aus beiden BRS-Detektorteleskopen und dem γ -Spektrometer Euroball III sowie dem Siliziumball EuroSiB durchgeführt werden, sondern nur mit einem der BRS-Detektoren und Euroball III. Dadurch konnte die hohe Selektivität, die man bei der Messung zweier Reaktionsfragmente in kinematischer Koinzidenz erreicht, nicht erzielt werden. Dennoch war die Spektroskopie von ^{46}Ti , ^{44}Ti und ^{36}Ar mit guter Statistik in Teilchen- γ - γ -Koinzidenz möglich.

Die untere Grenze des meßbaren differentiellen Wirkungsquerschnitts konnte aus den gemessenen Daten zu $\frac{d\sigma}{d\Omega} = 1.7 \mu\text{b}/\text{sr} \pm 28\% \pm 30\%$ ermittelt werden. Bei isotroper Emission im Schwerpunktsystem, wie sie bei hyperdeformierten Spaltprodukten zu erwarten ist, entspräche dies einem winkelintegrierten Wirkungsquerschnitt von $\sigma \approx 21 \mu\text{b}$. Der beste

bisher berichtete Wert, erzielt mit Euroball sowie der Neutronendetektorwand für Euroball und dem LCP-Ball ISIS als Zusatzdetektoren, entspricht $\sigma = 5 - 10 \mu\text{b}$ [Pal99]. Für die Messung mit dem vollem Aufbau des BRS in kinematischer Koinzidenz wird erwartet, mindestens eine Größenordnung niedrigere Wirkungsquerschnitte auflösen zu können, da der Raumwinkel um den Faktor zwei größer ist und der Untergrund der mit nur einem BRS-Detektor nicht unterdrückbaren Fusions-Verdampfungs-Reaktionen durch die Messung zweier Reaktionsfragmente in kinematischer Koinzidenz weggefiltert und so die Selektivität wesentlich erhöht werden kann. Wie Abbildung 3 (S. 7) zu entnehmen ist, entspricht dies einer Verbesserung des an Euroball ohne Zusatzdetektoren minimal meßbaren Wirkungsquerschnitts aufgrund der Filterwirkung des BRS um ca. eine Größenordnung und einer weiteren Erniedrigung des bislang mit Zusatzdetektoren besten erreichten Wertes.