

6 Untersuchung der ^8Be -Emission aus binären Reaktionen

Wie in den Überlegungen des letzten Abschnitts erwähnt wurde, ist das Spalt- bzw. Emissions-Verhalten der interessierenden α -Cluster-Kerne abhängig von der Deformation des Compoundkerns. Dafür gibt es im wesentlichen zwei Ansatzpunkte der Erklärung:

1. Die strukturelle Bevorzugung der Spaltung gegenüber der Emission von leichten Teilchen ist für einige Konfigurationen anschaulich zu verstehen, wie man der α -Clustering, die z.B. in Abbildung 13 (S. 26) und 14 (S. 26) für ^{56}Ni dargestellt ist, entnehmen kann.
2. Die verstärkte Emission von geladenen Teilchen aus dem Compoundkern wurde in der Vergangenheit wiederholt als möglicher Trigger für stärker deformierte Formen des Compoundkerns diskutiert [Bla80, Bla81, Jae99]. Für leichtere Compoundkerne, vor allem α -Cluster-Kerne wurde die Emission von schwereren Fragmenten beobachtet. Es ist eine verstärkte Emission von ^8Be und ^{12}C im Falle eines stark deformierten Compoundkerns zu erwarten [San88, San89, San94]. Die Emission dieser leichteren Fragmente (IMF), steht in enger Beziehung zur asymmetrischen Spaltung, die in stärker deformierten Strukturen vorherrscht [San99, Nou99].

Im folgenden wird dieses unterschiedliche Emissionsverhalten anhand der $^{32}\text{S}+^{24}\text{Mg}$ -Reaktion bei $E_L = 130\text{ MeV}$ untersucht. Dabei wird das Verhalten der unkorrelierten Emission von zwei α -Teilchen mit der binären Spaltung, aus der ^8Be als leichtes Fragment hervorgeht, verglichen.

Eine verstärkte Population einer Seitenbande beim binären Zerfall wurde bereits für ^{28}Si ($K=0_3^+$ -Bande) gefunden [San94]. Eine unterschiedliche Bevölkerung in den Banden wurde auch für den Fall der ^{12}C -Emission aus der $^{58}\text{Ni}+^{58}\text{Ni}$ -Reaktion berichtet [dC98].

Die Daten der unkorrelierten 2α -Emission wurden bereits in [Len96, Len97, Len98b] publiziert. In der vorliegenden Arbeit wurden zusätzlich die ^8Be -Daten ausgewertet und mit denjenigen der unkorrelierten 2α -Emission verglichen.

6.1 Experimenteller Aufbau

Der experimentelle Aufbau am Laboratori Nazionali di Legnaro (LNL) bei Padua (Italien) bestand aus dem γ -Detektor-Array GASP und dem Detektorball zum Nachweis leichter Teilchen, ISIS. Der ^{32}S -Strahl mit einer Energie von $E_L = 130\text{ MeV}$ wurde vom XTU Tandem-Beschleuniger geliefert. Als Target wurde ein $400\frac{\mu\text{g}}{\text{cm}^2}$ dickes ^{24}Mg -Target verwendet.

6.1.1 Das γ -Spektrometer GASP

Das γ -Spektrometer GASP ist ein Ball aus 40 HPGe-Detektoren vom gleichen großvolumigen Typ wie die unter Vorwärtswinkeln ($\theta < 60^\circ$) bei Euroball III verwendeten Detekto-

ren. Jeder der Ge-Detektoren ist einzeln von einer Anti-Compton-Abschirmung umgeben. Die Zwischenräume zwischen den Detektoren werden von 40 BGO-Szintillationsdetektoren ausgefüllt, welche als Anti-Koinzidenz- und Summenenergie-Filter dienen. Die Photopeak-effizienz von GASP beträgt rund 3%.

6.1.2 Der Teilchen-Detektor ISIS

ISIS, der italienische Detektorball zum Nachweis von leichten geladenen Teilchen (LCP) [Far97], besteht aus 40 Si-Detektorteleskopen aus je einem ΔE und einem 4 mm dahinter liegendem E-Detektor. Das Nachweisprinzip ist das unterschiedliche Verhältnis von Energieverlust zu Restenergie für unterschiedliche geladene Teilchen. Dazu werden die Teilchen im hinteren E-Detektor eines ISIS-Teleskops gestoppt, nachdem sie einen Teil ihrer Energie in dem davorliegenden Detektor deponiert haben. Bei Protonen tritt der Fall auf, daß sie nicht im E-Detektor gestoppt werden, sondern dort nur einen Teil ihrer Restenergie verlieren.

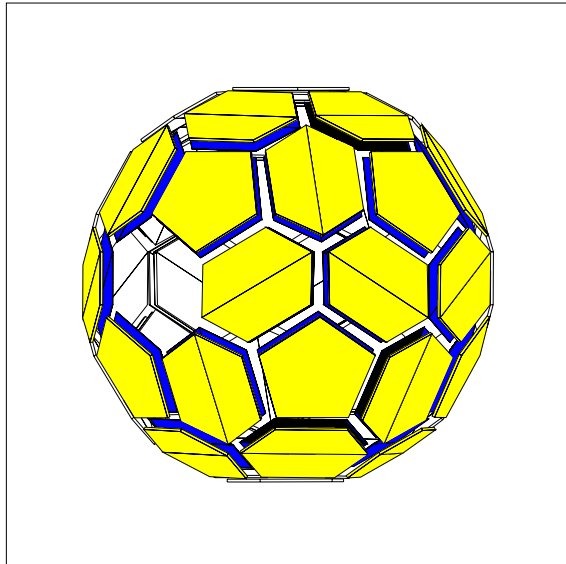


Abbildung 64: Schema-Zeichnung des ISIS-Teilchendetektorballs. Zu sehen sind die zwei unterschiedlichen Formen von Si-Detektoren, Pentagons und Hexagons. Die Rahmen, die die Totzone zwischen den Detektoren und damit die auf 64% reduzierte Abdeckung von 4π ergeben, sind nicht gezeichnet und als Leerraum im Bild zu sehen.

Der von den ISIS-E-Detektoren abgedeckte Raumwinkelbereich ist somit etwa 64% von 4π .

In Abbildung 65 ist die ΔE -E-Korrelation aus der $^{32}\text{S}+^{24}\text{Mg}$ -Messung gezeigt. Reaktionskanäle werden dadurch festgelegt, daß Gates in der Korrelation gesetzt und darin die Multiplizität des gewünschten Teilchens für den zu separierenden Reaktionskanal gefordert wird.

In Abbildung 64 ist eine Schemazeichnung des ISIS-Balls gezeigt. Die Detektorteleskope sind an die Geometrie von GASP angepaßt, so daß die ISIS-Teleskope jeweils direkt vor einem Ge-Detektor liegen. Dadurch wird die Absorption und Streuung der γ -Quanten an den Rahmen der Si-Detektoren minimiert. Der Ball hat die Form eines Polyhedrons, wobei von den 42 Teilen je eines für den Strahlein- und austritt nicht von einem Detektor besetzt ist. Jeder der Si-Detektoren wird von einem Rahmen aus herkömmlichem Leiterplattenmaterial gehalten, wobei eine Totzone von ca. $6^\circ - 7^\circ$ zwischen den Detektoren entsteht. Die Si-Detektoren, hergestellt von Micron Semiconductors (GB), haben eine aktive Dicke von $130 \mu\text{m}$ (ΔE) bzw. $1000 \mu\text{m}$ (E) und eine Fläche von jeweils 10.2 cm^2 . Die Raumwinkelabdeckung der Detektoren beträgt jeweils 0.23 sr (ΔE) bzw. 0.20 sr (E), wobei der Abstand des ΔE -Detektors zum Targetmittelpunkt 6.7 cm beträgt. Das entspricht einem Öff-

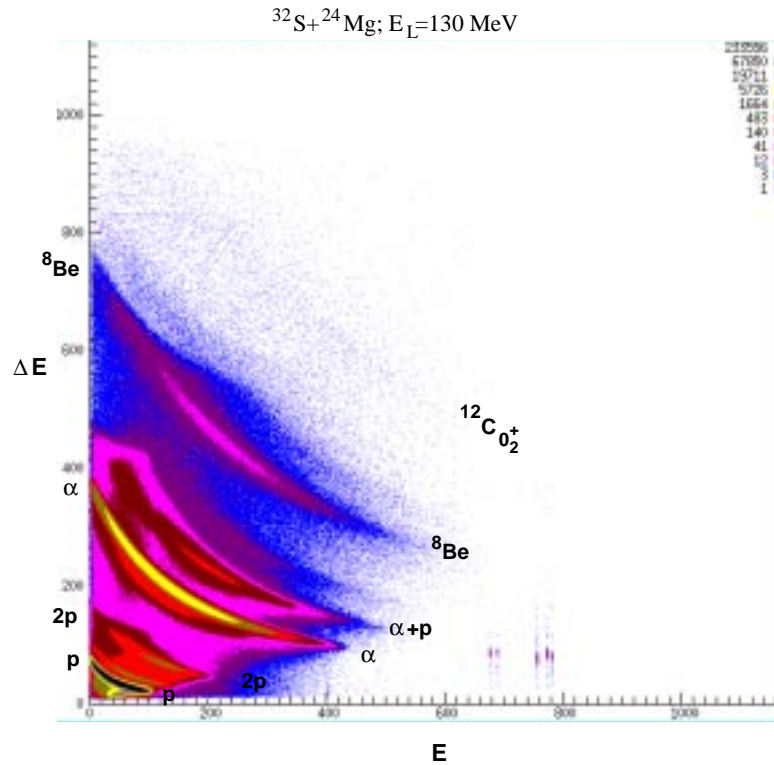


Abbildung 65: Teilchenidentifizierung im ISIS- ΔE - E -Diagramm. Für das gezeigte Korrelationsdiagramm wurden die ΔE - E -Einzelkorrelationen der 40 Detektoren aufeinander angepaßt. Zu sehen sind die Äste, die charakteristisch für die verschiedenen Teilchensorten sind. Treffen zwei Teilchen innerhalb der Sammelzeit eines Ereignisses denselben Detektor, gibt es ein Pile-Up-Signal mit jeweils der Summe von ΔE und E beider Teilchen. Das Zurücklaufen z.B. des p-Ästes kommt zustande, wenn höherenergetische Protonen nicht im E -Detektor gestoppt werden. Eine eindeutige Identifikation ist aber dennoch möglich. Die Struktur bei den Kanalnummern $E \approx 650 - 800$, $\Delta E \approx 0 - 200$ ist durch elektronische Störeffekte verursacht.

6.2 γ -Yields für ${}^8\text{Be}$ - und 2α -Trigger

Zur Untersuchung des Unterschieds in der Bevölkerung bei Fusions-Verdampfungs- und Fusions-Spaltungsreaktionen wurde ${}^{48}\text{Cr}$ als Folgekern in der ${}^{32}\text{S}+{}^{24}\text{Mg}$ -Reaktion gewählt. Hier tritt der leichteste binäre Spaltkanal mit Emission von ${}^8\text{Be}$ aus ${}^{56}\text{Ni}$ auf, der mit der Emission von zwei α -Teilchen konkurriert. Weiterhin wurde als Folgekern der Reaktion ${}^{47}\text{V}$ untersucht. Dieser Kern wird durch zusätzliche Emission eines Protons aus ${}^{48}\text{Cr}$ bevölkert.

Die Emission von ${}^8\text{Be}$ in seinem Grundzustand, der mit 92 keV ungebunden ist, ist der Detektion zugänglich als korrelierte Emission zweier α -Teilchen. Diese werden aufgrund der Zerfallsenergie auf einem Kegel mit einer Öffnung von ca. 6° im Laborsystem emittiert und simultan in einem der 40 ISIS-Detektoren registriert. Aufgrund des Öffnungswinkels der ISIS-Zähler von ca. 29° und dem Freiraum zwischen zwei Zählern aufgrund der Rahmen

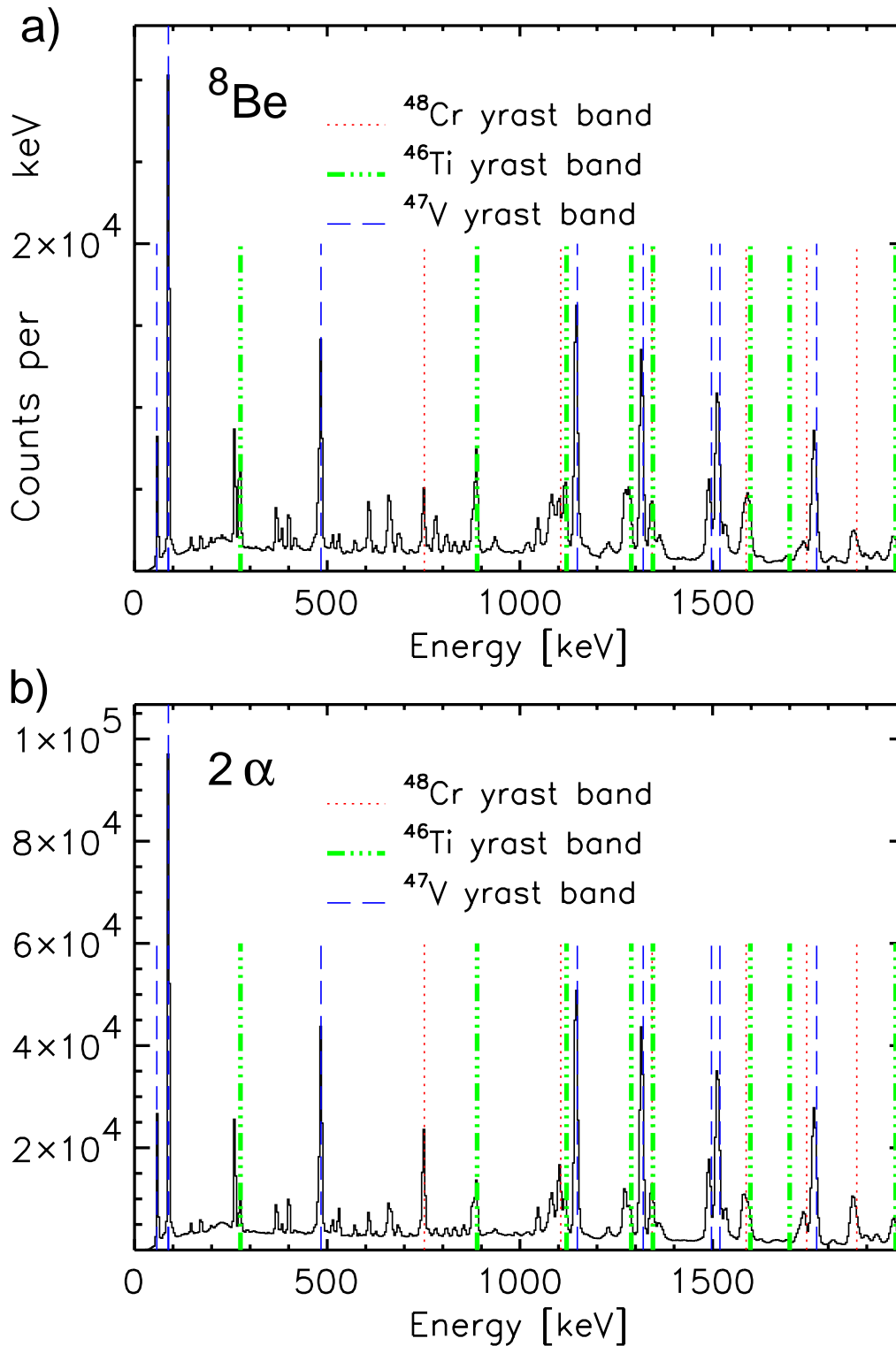


Abbildung 66: Vergleich der γ -Projektionen für verschiedene Teilchen-Trigger für ^8Be und zwei α -Teilchen. Es sind der Übersichtlichkeit halber nur die Übergänge innerhalb der Grundzustandsbanden gekennzeichnet.

a) γ -Spektrum für ein Teilchen-Gate auf ^8Be .

b) γ -Spektrum für ein Teilchen-Gate auf zwei α -Teilchen.

der Si-Detektoren von ca. 7° , werden diese beiden α -Teilchen als Pile-Up zweier, den selben Detektor treffenden, α -Teilchen registriert. Das Verhältnis der ΔE -Signale von α -Teilchen, ^8Be und ^7Li beträgt ungefähr 16/32/63 bei einer gegebenen Summen-Energie, wobei $\Delta E \propto MZ^2/E$ gilt. Die Li-Isotope werden von einer $12\ \mu\text{m}$ dicken Aluminium-Folie absorbiert und können daher nicht registriert werden; diese ist zum Schutz der Detektoren vor den in der Reaktion freigesetzten δ -Elektronen und vor den elastisch gestreuten ^{32}S -Ionen vor jedem Detektorteleskop angebracht.

Eine Möglichkeit, die Emission von ^8Be aus dem angeregten 2^+ -Zustand bei 3.04 MeV nachzuweisen, ist die Detektion von zwei α -Teilchen in benachbarten Detektoren. Die Prozedur des Nachweises der zwei α -Teilchen in zwei benachbarten ISIS-Detektoren wurde getestet (siehe Abschnitt 6.2.2, S. 95), aber aufgrund der in diesem Falle zu schwachen Statistik nicht in die Endauswertung der Daten mit einbezogen.

Zunächst seien an dieser Stelle die Teilchen- γ -Projektions-Spektren betrachtet. Abbildung 66 zeigt die γ -Spektren für ein Teilchen-Gate auf ^8Be (a) und für zwei α -Teilchen (b). Man sieht den deutlichen Unterschied der Populationen der drei zur Demonstration ausgewählten Kerne ^{48}Cr , ^{47}V und ^{46}Ti . Die Spektren sind so normiert, daß die Linien von ^{47}V , welches die stärksten Linien zeigt, in beiden Spektren in etwa auf gleicher Höhe liegen. Man erkennt deutlich die Unterschiede in der Population von ^{48}Cr und ^{46}Ti relativ zu ^{47}V .

Dies führt zu der ersten, wichtigen Schlußfolgerung dieser Betrachtung, nämlich, daß es zweifellos einen Unterschied in der Population der Folgekerne der Reaktion bei unterschiedlichen Teilchentriggern gibt. ^8Be führt weniger Energie aus dem Compoundkern ab als zwei α -Teilchen und führt damit zu einem stärker angeregten ^{48}Cr , welches dann mit höherer Wahrscheinlichkeit durch nachfolgende Emission eines oder zweier Protonen in ^{47}V oder ^{46}Ti weiterzerfällt. Diese verstärkte Population von ^{47}V und ^{46}Ti im Vergleich zu ^{48}Cr für den Fall des Teilchentriggers auf ^8Be ist ebenso wie die Verstärkung von ^{46}Ti gegenüber ^{47}V in Abbildung 66 deutlich zu sehen. Wenn das als ^8Be -Signal in der ΔE -E-Korrelation identifizierte Signal ein rein zufälliger Pile-Up von zwei α -Teilchen wäre, dürfte kein so deutlich sichtbarer Unterschied in den γ -Spektren auftreten. Ein gewisser Anteil an zufälligen Pile-Up-Ereignissen ist aber dennoch zu erwarten. Mit der Abschätzung dieses Anteils beschäftigt sich der nächste Abschnitt.

6.2.1 Abschätzung der zufälligen 2α -Koinzidenzrate

Ein wichtiger Aspekt in der Identifikation von ^8Be ist die Bestimmung des Untergrunds von zufälligen Koinzidenzen von zwei α -Teilchen, die als **ein** Ereignis in einem der 40 ISIS-Zähler im ^8Be -Ast in der ΔE -E-Korrelation (siehe Abbildung 65, S. 91) registriert werden. Diese beiden zufälligen α -Teilchen können entweder (i) vom gleichen Ereignis oder (ii) von zwei aufeinanderfolgenden Ereignissen stammen, wobei in jedem Ereignis ein α -Teilchen innerhalb der Anstiegszeit der Elektronik $\Delta t \approx 0.1\ \mu\text{s}$ emittiert werden muß (Pile-Up-Ereignisse).

Die zufällige Rate des letzteren Typs, kann abgeschätzt werden durch den Ausdruck

$$R_{2\alpha}^d = R_\alpha \cdot R_\alpha \cdot \Delta t \quad (39)$$

Dabei ist R_α die absolute Rate für den Nachweis eines einzelnen α -Teilchens. Aus den im Experiment gemessenen Absolutraten $R_\alpha = 488$ cps (counts/sec), $R_{2\alpha}^d = 0.024$ cps und $R_{Be} = 9.95$ cps (summiert über alle N=40 ISIS-Teleskope) ergibt sich der (kleine) Untergrund zu $R_{2\alpha}^d/R_{Be} \simeq 0.24\%$, wobei R_{Be} nicht auf enthaltene Untergrundereignisse korrigiert ist. Für den unter den kleinsten Streuwinkeln im Vorwärtsbereich befindlichen Ring von ISIS-Detektoren, der die höchste Zählrate (96% im Falle des Nachweises von zwei α -Teilchen) zeigt, kann der Untergrund für einen einzelnen Detektor mit $R_\alpha = 77.9$ cps und $R_{2\alpha}^d/R_{Be} \simeq 0.04\%$ angegeben werden

Der Untergrund zufälliger Ereignisse vom erstgenannten Typ aufgrund zweier sequentiell emittierter α -Teilchen, die denselben Detektor treffen und somit als ${}^8\text{Be}$ interpretiert werden, kann abgeschätzt werden, indem man die α -Multiplizitätsverteilung der Reaktion und den Öffnungswinkel sowie die Effizienz der einzelnen Detektoren betrachtet. Die mittlere α -Multiplizität betrug im vorliegenden Falle ca. 1.05. Als Referenzpunkt der Betrachtung werden die experimentell beobachteten α - α -Koinzidenzen in zwei verschiedenen ISIS-Teleskopen gewählt. Dieser Referenzpunkt dient der Festlegung der α -Multiplizität auf $M_\alpha = 2$ (mit einem sehr geringen Anteil an höheren α -Multiplizitäten), d.h. die folgende Betrachtung ist damit entkoppelt von Effekten hinsichtlich der Multiplizitätsverteilung der registrierten LCP. Für eine erste Abschätzung wird angenommen, daß die α -Teilchen isotrop aus dem Compoundkern emittiert werden, d.h. Fokussierungen aufgrund der Kinematik werden hierbei zunächst nicht berücksichtigt. Es gibt daher $\binom{40}{2}$ Möglichkeiten, daß diese beiden α -Teilchen zwei ISIS-Detektoren treffen. Das entspricht der halben Matrix von $N \times N$ Möglichkeiten, wo $N = 40$ die Zahl der Detektoren ist, abzüglich der Diagonalen in dieser Matrix, die den Fall von zwei α -Teilchen, die in denselben Detektor gestreut werden, also den Untergrund zu den ${}^8\text{Be}$ -Ereignissen, ergeben. Dieser Teil der Matrix hat $N(N-1)/2 = 780$ Elemente. Die zugehörige integrale Teilchenrate ist $3.0 \cdot 10^6$, gemessen als α - α -Koinzidenzen in 30.7 Stunden Strahlzeit. Die absolute Untergrundrate in den 40 Diagonal-Elementen (entsprechend den 40 Zählern) in der Matrix ist gegeben durch $40/780 \times 3 \cdot 10^6$ und zu skalieren mit den $1.1 \cdot 10^6$ gemessenen ${}^8\text{Be}$ -Ereignissen. Daraus ergibt sich ein Wert von 14% als Untergrund in der ${}^8\text{Be}$ -Rate aufgrund zufälliger 2α -Koinzidenzen im selben Detektor. Dieser Wert ist unabhängig von der aufgrund der Geometrie gegebenen Effizienz für den Nachweis eines einzelnen Teilchens. Allerdings wurde in der obigen Überlegung zunächst durch die Annahme einer isotropen Emission der α -Teilchen die Vorwärtsfokussierung der α -Emission aufgrund der inversen Kinematik der Reaktion ${}^{32}\text{S} + {}^{24}\text{Mg}$ vernachlässigt. Ein weiterer Effekt hat hier berücksichtigt zu werden, nämlich die Korrelation im Schwerpunkts-Streuwinkel des zweiten emittierten α -Teilchens mit Maxima bei $\theta_{c.m.} = 0^\circ$ und 180° . Die erhöhten Zählraten bei $\theta_{c.m.} = 0^\circ$ und 180° können allerdings nicht detektiert werden, da sich bei $\theta_{c.m.} = 0^\circ$ die Öffnung für den Strahlaustritt befindet und die nach $\theta_{c.m.} = 180^\circ$ emittierten Teilchen wegen ihrer niedrigen Energie im Laborsystem unter die Nachweisschwelle fallen. Zudem werden die beiden α -Teilchen verstärkt in einer Emissions-Ebene emittiert. Dies spiegelt sich wieder in der Tatsache, daß im Falle der Detektion von genau zwei α -Teilchen diese bevorzugt in, relativ zur Strahlachse entgegengesetzten, ISIS-Teleskopen nachgewiesen werden (30% der Rate der zweiten registrierten α -Teilchen werden im entgegengesetzten Detektor des

gleichen Rings nachgewiesen). Durch diesen Effekt wird die unter der Annahme der isotropen α -Emission zu 14% abgeschätzte zufällige Untergrundrate in den ^8Be -Ereignissen um etwa den Faktor 2 auf 7% reduziert.

6.2.2 $^{24}\text{Mg}(^{32}\text{S}, ^{48}\text{Cr})^8\text{Be}$

Das Hauptanliegen der in diesem Abschnitt beschriebenen Arbeit ist der Test der Selektivität der ^8Be -Emission als Trigger für die γ -Spektroskopie. Um diese Zielsetzung zu verfolgen, muß die Struktur des gewählten Kerns zumindest im wesentlichen bekannt sein. Hier soll daher das für ^{48}Cr aktuellste Niveauschema [Bra98] Verwendung finden, das in Abbildung 67 gezeigt ist. Ähnliche Überlegungen gelten für die ebenfalls untersuchten Kerne ^{47}V (Abschnitt 6.2.3, S. 101) und ^{44}Ti (Abschnitt 6.2.4, S. 106), die mit einer hohen Wahrscheinlichkeit in der gleichen Reaktion unter Emission von einem zusätzlichen Proton bzw. α -Teilchen bevölkert werden.

An dieser Stelle sei angemerkt, daß vor allem die hier verwendeten Niveauschemata von ^{48}Cr und ^{47}V besonders im Bereich der Seitenbanden und bei hohen Spins nicht als endgültig gesichert angesehen werden und weitere Übergänge innerhalb und auch in die Seitenbanden hinein als wahrscheinlich angesehen werden [Bra98, Cam98, Len99].

Da der wesentliche Punkt bei der hier durchgeführten Untersuchung die Unterscheidung der Eigenschaften der Grundzustandsbande und 1. Seitenbande ist, seien an dieser Stelle zunächst einige grundsätzliche Bemerkungen zu ^{48}Cr gemacht:

Die Grundzustandsbande von ^{48}Cr basiert auf der Kopplung von 4 Neutronen und 4 Protonen in der $f7/2$ -Schale. Daher ist die Obergrenze für den Spin der Niveaus in der Grundzustandsbande $16\hbar$. Das ist der Höchstwert, der mit 8 Valenzteilchen außerhalb des $N=Z=20$ -Kerns erreicht werden kann. Ein Backbend tritt bei einem Spinwert von $10\hbar$ auf. Das Nilssonendiagramm für diese Massengegend ist in Abbildung 9 (S. 21) gezeigt. Man sieht, daß eine Konfigurationsmischung mit der $d3/2^+$ -Schale zu Deformationen führen kann und den Rotationscharakter der Yrast-Niveaus von ^{48}Cr bis zu einem Spin von $16\hbar$ bestimmt. Das Nilssonendiagramm zeigt auch die Möglichkeit, durch Anregung eines Teilchens aus dem $(303)K=7/2^-$ -Orbital in das $(440)K=1/2^+$ -Orbital der $g9/2$ -Schale eine Bande mit negativer Parität zu erhalten. Für die $K=4^-$ -Bande wird eine größere Deformation als für die Grundzustandsbande erwartet.

Für die Grundzustandsbande wurde aus Lebensdauermessung eine Deformation von $\beta_2 = 0.28$ in der Nähe des Grundzustands, d.h. bei niedrigen Spinwerten, bestimmt, die bis auf $\beta_2 = 0.1$ in der Nähe des Bandenabschlusses bei $I = 16^+$ abfällt [Bra98]. Hierbei ändert sich die Deformationsform des Kerns von prolat-deformiert bei $\beta_2 = 0.28$ über triaxial deformiert bis nahezu sphärisch symmetrisch bei $\beta_2 = 0.1$. Dieser Abfall der Deformation erklärt sich durch die relativ kleine Anzahl von Nukleonen in der $1f7/2$ -Schale, so daß es nicht möglich ist, kollektive Zustände bei hohen Drehimpulsen zu erhalten. Im Falle der negativen Seitenbande liegt aufgrund der Mischung mit der $g9/2$ -Schale auch bei höheren Drehimpulsen eine größere Kollektivität vor. Da bei jeweils niedrigen Spins die Deformation in der Grundzustands- und Seitenbande ähnlich ist, ist in der Nähe der jeweiligen Bandenabschlüsse in der Seitenbande eine wesentlich größere Deformation zu

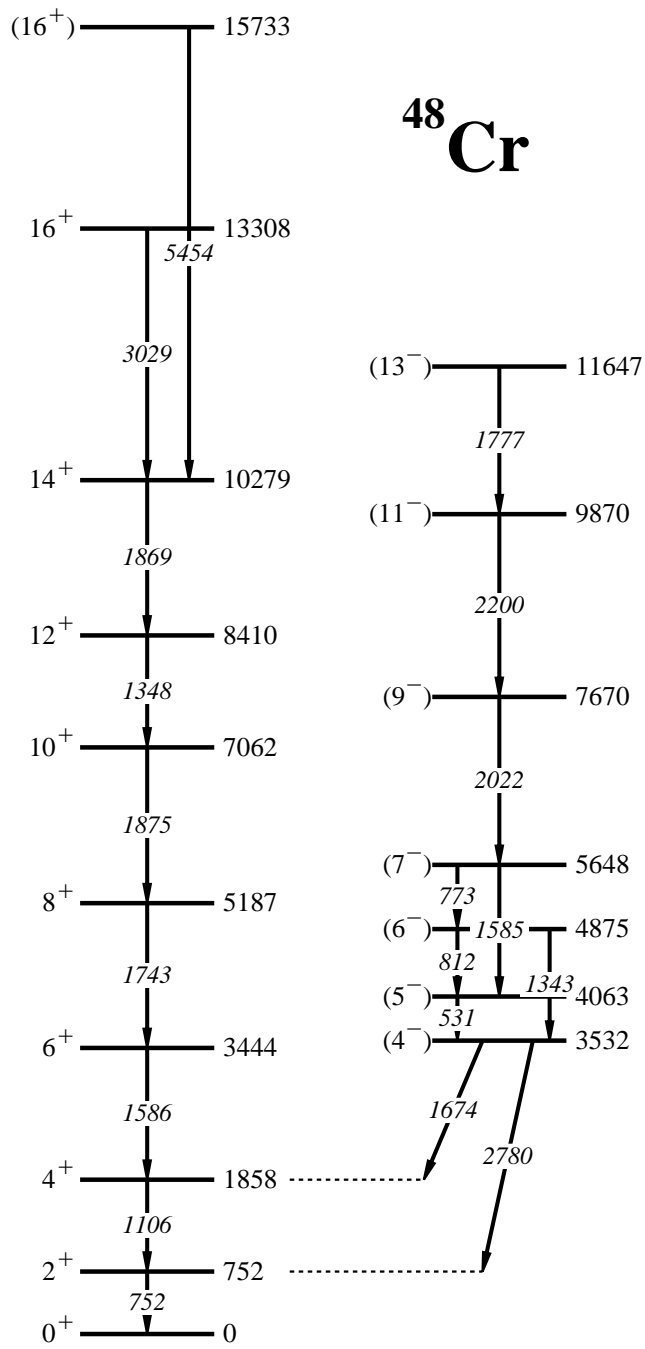


Abbildung 67: Niveauschema für ^{48}Cr [Bra98].

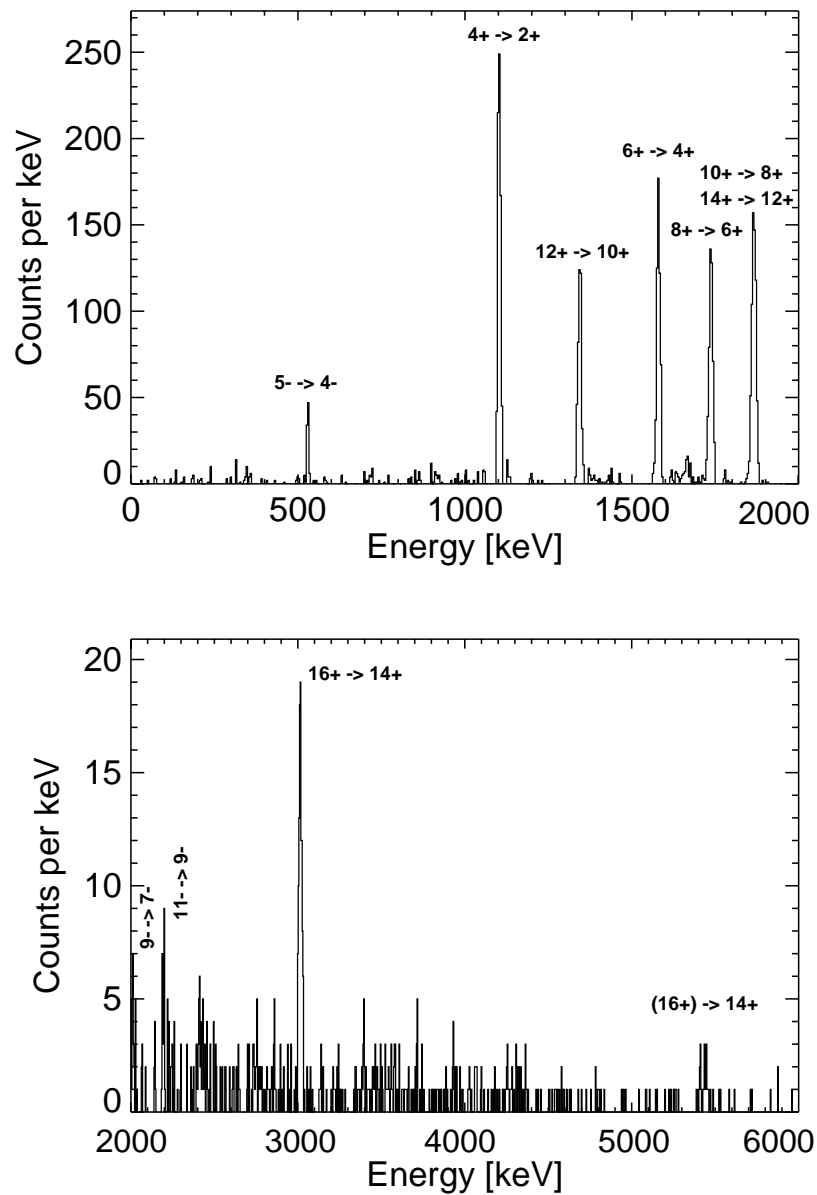


Abbildung 68: Untergrundkorrigiertes γ - γ -Spektrum mit Teilchentrigger auf ^8Be in der ΔE - E -Korrelation (siehe Abbildung 65, S. 91). Ein γ -Gate wurde auf den untersten Übergang in der Grundzustandsbande von ^{48}Cr ($2^+ \rightarrow 0^+$, 752 keV) gesetzt. Zu sehen sind am stärksten die Übergänge innerhalb der Grundzustandsbande, aber auch die Übergänge innerhalb der 4^- -Seitenbande, sowie Verbindungsübergänge zwischen den beiden Banden.

erwarten. Das ist ein wichtiger Punkt in der Argumentation bzgl. der Deformation, da der Folgekern, hier ^{48}Cr , nicht in der Nähe des Grundzustandes, sondern in höheren Niveaus und damit bei höheren Drehimpulsen bevölkert wird.

Bei der Analyse der Daten muß nun eine Methode entwickelt werden, um die Stärke der Bevölkerung der Banden in ^{48}Cr bei unterschiedlichen Bedingungen hinsichtlich der Emission leichter Teilchen aus dem Compoundkern zu quantifizieren. Zunächst wird der Teilchenraum durch Gates in der ΔE - E -Korrelation des ISIS-Balls auf die exklusive Emission²⁶ von zwei α -Teilchen bzw. ^8Be eingeschränkt. Aus den so erhaltenen γ -Spektren (siehe Abbildung 66, S. 92) werden die Übergangsstärken bestimmt. Dazu wird im allgemeinen zur weiteren Säuberung des Datenraums in Fällen, in denen die zu untersuchenden Banden einen tief liegenden gemeinsamen Übergang haben, ein Gate auf diesen gesetzt, und die Übergangsstärken werden im γ - γ -Spektrum bestimmt. Bei ^{48}Cr scheint der $2^+ \rightarrow 0^+$ -Übergang der Grundzustandsbande auch immer bei der Abregung der Seitenbande durchlaufen zu werden. In diesem speziellen Fall ist diese Methode jedoch nicht anwendbar, da der 4^- -Zustand der Seitenbande eine Lebensdauer von ca. 4 ns hat. Innerhalb dieser Lebensdauer bewegt sich der ^{48}Cr -Kern etwa 12 cm vom Reaktionspunkt (=Targetmittelpunkt) weg. Dies bedeutet, daß die Korrektur der Dopplerverbreiterung für die Ge-Detektoren, deren Achsen einen signifikant von 90° verschiedenen Winkel zur Flugbahn des ^{48}Cr -Kerns einnehmen, sehr schlecht ist, da der Winkel zwischen dem γ -Quant und dem ansprechenden Ge-Zähler sich wesentlich von dem rekonstruierten unterscheidet. Daß in dem Spektrum in Abbildung 68 dennoch Übergänge innerhalb der Seitenbande zu sehen sind, liegt daran, daß die Ge-Detektoren, die einen Winkel von annähernd 90° zur Flugbahn des γ -emittierenden Kerns einnehmen, keine Dopplerverschiebung des γ -Quants sehen und daher mit einer scharfen Linie zum Gesamtspektrum beitragen. Aus diesem Grund wurden die Übergangsstärken ohne zusätzliche γ -Einschränkung aus dem Teilchen-gegateten Spektrum extrahiert.

Zunächst soll die Population höherer Zustände innerhalb der Grundzustandsbande betrachtet werden. Abbildung 69 zeigt die Übergangsstärken innerhalb der Grundzustandsbande jeweils normiert auf die Stärke des $2^+ \rightarrow 0^+$ -Übergangs. Die Unterschiede zwischen den 2α - und ^8Be -gegateten Übergangsstärken betragen für die Übergänge $4^+ \rightarrow 2^+$ (1106 keV) und $8^+ \rightarrow 6^+$ (1743 keV) $< 10\%$. Für die höherliegenden Übergänge $10^+ \rightarrow 8^+$ (1875 keV) und $14^+ \rightarrow 12^+$ (1869 keV), die zusammen ein Doublett ausbilden, sowie $16^+ \rightarrow 14^+$ (3029 keV) sind die Werte für den Fall des ^8Be -Triggers um 25 – 30% größer. Aus den, im Vergleich zu den anderen, sehr großen Werten für die Fälle $6^+ \rightarrow 4^+$ (1586 keV) und $12^+ \rightarrow 10^+$ (1348 keV) kann nicht unmittelbar eine Schlußfolgerung gezogen werden. Hier ist zu beachten, daß in beiden Fällen eine Überlagerung mit Linien der Seitenbande ($7^- \rightarrow 5^-$ (1585 keV) bzw. $6^- \rightarrow 4^-$ (1343 keV)) auftritt. Außerdem gibt es in diesem Energiebereich Übergänge von ^{46}Ti , das, wie in Abbildung 66 (S. 92) gesehen, auch ein starker Kanal bei dieser Reaktion ist. Dies stellt den stärksten Beitrag zu diesen stark erhöhten Verhältnissen dar, wohingegen ersteres Argument nur zu wenigen Prozent zu der Erhöhung beitragen sollte.

Wir stellen also aufgrund der Verhältnisse für die Übergänge $16^+ \rightarrow 14^+$ (3029 keV), $14^+ \rightarrow 12^+$ (1869 keV) und $10^+ \rightarrow 8^+$ (1875 keV) fest, daß höhere Zustände in der

²⁶Exklusive Sortierung meint, daß bei der Detektierung eines zusätzlichen Teilchens das Ereignis verworfen wird.

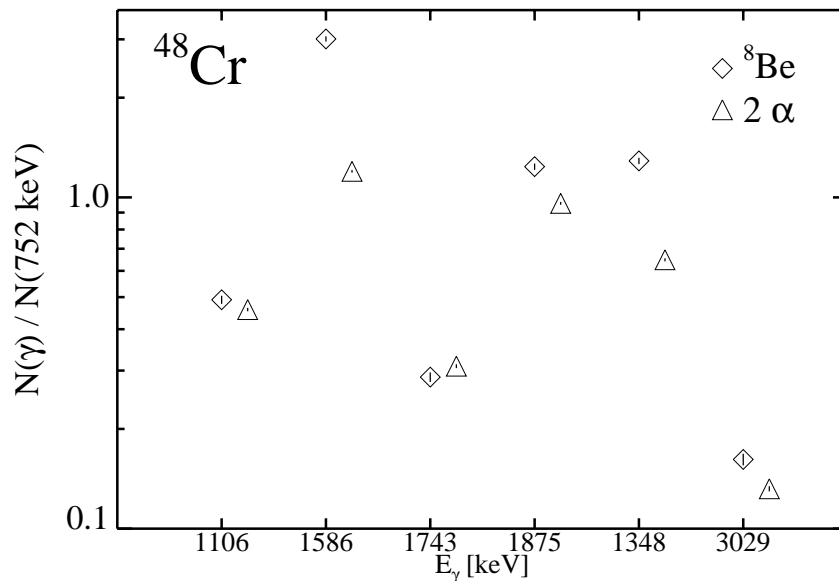


Abbildung 69: Verhältnisse der Übergangsstärken in ^{48}Cr innerhalb der Grundzustandsbande mit Teilchen-Beschränkung auf 2α 's und ^8Be . Die Verhältnisse sind jeweils auf die Stärke der 752 keV-Linie ($2^+ \rightarrow 0^+$) normiert. Die Übergangsenergien entsprechen denjenigen in Abbildung 67. Die γ -Übergänge sind durch ihre Energie gekennzeichnet. Die eingezeichneten Fehler (innerhalb der Symbole als Striche zu sehen) ergeben sich aus den statistischen Fehlern der einzelnen γ -Linien. Die Reihenfolge der aufgetragenen Energien entspricht aufsteigenden Drehimpulswerten innerhalb der Grundzustandsbande.

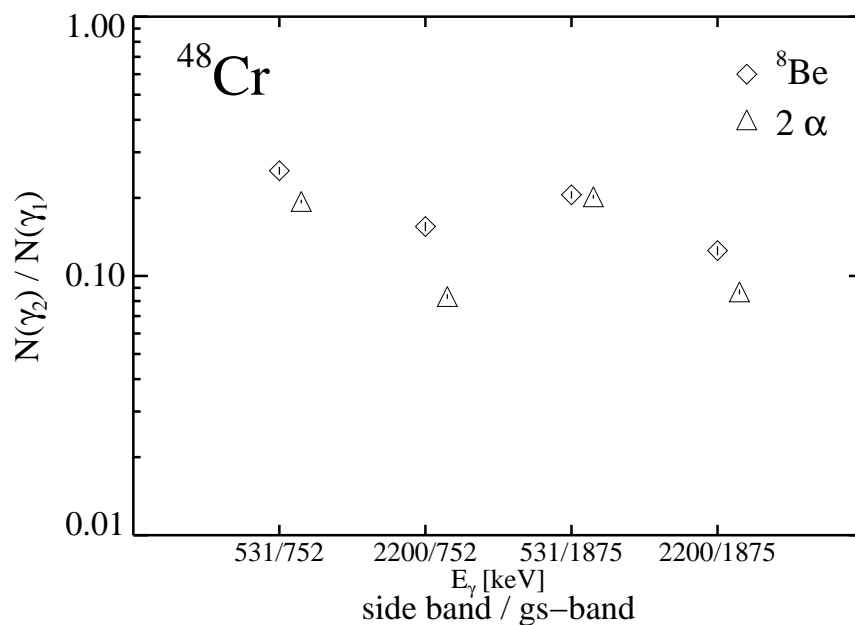


Abbildung 70: Verhältnisse der Übergangsstärken zwischen der Seitenbande und der Grundzustandsbande in ^{48}Cr für ^8Be - und 2α -Trigger. Notation und angegebene Fehler entsprechen denen in Abbildung 69.

Grundzustandsbande mit höherer Wahrscheinlichkeit bevölkert werden, wenn nicht zwei unkorrelierte α -Teilchen, sondern ${}^8\text{Be}$ emittiert wird.

Die nächste Stufe der Betrachtung vergleicht die Bevölkering der Seitenbande relativ zu der Grundzustandsbande für die 2α - und ${}^8\text{Be}$ -Emissionspfade. Abbildung 70 zeigt in ähnlicher Weise wie Abbildung 69 den Vergleich der Übergangsstärken zwischen Seiten- und Grundzustandsbande. Dabei ist jeweils eine Übergangsstärke in der Seitenbande ($5^- \rightarrow 4^-$ (531 keV, M1-Übergang) und $11^- \rightarrow 9^-$ (2200 keV)) auf einen Übergang in der Grundzustandsbande ($2^+ \rightarrow 0^+$ (752 keV) und $10^+ \rightarrow 8^+$ (1875 keV), $14^+ \rightarrow 12^+$ (1869 keV)) normiert. Zu sehen ist eine klare Verstärkung im Falle des ${}^8\text{Be}$ -Triggers (ca. 1.4 – 1.9) für die γ -Übergänge in der $K = 4^-$ -Seitenbande. Diese Verstärkung wird gedeutet als die bevorzugte Emission von ${}^8\text{Be}$ aus stark deformierten Banden und die entsprechende bevorzugte Bevölkering von stark deformierten Zwischenkernen. Der Unterschied in diesen zwei relativen Verstärkungen kann erklärt werden durch die zuvor gefundene Verstärkung des 1875 keV-Doublets. Der $5^- \rightarrow 4^-$ -Übergang (531 keV) zeigt nur eine kleine Verstärkung von 1.3 relativ zum $2^+ \rightarrow 0^+$ -Übergang und nahezu keine Verstärkung relativ zum 1875 keV-Doublet.

Weitere als die in den Abbildungen 69 und 70 benutzten Übergänge in ${}^{48}\text{Cr}$ konnten in der vorgestellten Systematik nicht verwendet werden, da für diese Methodik eine sauberer Fit der Linien im γ -Spektrern unbedingt erforderlich ist und die nicht benutzten Linien aufgrund der nicht möglichen Einschränkung der Daten auf die ${}^{48}\text{Cr}$ -Ereignisse nicht mit hinreichender Genauigkeit bestimmt werden konnten.

Ein ähnlicher Fall der verstärkten Bevölkering einer Seitenbande im binären Zerfall ist bekannt in ${}^{28}\text{Si}$ ($K=0_3^+$ -Bande) [San94].

Der 2^+ -Zustand von ${}^8\text{Be}$ Falls der ${}^8\text{Be}$ -Kern in seinem ersten angeregten 2^+ -Zustand vorliegt, werden die beiden α -Teilchen in einem wesentlich breiteren Konus emittiert. Der Öffnungswinkel errechnet sich aus der Anregungsenergie von 3.04 MeV für den 2^+ -Zustand zu ca. 30° bei einem Streuwinkel von ${}^8\text{Be}$ von 15° . Bei größeren Streuwinkeln wächst dieser Öffnungswinkel an. Allerdings zeigt sich im Experiment, daß über 90% der α 's in den ersten Ring des ISIS-Balls emittiert werden und damit einen Emissionswinkel zwischen 15° und 45° haben. Daher ist es mit einer nicht zu vernachlässigenden Wahrscheinlichkeit möglich, daß die beiden α -Teilchen aus dem Aufbrechen des ${}^8\text{Be}$ in zwei benachbarten Detektoren registriert werden. Dafür ist ein Unterschied $\Delta\theta$ im Emissionswinkel der beiden α -Teilchen zwischen 7° (aufgrund der Detektorrahmen) und 66° (falls die beiden Teilchen an den am weitesten voneinander entfernten Punkten zweier benachbarten Detektoren einfallen) notwendig. Um dieses Verhalten zu untersuchen, wurde in einer Sortierung mit der Forderung, daß genau zwei α 's in zwei verschiedenen Detektoren nachgewiesen werden, die zusätzliche Abfrage implementiert, ob diese beiden Einzelzähler aneinander angrenzen (dies ist durch die vorgegebene Nummerierung der Zähler möglich). Diese Einschränkung ergibt jedoch keine grundlegend andere Information.

Die beiden α -Teilchen, in die das ${}^8\text{Be}$ nach seiner Lebensdauer von 0.07 ps zerfällt, teilen sich im Schwerpunktsystem des zerfallenden ${}^8\text{Be}$ die freiwerdende Zerfallsenergie des Grundzustands von 92 keV sowie evtl. vorhandene Anregungsenergie des ${}^8\text{Be}$ (der erste angeregte Zustand im ${}^8\text{Be}$ liegt bei 3.04 MeV) zu gleichen Teilen auf, die in kinetische Energie

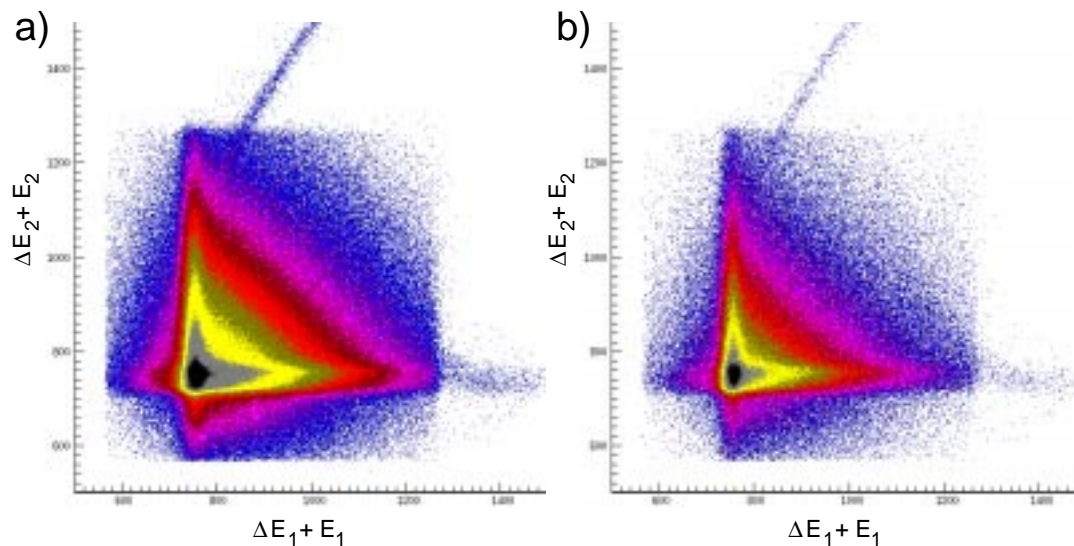


Abbildung 71: Summe der ΔE - und E -Signale für die Detektion von zwei α -Teilchen in zwei verschiedenen Detektoren (a) und zusätzlicher Forderung, daß diese beiden Detektoren aneinander angrenzen müssen (b).

umgesetzt werden. Abbildung 71 zeigt für das Laborsystem die Energiesumme jeweils des ΔE - und E -Signals der beiden Teilchen für die Fälle des Nachweises zweier α -Teilchen (a) in verschiedenen Detektoren ohne weitere Einschränkung und (b) in nebeneinander liegenden Detektoren gegeneinander aufgetragen. Man sieht, daß es keinen wesentlichen Unterschied zwischen beiden Verteilungen gibt. Im Laborsystem erhält man gleiche Energien beider α -Teilchen für diejenigen ^8Be -Zerfälle, bei denen die α 's senkrecht zur Flugrichtung des ^8Be emittiert werden. Um nun dieses scharfe Kriterium für die Auswahl von ^8Be -Ereignissen zu verwenden, wurde in der Summenenergie-Korrelation in Abbildung 71 ein Gate auf die Winkelhalbierende (± 50 Kanäle) gesetzt. In Abbildung 72 sind neben dem so erhaltenen γ -Spektrum (d) auch diejenigen aus den drei anderen möglichen Einzelsortierungen, also Teilchen-Gate auf ^8Be (a), zwei α -Teilchen in zwei verschiedenen Detektoren (b) und zwei α -Teilchen in benachbarten Detektoren ohne Einschränkung bezüglich der Energien (c), dargestellt. Aus Gründen der Übersichtlichkeit sind in den Spektren nur die Linien der Grundzustandsbanden markiert. Man sieht die deutlichen Unterschiede in den Stärken der Linien u.a. für ^{47}V und ^{46}Ti im Vergleich zu ^{48}Cr . Ähnlich sind dabei die Spektren für die ^8Be - (a) und die 2α -Sortierung mit Einschränkung auf die benachbarten Zähler und gleiche Energiesumme der beiden α -Teilchen (d). Ebenso sind die Spektren der beiden anderen Sortierungen, zwei α 's in verschiedenen Zählern (b) und zwei α 's in benachbarten Zählern aber ohne Forderung nach gleichen Energiesummen der beiden α -Teilchen (c), ähnlich.

6.2.3 $^{24}\text{Mg}(^{32}\text{S}, ^{47}\text{V} + \text{p})^8\text{Be}$

Analoge Untersuchungen wie für ^{48}Cr wurden auch für ^{47}V durchgeführt. ^{47}V wird über ^{48}Cr durch die Emission eines zusätzlichen Protons mit hoher Wahrscheinlichkeit bevölkert.

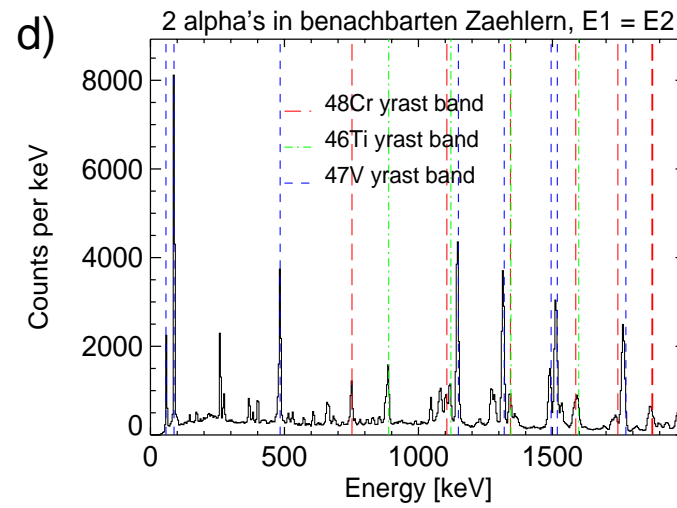
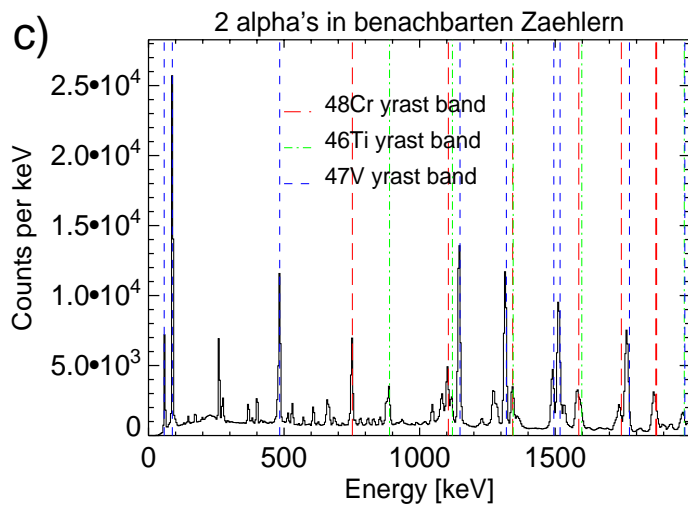
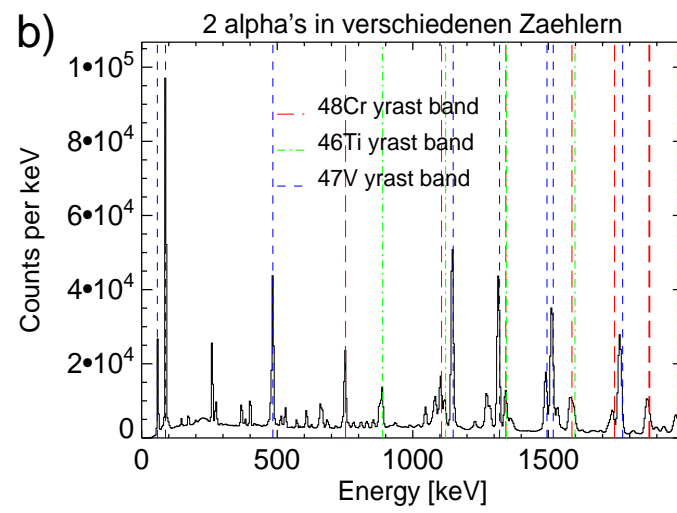
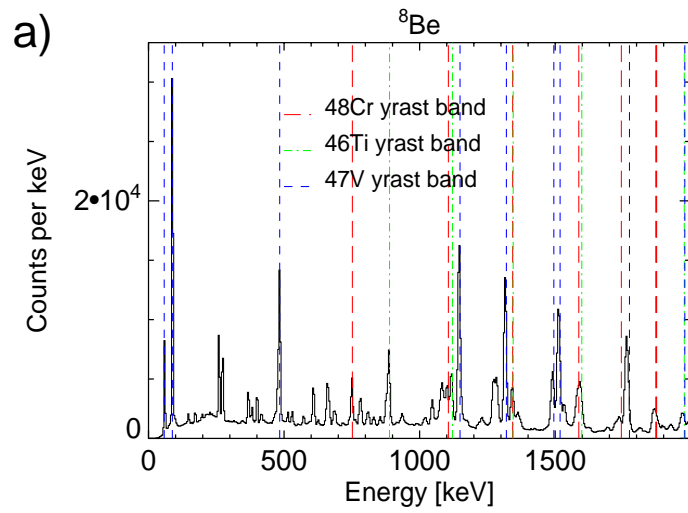
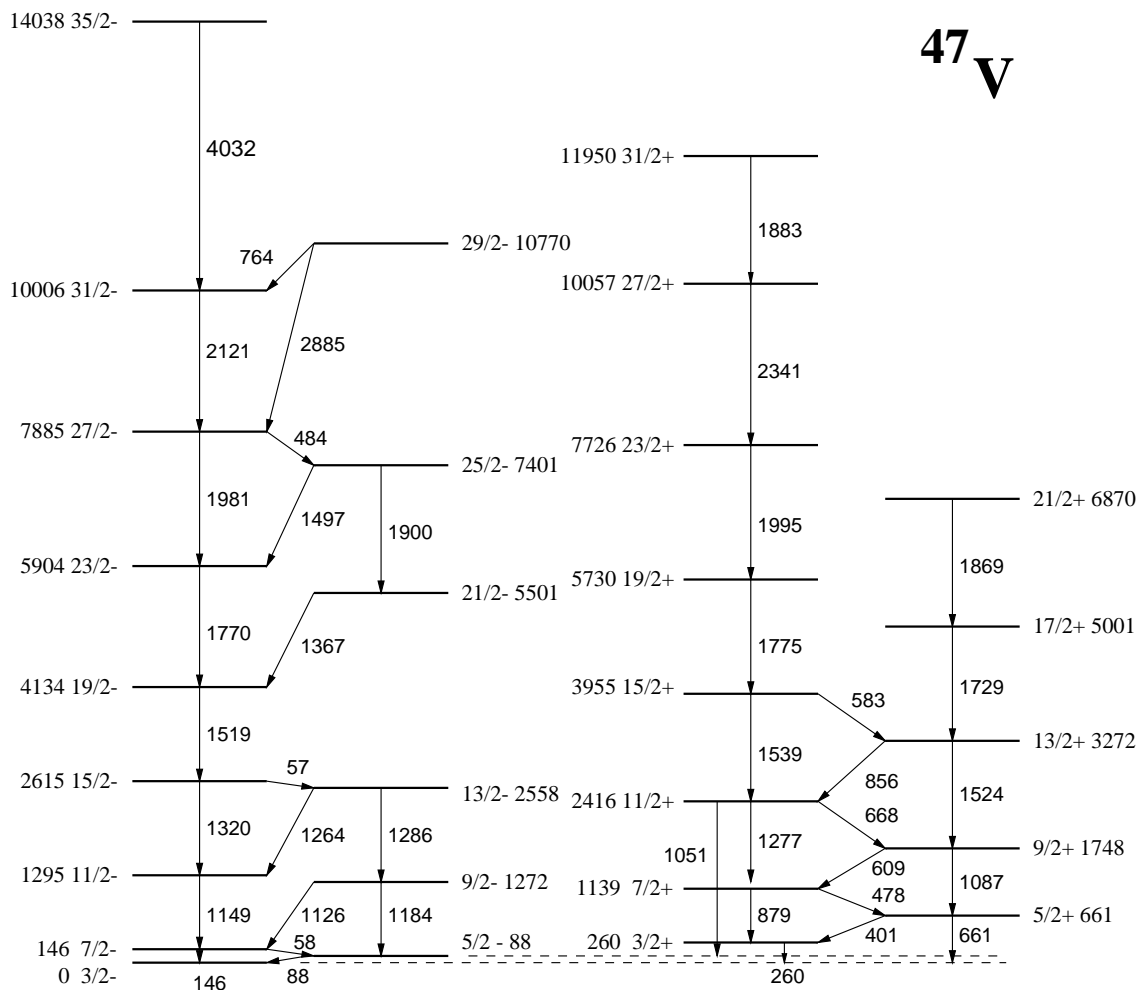


Abbildung 72: γ -Spektren für verschiedene Teilchenbedingungen.

Abbildung 73: Niveauschema für ^{47}V (nach [Cam98]).

Auch hier werde zunächst das Niveauschema in Abbildung 73 betrachtet. Man sieht neben der Grundzustandsbande mit negativer Parität eine zweigeteilte Seitenbande mit jeweils positiver Parität ($I = 3/2 + n \cdot 2$; $n = 0, 1, \dots, 7$ und $I = 5/2 + n \cdot 2$; $n = 0, 1, \dots, 4$). Aus beiden Teilen der Seitenbande gehen starke Übergänge direkt in den $3/2^-$ -Grundzustand, so daß auch hier kein gemeinsamer zu nutzender Übergang von Grundzustands- und Seitenbande zur Säuberung des Datenraums zur Verfügung steht. Also wurden auch hier, wie schon im Fall von ^{48}Cr , die Übergangsstärken direkt aus der mit einem Teilchengate gefilterten γ - γ -Matrix extrahiert.

Bei der Untersuchung von ^{48}Cr wurde sichtbar, daß die höheren Spins in der Grundzustandsbande bei der Emission von ^8Be stärker bevölkert werden als bei der Emission von zwei unkorrelierten α -Teilchen. Es ist zu erwarten, daß der gleiche Effekt auch bei ^{47}V auftritt. In Abbildung 74 sind, wie in Abbildung 69 (S. 99), die Verhältnisse der Übergangsstärken innerhalb der Grundzustandsbande, jeweils normiert auf den untersten Übergang ($5/2^- \rightarrow 3/2^-$, 88 keV), aufgetragen. Im Gegensatz zu ^{48}Cr ist hier nur eine

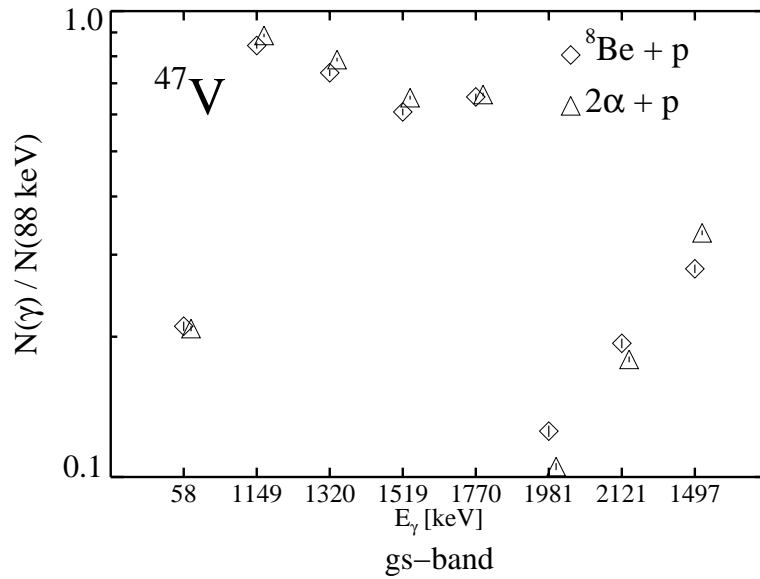


Abbildung 74: Verhältnisse der Übergangsstärken in ${}^{47}\text{V}$ innerhalb der Grundzustandsbande mit Teilchen-Beschränkung auf $2\alpha + p$ und ${}^8\text{Be} + p$. Die Verhältnisse sind jeweils auf die Stärke der 88 keV-Linie ($5/2^- \rightarrow 3/2^-$) normiert. Die Übergangsenergien entsprechen denjenigen in Abbildung 73. Die γ -Übergänge sind durch ihre Energie gekennzeichnet. Die angegebenen Fehlerbalken ergeben sich aus den Zählfehlern der einzelnen γ -Linien.

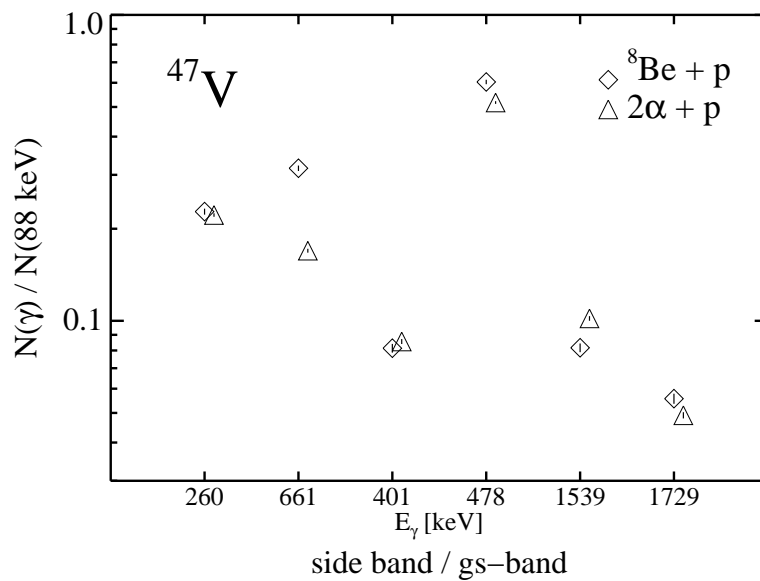


Abbildung 75: Verhältnisse der Übergangsstärken in ${}^{47}\text{V}$ zwischen der Grundzustands- und Seitenbande. Die Verhältnisse der Übergangsstärken sind wie in Abbildung 74 auf die Stärke der 88 keV-Linie ($5/2^- \rightarrow 3/2^-$) normiert.

schwache Verstärkung in der Bevölkerung der höheren Spins zu beobachten. Sie beträgt für den $31/2^- \rightarrow 27/2^-$ -Übergang bei 2121 keV 8%. Ein größerer Effekt ist, daß im Falle des $2\alpha + p$ -Kanals die Bevölkerung des $23/2^-$ -Zustands in größerem Maße als beim $^8\text{Be} + p$ -Kanal über den $25/2^-$ -Zustand geht. Der Verstärkungsfaktor beträgt hier 1.19, d.h. die Stärke des Übergangs $27/2^- \rightarrow 25/2^-$ (484 keV) ist um diesen Faktor stärker im Falle der $2\alpha + p$ -Emission im Vergleich zur Emission $^8\text{Be} + p$. Dagegen ist der $27/2^- \rightarrow 23/2^-$ -Übergang (1981 keV) für $^8\text{Be} + p$ um den Faktor 1.19 stärker als für $2\alpha + p$. Berücksichtigt man die leichte Verstärkung des $31/2^- \rightarrow 27/2^-$ -Übergangs (2121 keV) für $^8\text{Be} + p$, so ist eine verstärkte Verzweigung in den $27/2^-$ -Zustand im Falle des $2\alpha + p$ -Kanals zu erwarten. Dies könnte z.B. aus dem $29/2^-$ -Zustand heraus geschehen.

In Abbildung 75 sind, wie in Abbildung 70 (S. 99), die Verhältnisse der Übergangsstärken für die Grundzustands- und die Nebenbande für 2α - und ^8Be -Teilchentrigger dargestellt. Die Übergangsstärken der Seitenbande sind jeweils normiert auf die Stärke des $5/2^- \rightarrow 3/2^-$ -Übergangs (88 keV) in der Grundzustandsbande. Man erhält nahezu den gleichen Effekt wie für ^{48}Cr , nämlich daß die Übergänge in der Seitenbande bevorzugt emittiert werden, wenn der Compoundkern binär unter Emission von ^8Be (im Falle von ^{47}V mit anschließender Emission eines einzelnen Protons) zerfällt. Eine Besonderheit, auf die hier hingewiesen sei, ist, daß die Verstärkung bei ^8Be -Emission im wesentlichen bei nur einem Teil der Seitenbande zu beobachten ist. Dieser Effekt ist in Abbildung 75 gut zu erkennen: es gibt nahezu keinen Unterschied im Verhältnis der Übergangsstärken für die unterschiedlichen Teilchentrigger für den $3/2^+ \rightarrow 3/2^-$ -Übergang (260 keV), dagegen einen großen Unterschied (Faktor 1.9) für den $5/2^+ \rightarrow 3/2^-$ -Übergang (661 keV). Die anderen betrachteten Übergänge sind Interband-Übergänge zwischen den beiden Teilen der Seitenbande ($5/2^+ \rightarrow 3/2^+$ (401 keV), $7/2^+ \rightarrow 5/2^+$ (478 keV)) und höhere Übergänge innerhalb der Seitenbande ($15/2^+ \rightarrow 11/2^+$ (1539 keV), $17/2^+ \rightarrow 13/2^+$ (1729 keV)). Im Falle des $15/2^+ \rightarrow 11/2^+$ -Übergangs (1539 keV) ist sogar der $2\alpha + p$ -Kanal stärker als der $^8\text{Be} + p$ -Kanal. Allerdings ist der $7/2^+ \rightarrow 5/2^+$ -Übergang (478 keV), der die beiden Teile der Seitenbande verbindet, im ^8Be -Fall stärker, so daß das Verhältnis für den $15/2^+ \rightarrow 11/2^+$ -Übergang (1539 keV) keinen Widerspruch zu der Aussage darstellt, daß der eine Teil der Seitenbande ($I = 3/2 + n \cdot 2$; $n = 0, 1, \dots, 7$) kaum von den verschiedenen Teilchentriggern beeinflusst wird.

Für die Schlußfolgerung aus diesen experimentell erhaltenen Verhältnissen sind zwei wichtige Überlegungen zugrunde zu legen:

1. Aufgrund der Energieauflösung und der bei den schwachen Übergängen schlechten Statistik der γ -Linien konnte nur ein Teil der Übergänge in den Seitenbanden ausgewertet werden.
2. Das hier verwendete aktuelle Niveauschema für ^{47}V [Cam98] ist vor allem im Bereich der Seitenbanden nicht als endgültig gesichert zu betrachten. So wird es als wahrscheinlich angesehen, daß bislang nicht gefundenen Übergänge in die Seitenbande existieren, die z.B. u.a. direkt den $5/2^+$ -Zustand bevölkern könnten.

Es wird also aus den gezeigten Verhältnissen der Übergangsstärken der ausgewerteten Linien geschlossen, daß auch für ^{47}V eine verstärkte Bevölkerung einer der Seitenbanden

bei Emission von ${}^8\text{Be} + \text{p}$ statt $2\alpha + \text{p}$ erfolgt.

Für eine gesicherte genauere Analyse sind experimentelle Daten besserer Statistik erforderlich. Eine größere Energieauflösung, zu erhalten z.B. durch Verwendung eines dicken Targets, wäre wünschenswert.

6.2.4 ${}^{24}\text{Mg}({}^{32}\text{S}, {}^{44}\text{Ti}){}^{12}\text{C}$

Da für die Untersuchung starker Deformationen in binären Reaktionen ${}^{44}\text{Ti}$ einer der interessierenden Kerne ist, der aufgrund der Kinematik mit guter Statistik in den Teilchendetektoren des BRS nachgewiesen werden kann, ist es wichtig zu wissen, welcher Anteil am gesamten Wirkungsquerschnitt für diesen Kanal von der binären Spaltung in ${}^{44}\text{Ti} + {}^{12}\text{C}$ und welcher von der Emission von drei α -Teilchen aus dem Compoundkern kommt²⁷. Daher stellt sich auch für ${}^{44}\text{Ti}$ die Frage nach den Unterschieden im Populationsverhalten bei den verschiedenen Reaktionskanälen.

Gomez del Campo fand bereits in der ${}^{58}\text{Ni} + {}^{58}\text{Ni}$ -Reaktion bei $E_L = 375$ MeV Unterschiede in den γ -Spektren des Restkerns bei Emission von ${}^{12}\text{C}$ bzw. drei α -Teilchen (jeweils $+ \text{Xn}, \text{Yp}$) aus dem Zwischenkern [dC98].

Aufgrund des in Abbildung 76 gezeigten Termschemas von ${}^{44}\text{Ti}$ liegt die Vermutung nahe, daß im Gegensatz zu den zuvor gezeigten Fällen ${}^{48}\text{Cr}$ und ${}^{47}\text{V}$, bei ${}^{44}\text{Ti}$ durch Festhalten des untersten Übergangs ($2^+ \rightarrow 0^+$, 1083 keV) das γ -Spektrum gesäubert werden kann. Auch hier mußte jedoch von dieser Methode Abstand genommen werden, diesmal allerdings aus rein statistischen Gründen, da die in ${}^{44}\text{Ti}$ mündenden Reaktionskanäle bei der niedrigeren Einschußenergie von $E_L = 130$ MeV wesentlich schwächer sind als die zuvor besprochenen Kanäle.

In Abbildung 77 ist eine Übersicht über die Verhältnisse der Übergangsstärken gezeigt. Im Falle der Untersuchung der Übergangsstärken für ${}^{44}\text{Ti}$ sind die Fehler deutlich größer als in den zuvor diskutierten Fällen ${}^{48}\text{Cr}$ und ${}^{47}\text{V}$. Dabei ist anzumerken, daß die Fehlerbalken in den Abbildungen 69, 70, 74, 75 und 77 sich aus den Fehlern der Linieninhalte in den γ -Spektren zusammensetzen. Daß die so erhaltenen Fehler in Abbildung 77 nicht zu groß sind, sollte aber nicht darüber hinweg täuschen, daß im Fall von ${}^{44}\text{Ti}$ die Statistik der γ -Spektren relativ schlecht ist und daher besonders die schwächeren Linien oftmals nicht gefittet werden konnten, sondern per Hand ausgezählt werden mußten.

Im folgenden sollen nun einige Spezifika der Verhältnisse der Übergangsraten aus Abbildung 77 diskutiert werden.

- Vergleicht man die Fälle a) und c), also auf der einen Seite die Detektion des zerfallenen ${}^{12}\text{C}$ als ${}^8\text{Be} + \alpha$ und auf der anderen Seite die drei α -Teilchen des ${}^{12}\text{C}$ in einem Detektor, fallen die bei dem Nachweis der drei α -Teilchen in einem Detektor (${}^{12}\text{C}$) verstärkten Übergänge $8^+ \rightarrow 6^+$ (2493 keV) und $10^+ \rightarrow 8^+$ (1162 keV) auf.

²⁷Der erstgenannte Kanal kann in den experimentellen Daten auf zwei Arten nachgewiesen werden: als drei α -Teilchen im selben Detektor oder als simultaner Nachweis von 2 der drei α -Teilchen in einem Detektor, während das dritte α -Teilchen in einem zweiten Detektor nachgewiesen wird.

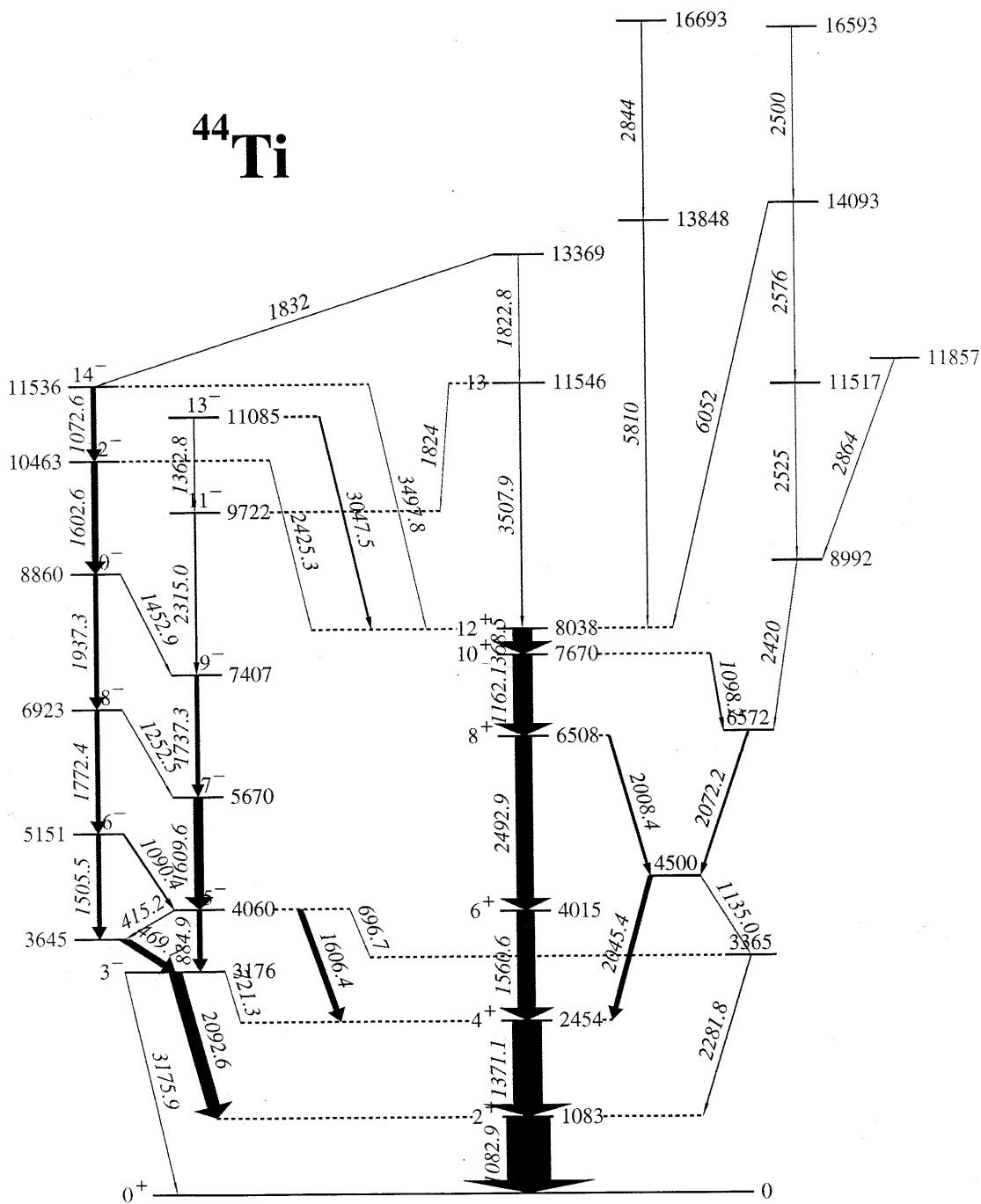


Abbildung 76: Niveauschema für ^{44}Ti [Len98a].

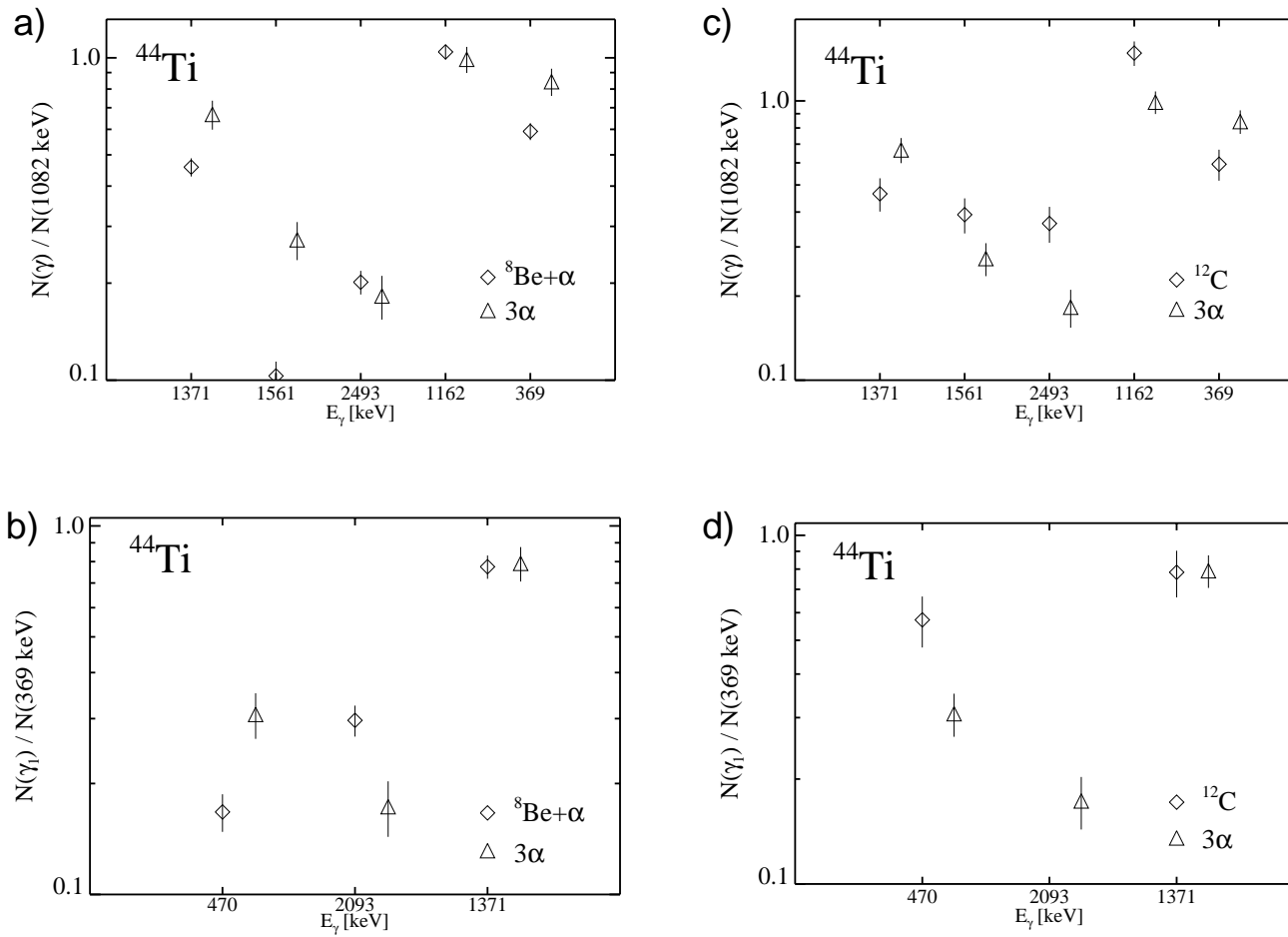


Abbildung 77: Übersicht über die Verhältnisse der Übergangsstärken für ^{44}Ti . Gezeigt sind in den Abbildungen der linken Spalte die Vergleiche für 3α - und $^{8}\text{Be} + \alpha$ -Emission und in der rechten Spalte die Vergleiche für ^{12}C statt $^{8}\text{Be} + \alpha$. Oben sind jeweils die Vergleiche der Übergangsstärken innerhalb der Grundzustandsbande und unten die Vergleiche von 3 Übergängen in der Seitenbande zu dem $12^+ \rightarrow 10^+$ -Übergang (369 keV) in der Grundzustandsbande sowie des Stärkenverhältnis der Übergänge $4^+ \rightarrow 2^+$ (1371 keV) und $12^+ \rightarrow 10^+$ (369 keV) aufgetragen. Rechts unten fehlt der Wert für den $3^- \rightarrow 2^+$ -Übergang (2093 keV) für den ^{12}C -Kanal. Hier konnte die Peakfläche aufgrund der schlechten Statistik nicht bestimmt werden.

Andererseits scheint der $6^+ \rightarrow 4^+$ -Übergang (1561 keV) dann wesentlich schwächer ausgeprägt zu sein. Dieses Verhalten ist so nicht erklärbar. Vermuten könnte man hier Side-Feeding-Effekte, wahrscheinlicher ist aber eine Mischung mit Übergängen benachbarter Kerne. Dies ist hier aufgrund der schlechten Statistik nicht zu unterscheiden.

- In Fall b) fällt auf, daß die auf den $12^+ \rightarrow 10^+$ -Übergang (369 keV) normierten Stärken der $(3645 \text{ keV}) \rightarrow 3^-$ - und $3^- \rightarrow 2^+$ -Übergänge (470 keV und 2093 keV) sich genau entgegengesetzt verhalten, obwohl diese beiden Übergänge aufeinander folgen und kein anderer vergleichbar starker Abgang aus dem 3^- -Niveau bekannt ist. Erklärt werden könnte dies durch ein sehr stark erhöhte Population der Seitenbande mit ungeraden Drehimpulsen für den $^8\text{Be} + \alpha$ -Kanal und eine verstärkte Population der Seitenbande mit geraden Drehimpulsen für den Fall der 3α -Emission. Auch in diesem Fall kann jedoch ein Effekt aufgrund nicht weggefilterter Linien anderer Kerne nicht ausgeschlossen werden.
- Die Verhältnisse der Übergangsstärken $4^+ \rightarrow 2^+$ (1371 keV) und $12^+ \rightarrow 10^+$ (369 keV) sind nahezu gleich für alle Emissionskanäle (siehe rechtes Verhältnis in Abbildung 77b und d). Dies wäre nur bei einem verstärkten zusätzlichen Übergang in den 10^+ -Zustand im Fall der binären Spaltung und einen gleichzeitig mit gleicher Stärke den 2^+ -Zustand entvölkernden Übergang möglich, da für einige der Übergänge innerhalb der Grundzustandsbande eine Verstärkung für den Fall der binären Spaltung (^{12}C) zu sehen ist (siehe Abbildung 77c).

Anhand der vorangegangenen Betrachtungen der Verhältnisse der Übergangsstärken für ^{44}Ti wird deutlich, daß statistische Meßfehler in der Größenordnung, wie sie in den Verhältnissen in Abbildung 77 auftreten, Indiz für eine nicht mögliche Interpretation der gefundenen Übergangsverhältnisse sind, wenn das Vorhandensein von Linien anderer Kerne im Spektrum nicht ausgeschlossen werden kann. Die Statistik der Linien reicht dann nicht aus, um derartige Einflüsse festzustellen.

Zusammenfassend ist für ^{44}Ti zu sagen, daß eine erneute Messung mit wesentlich höherer Statistik anzustreben ist, um insbesondere das Zerfallsverhalten im Falle der binären Spaltung in ^{12}C genauer zu untersuchen.

6.3 EHF_M-Rechnungen für die ^8Be -Emission

Um die in Abschnitt 6.2.2 (S. 95) erhaltenen experimentellen Resultate mit theoretischen Überlegungen zu vergleichen, wurden Rechnungen unter Verwendung der in Abschnitt 3.1.3 (S. 17) erläuterten erweiterten Hauser-Feshbach-Methode (EHFM) durchgeführt. Ziel hierbei war es, das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte der Reaktionskanäle mit Emission von ^8Be bzw. von zwei α -Teilchen in Abhängigkeit von der Deformation der beteiligten Kerne zu untersuchen.

Um eine Variation im Transmissionskoeffizienten im binären Kanal zu erreichen, kann der *Neck*-Parameter d sowie der Radiusparameter r_0 variiert werden. Mit ersterem ergibt sich eine Variation der Coulombbarriere des binären Kanals. Bei einer Variation von r_0 erhält

man zusätzlich eine Änderung des Trägheitsmoments der Fragmente. Ergebnisse dieser Variation sind in Abbildung 78 gezeigt. Aufgetragen ist die relative Stärke der Kanäle mit Emission von ${}^8\text{Be}$ bzw. zwei α -Teilchen vom Compoundkern ${}^{56}\text{Ni}$ in den gleichen resultierenden Kern ${}^{48}\text{Cr}$ als Funktion des Parameters d . Dargestellt im oberen Bild ist die Abhängigkeit von der Drehimpulsverteilung im Compoundkern, charakterisiert durch den Maximalwert L_{cr} und der Breite (Diffuseness) Δ_J .

Das experimentell bestimmte Verhältnis $\sigma({}^8\text{Be})/\sigma(2\alpha)$ ist als horizontale Linie in Abbildung 78 gezeigt. Diesen Wert mit dem entsprechenden Wert aus der theoretischen Rechnung zu vergleichen, ist nicht möglich, da im Experiment nicht der gesamte Raumwinkel abgedeckt ist (siehe auch Abschnitt 6.1.2, S. 90). Da aufgrund der Reaktionskinematik die Emission der leichten Teilchen stark nach vorne fokussiert ist, insbesondere zu Streuwinkeln $< 15^\circ$, wo im Strahlaustrittsbereich kein Si-Detektor montiert ist, wird ein großer Teil der Ereignisse nicht durch das Detektorsystem nachgewiesen. Daher müssen die relativen Änderungen des Verhältnisses $\sigma({}^8\text{Be})/\sigma(2\alpha)$ aufgrund von Änderungen im Neck-Parameter und der Drehimpulsverteilung des Compoundkerns diskutiert werden. Diese sind in Abbildung 78a gezeigt. Man sieht, daß bei einem maximalen Spinwert $L_{cr} = 37 - 39\hbar$ für die Bildung des ${}^{56}\text{Ni}$ -Compoundkerns (in Anlehnung an [Mat97] und in Übereinstimmung mit gemessenen totalen Fusions-Wirkungsquerschnitten [Hin87]) die ${}^8\text{Be}$ -Emission nicht wesentlich bevorzugt gegenüber der 2α -Emission bei stärker deformierten Zuständen ($d \approx 3.8$ fm) ist. Dies wurde auch in der Arbeit von Blann und Komoto [Bla81] beobachtet. ${}^8\text{Be}$ kann mehr Drehimpuls mitnehmen als zwei α -Teilchen und ist daher bei größeren Werten für das Maximum der Drehimpulsverteilung ($L_{cr} > 40\hbar$) und größeren d -Werten bevorzugt, wie in Abbildung 78a zu sehen ist. Dies ist in Übereinstimmung mit einer Vorhersage von Blann und Komoto [Bla81]. Angemerkt sei an dieser Stelle, daß der experimentell gefundene Wert für den Grenzdrehimpuls von ${}^{56}\text{Ni}$ bei $42\hbar$ liegt ([Bec96a] und Abbildung 8, S. 17). Dieser Wert ist in Übereinstimmung mit Vorhersagen des FRLDM²⁸ [Sie86].

Auch ein zweiter Effekt, der in [Bla81] untersucht wurde, soll hier betrachtet werden: die Vergrößerung des Phasenraums bei größerer Deformation des Tochterkerns, d.h. einer "weicheren" Yrast-Kurve aufgrund eines größeren Trägheitsmoments. In der hier verwendeten EHF-Methodik kann dies erreicht werden, indem der Radius des schwereren Fragments, R_H , vergrößert wird. Die resultierenden Werte sind in Abbildung 78b, wieder als Funktion von d , dargestellt. Aus dieser Abbildung läßt sich auch der alleine durch das größere Trägheitsmoment verursachte Effekt ablesen, indem der Gesamtradius des Systems gleich gehalten wird ($R(d, r_0) = \text{const}$). Eingezeichnet mit einem großen Quadrat sind die Verhältnisse der Wirkungsquerschnitte für verschiedene d, r_0 -Kombinationen mit gleichem R ($d = 3.2$ fm, $r_0 = 1.20$ fm; $d = 3.02$ fm, $r_0 = 1.25$ fm; $d = 2.84$ fm, $r_0 = 1.30$ fm). Man erhält eine Verstärkung des ${}^8\text{Be}$ -Kanals um den Faktor ~ 1.7 für eine Vergrößerung des Trägheitsmoments um $1.3/1.2 \sim 1.08$, d.h. eine Vergrößerung des Trägheitsmoments um 8% führt zu einer Verstärkung des ${}^8\text{Be}$ -Ausgangskanals um den Faktor 1.7.

Aus diesen vereinfachten Berechnungen kann gefolgert werden, daß das veränderte Verhältnis der ${}^8\text{Be}$ -Emission zu der von zwei α -Teilchen zusammenhängt mit einem Anwachsen

²⁸Finite-Range-Liquid-Drop-Model: eine erweiterte Version des LDM, bei dem eine Korrektur aufgrund der Nukleonen-Wechselwirkung eingefügt ist.

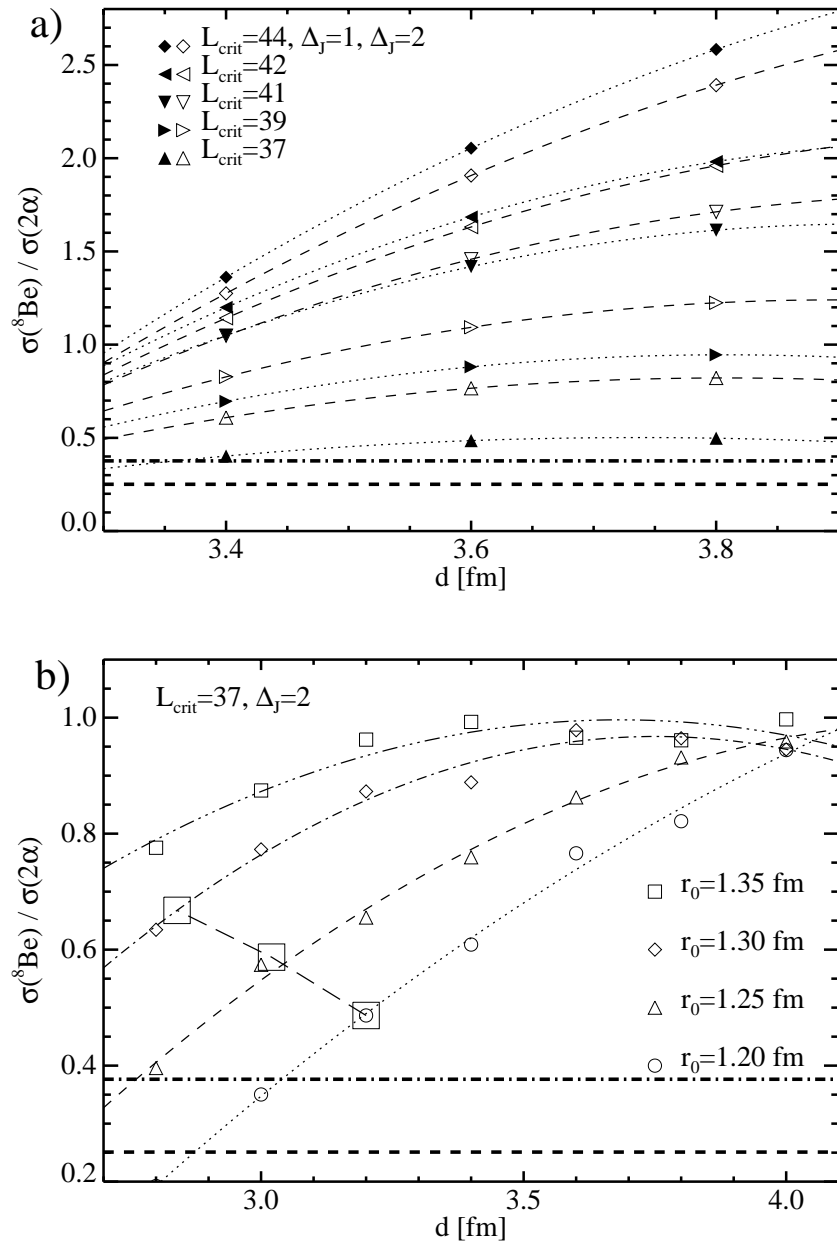


Abbildung 78: Verhältnis der Emissionsrate von ^8Be relativ zu zwei unkorrelierten α -Teilchen aus EHF M Rechnungen als Funktion des Neck-Parameters d .

a) Variation von L_{cr} und Δ_J . Die ausgefüllten Symbole entsprechen $\Delta_J = 1$, die offenen $\Delta_J = 2$. Der Radius-Parameter r_0 wurde auf 1.2 fm festgesetzt. Der experimentelle Wert für das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte für die gesamte Datenmenge ist gekennzeichnet durch die untere horizontale Linie. Die zweite horizontale Linie gibt die experimentell bestimmte Verstärkung, wie zuvor beschrieben, für den ^8Be -Kanal wieder.

b) Variation von r_0 für feste Werte $L_{\text{cr}} = 37$ und $\Delta_J = 2$. Die Quadrate kennzeichnen die r_0, d Werte für einen konstanten Wert von R_s (Gl. 8, S. 18).

der Deformation des schwereren Fragments. Dies soll im folgenden mit Konfigurationsmischungen diskutiert werden.

Das erhaltene Ergebnis einer verstärkten γ -Emission der Seitenbande mit negativer Parität ($K = 4^-$) für einen Teilchentrigger auf ^8Be -Emission kann im Zusammenhang gesehen werden mit der Tatsache, daß Teilchen-Loch-Anregungen aus dem $d_{3/2}^-$ - zum $f_{7/2}^-$ -Orbital und vom $f_{7/2}^-$ - in das $g_{9/2}^+$ -Orbital der nächsten Schale bei größeren Deformationen bevorzugt werden. Solche Nukleonen-Anregungen in höhere Orbitale sind aufgrund der halbgefüllten $f_{7/2}^-$ -Schale möglich. Wie in Abbildung 9 (S. 21) zu sehen ist, ist die Kreuzung des $(303)7/2$ -Nilsson-Orbitals mit dem $(440)1/2$ -Orbital bei einer Deformation von $\beta_2 = 0.35$ zu erwarten. Mit diesen Konfigurationen wird ein Bandenkopf mit $K = 4^-$ gebildet. Andere Seitenbanden mit positiver Parität sind für die 2-Teilchen-2-Loch-Anregungen in das $(310)1/2$ -Nilsson-Orbital zu erwarten. Dies führt zu einem Bandenkopf mit $K = 4^+$ und höherer Anregungsenergie als für $K = 4^-$.