

KfK 4725
Mai 1990

**Emission leichter und
mittelschwerere Teilchen
bei Kernreaktionen von
156 MeV ${}^6\text{Li}$ -Ionen an ${}^{\text{nat}}\text{Ag}$**

**J. Wentz
Institut für Kernphysik**

Kernforschungszentrum Karlsruhe

KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE

Institut für Kernphysik

KfK 4725

Emission leichter und mittelschwerer Teilchen bei Kern-
reaktionen von 156 MeV ${}^6\text{Li}$ -Ionen an ${}^{\text{nat}}\text{Ag}$

J. Wentz

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe

Als Manuskript gedruckt
Für diesen Bericht behalten wir uns alle Rechte vor

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH
Postfach 3640, 7500 Karlsruhe 1

ISSN 0303-4003

Zusammenfassung

In dieser Arbeit werden Messungen der doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitte $d^2\sigma/(d\Omega \cdot dE)$ für die Emission von leichten, geladenen Teilchen ($Z \leq 2$) für einen Laborwinkelbereich von 13.5° bis 25° in der Reaktion von $156 \text{ MeV } ^6\text{Li} + \text{natAg}$ beschrieben. Die gemessenen Energiespektren zeigen die für den Projektilaufbruch typischen glockenförmigen Verteilungen bei den der Strahlgeschwindigkeit entsprechenden Energien. Unter Anwendung verschiedener theoretischer Modelle (Serber, Glauber und DWBA) werden die winkelintegrierten, inelastischen Aufbruchwirkungsquerschnitte gewonnen. Zusammen mit Daten für die Emission mittelschwerer Fragmente ("intermediate mass fragments") werden die experimentellen Ergebnisse zur Untersuchung von Summenregel-Modellen genutzt. Ein erweitertes Summenregel-Modell wird im Detail analysiert und eine neue Normierungsvorschrift vorgeschlagen, welche die ursprüngliche Idee des originalen Summenregel-Modells (Konvergenz im Drehimpulsraum und Drehimpulsfenster für verschiedene Ejektile) deutlicher umsetzt. Das Modell führt hiermit zu einer guten Beschreibung der experimentellen Daten über einen großen Bereich von Ejektilladungen.

Abstract

Emission of Light and Intermediate Mass Fragments (IMF) in Reactions of $156 \text{ MeV } ^6\text{Li}$ -Ions with natAg .

Double differential cross sections $d^2\sigma/(d\Omega \cdot dE)$ for production of light charged particles ($Z \leq 2$) are measured in the reaction $156 \text{ MeV } ^6\text{Li} + \text{natAg}$ at laboratory angles between 13.5° and 25° . Typical bell-shaped distributions around beam-velocity are obtained as a signature of direct fast processes. By using different theoretical assumptions (Serber, Glauber and DWBA) angle integrated (total) cross sections are obtained for measured light ejectiles. Together with existing data on intermediate mass fragments (IMF) emission in the above reaction, the data on light ejectiles are used in a sum-rule model analysis. The extended sum-rule model is studied in detail and a new normalization procedure is proposed which restores the basic ideas of the original sum-rule model (convergency in l -space and l -windows for different ejectiles). Accordingly, the model gives a good description of the experimental data on a wide range of ejectile charge numbers.

Inhaltsverzeichnis

Zusammenfassung / Abstract

1.	Einleitung	1
2.	Experimentelle Anordnung	3
2.1	Strahlführung und Streukammer	3
2.2	Detektorsystem	5
2.3	Elektronik und Datenaufnahme	7
3.	Inklusive Experimente	11
3.1	Datenaufbereitung	12
3.1.1	Teilchenidentifizierung	13
3.1.2	Unterteilen der Winkelakzeptanz	17
3.1.3	Energieeichung	21
3.1.4	Normierung der Wirkungsquerschnitte	23
3.2.	Experimentelle Ergebnisse	24
4.	Theoretische Analyse der experimentellen Ergebnisse	28
4.1	Aufbruchwirkungsquerschnitte	28
4.2	Serber-Modell	30
4.3	DWBA	36
5.	Summenregel-Modelle	43
5.1	Das Summenregel-Modell von Wilzynski	44
5.2	Ein erweitertes Summenregel-Modell	53
5.3	Normierungsbedingungen in Summenregeln	56
6.	Zusammenfassung und Ausblick	66
	Literaturverzeichnis	69
	Danksagung	72
	Anhang A	73

1. Einleitung

Detaillierte experimentelle Studien der Emission nuklearer Teilchen, die bei Kollisionen von leichten und schweren Ionen beobachtet werden, geben Aufschluß über die Natur des Mechanismus von Reaktionen zwischen komplexen Atomkernen [Gel84].

Während im Energiebereich unter 10 MeV / Nukleon die Emission leichter Teilchen vorwiegend aus der Abregung von thermisch equilibrierten Compoundkernen stammt, die sich durch Fusion der beiden Stoßpartner bilden, weisen bei mittleren Energien die beobachteten Energiespektren auf noch andere Prozesse hin. Vor allem der Aufbruch des nuklearen Projektils [Bud83, Bud89] mit einer Absorption eines Projektil-Fragmentes (Aufbruch-Fusion oder unvollständige Fusions-Reaktion) und tiefinelastische Reaktionen [RBC88] führen zu Emissionsquellen, die nicht unbedingt im thermischen Gleichgewicht sind. Daneben wird auch die thermische Emission aus einem lokal angeregtem Volumen ("hot spot") der Kerne diskutiert [APG81].

Besondere Aufmerksamkeit hat in jüngster Zeit das Phänomen der Emission von Clustern mittlerer Masse (zwischen der des Projektils und der des Targets) gefunden, meist ohne klare Signatur über den Ursprung dieser Fragmente. Obwohl mittlerweile Übereinstimmung herrscht, daß bei niederen Energien diese Cluster-Fragmente vom statistischen Zerfall eines thermisch equilibrierten Compoundkernes herrühren [Mor75, MoW88], ist der Ursprung der Emission von Fragmenten mittlerer Masse ("intermediate mass fragments" - IMF) bei höheren Energien noch ungeklärt.

Die Untersuchung gestaltet sich bei Reaktionen mit schweren Ionen als ausgesprochen schwierig, da sich die komplexen Reaktionsmechanismen überlagern und in den Ergebnissen keine eindeutige Signatur der Prozesse gegeben ist. In experimenteller Sicht ist ein weiteres Problem der Nachweis der intermediären Fragmente. Beim Einschub von zum Beispiel ^{40}Ar auf Silber wäre es wünschenswert Ejektile im Massenbereich von 40 bis 100 amu eindeutig nachzuweisen. Des weiteren wären zur Analyse der Reaktionstypen, Daten für die Emission leichter Fragmente als zusätzliche Informationsquelle wünschenswert. Im diskutierten Beispiel wäre dies die zusätzliche Erfassung von Projektilen mit einer Masse kleiner als 40 bis zu möglichst kleinen Massen hin. Das hierzu benötigte Experiment müßte also Ejektile in einem Massenbereich von 100 amu verschiedene Elemente zu separieren fähig sein.

Einen Ausweg aus dieser Situation besteht in der Benutzung eines möglichst leichten schweren Ions als Projektil, welches gerade noch die für eine

Reaktion mit schweren Ionen charakteristischen Eigenschaften besitzt. Als aussichtsreicher Kandidat bietet sich hierbei das ${}^6\text{Li}$ -Projektil an, welches aufgrund seiner Masse eine Zwischenstellung zwischen leichten und schweren Ionen einnimmt. Das ${}^6\text{Li}$ -Teilchen ist ein stabiler Kern, der einerseits genügend viele Nukleonen besitzt um wichtige Aspekte nuklearer Phänomene der Schwerionen-Physik auszudrücken, aber andererseits noch als einfaches Teilchen mit erkennbarer Struktur beschrieben werden kann. Dieser Umstand kann sich als zusätzlicher Vorteil bei der Aufklärung der zu untersuchenden Phänomene erweisen. Hierzu sind mit dem externen 156 MeV ${}^6\text{Li}$ -Strahl des Karlsruher Isochron-Zyklotron Experimente durchgeführt worden [GIK89]. Mittels Gas-Halbleiter- Teleskopen wurden hierbei die Ejektile, schwerer als das ${}^6\text{Li}$ -Projektil inklusiv nachgewiesen. Dieser Teil des Experimentes deckt den IMF-Bereich der Reaktion nahezu vollständig ab, wobei hier aber nur der Nachweis von ungefähr 11 verschiedenen Elementen notwendig ist.

Das Ziel der vorliegenden Arbeit ist es, diese Messungen hinsichtlich der Emission leichter Teilchen zu ergänzen, um für die theoretischen Analysen die experimentelle Basis zu erweitern. Hierzu wird für die Reaktion 156 MeV ${}^6\text{Li} + \text{natAg}$ ein Experiment durchgeführt, welches in der Lage ist, alle leichten, geladenen Ejektile dieser Reaktion nachzuweisen und isotopenweise zu trennen. Die hieraus gewonnen inklusiven Wirkungsquerschnitte werden phänomenologisch parametrisiert um totale Wirkungsquerschnitte zu erhalten. Durch Vergleich der experimentellen Ergebnisse mit Vorhersagen der DWBA ("distorted wave Born approximation") [Bau76] können die gemachten Ansätze gestützt werden.

Im zweiten Teil der Arbeit werden mit Hilfe der gewonnen Ergebnisse für die Emission leichter Teilchen, bestehende Summenregel-Modelle [BDS82], [Bra88] detailliert untersucht. Die nachgewiesenen leichten Teilchen dienen hierbei als Indikatoren der unvollständigen Fusionsreaktionen. Aus der systematischen Untersuchung dieser sehr asymmetrischen Reaktion von 156 MeV ${}^6\text{Li} + \text{natAg}$ erwächst der Vorschlag zu einer verbesserten Normierung der verwendeten Summenregeln.

2. Experimentelle Anordnung

2.1 Strahlführung und Streukammer

Die Experimente zur Bestimmung der doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitte $d^2\sigma / (d\Omega \cdot dE)$ für die Emission leichter Ejektile beim Stoß von 156 MeV ${}^6\text{Li}$ an ${}^{\text{nat}}\text{Ag}$ wurden am Karlsruher Isochron-Zyklotron durchgeführt. Dieses erlaubt die Beschleunigung von Ionen deren Verhältnis von

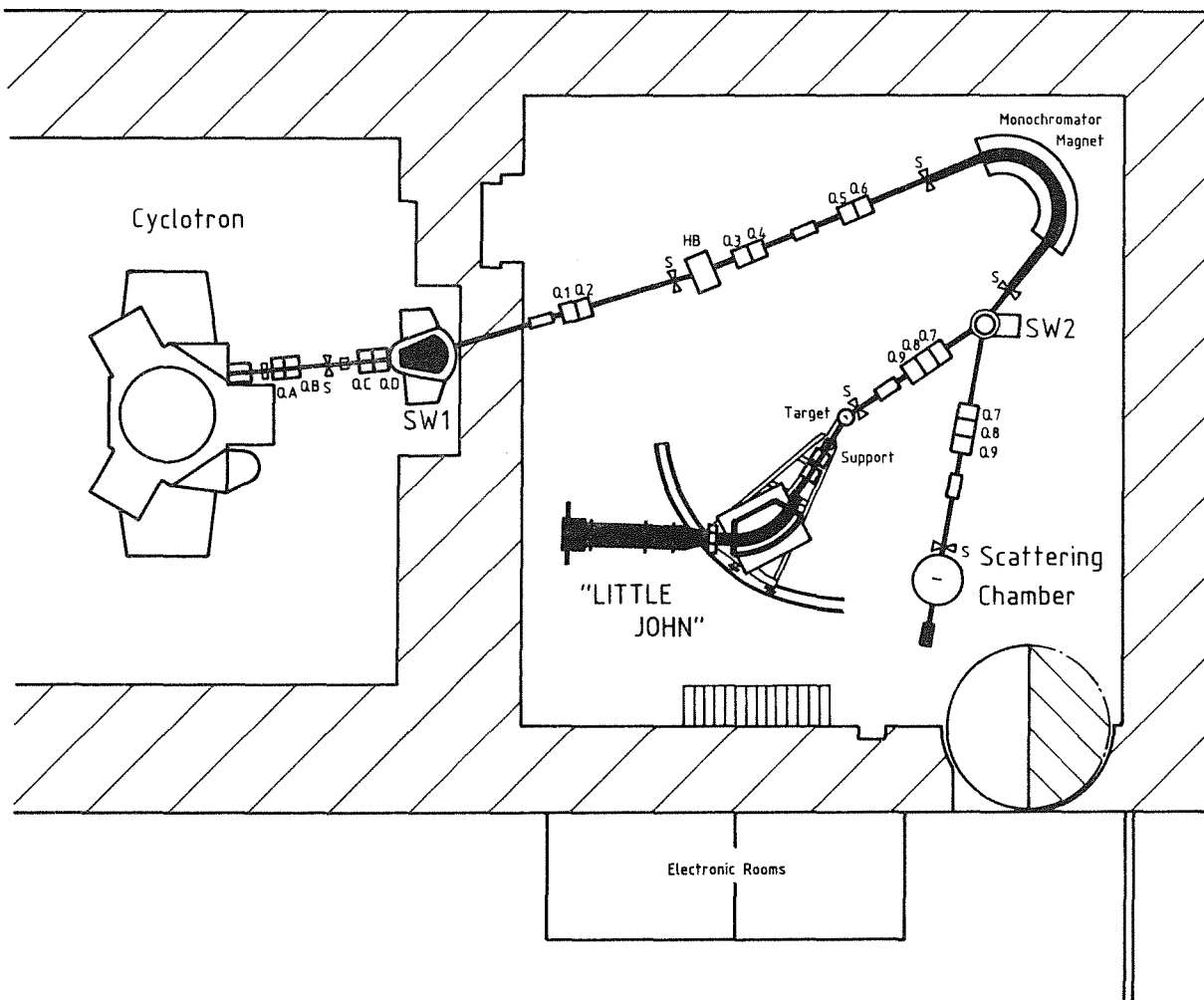


Abb. 2.1: Teilschema des Karlsruher Isochron-Zyklotrons mit einem Teil des angeschlossenen Strahlführungs-Systems, sowie den Experimentierplätzen für Kernreaktionen.

Kernmasse zu Ladung 2:1 ist, auf eine feste Endenergie von 26 MeV pro Nukleon.

Die ${}^6\text{Li}^{3+}$ Ionen werden in einer externen zweistufigen ECR-Quelle ("electron cyclotron resonance") produziert, mit einer Energie von ≈ 30 keV aus der Ionenquelle extrahiert, axial in das Zyklotron eingeleitet und auf die Endenergie von 156 MeV beschleunigt. Das anschließende externe Strahlführungssystem (Abb. 2.1) besteht neben Quadrupolmagneten als fokussierenden Elementen und magnetischen Dipolen zur Richtungskorrektur des Strahles aus einem 150° Analysiermagneten. Dieser ermöglicht die Strahlunscharfe von ≈ 600 keV an seiner Austrittsblende auf minimal ≈ 80 keV zu reduzieren. Bei den beschriebenen Experimenten wurde aus Gründen der Strahlintensität die Strahlunscharfe auf ≈ 200 keV beschränkt.

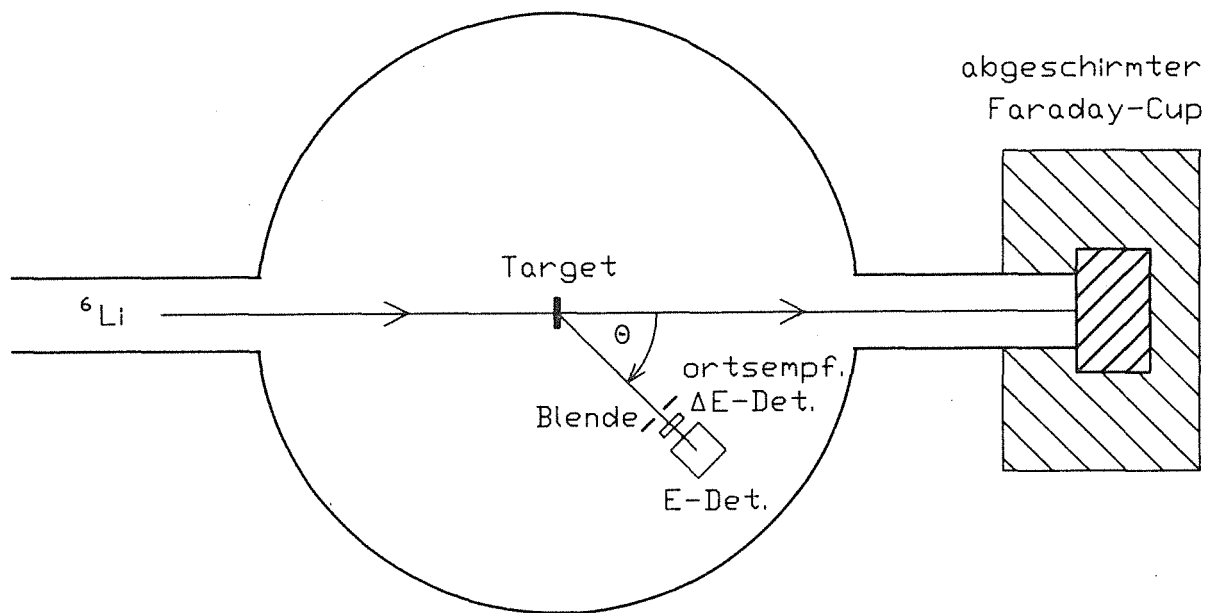


Abb. 2.2: Schema des experimentellen Aufbaus in der großen Streukammer.

Das Experiment wurde in einer großen Streukammer ($\varnothing 130$ cm) aufgebaut. Der ${}^6\text{Li}$ -Strahl trifft in deren Mitte das Target, die Ejektile werden mit einem Halbleiterteleskop nachgewiesen, welches auf einem beweglichen Arm montiert ist. Der Primärstrahl verläßt die Kammer wieder und wird in einem ≈ 3 m entfernt stehenden Faraday-Cup gestoppt (Abb. 2.2). Der Faraday-Cup ist mit einem Integrator verbunden, mit dem Strahlstrom und akkumulierte Ladung gemessen werden. Als Target wird eine selbsttragende Folie aus natürlichem Silber mit einer Dicke von 4 mg/cm 2 benutzt. Der Durchmesser des Strahlflecks am Target wird mit Hilfe eines Zinksulfidschirmes zu ≈ 1.5 mm bestimmt. Die unter diesen Bedingungen am Target zur Verfügung stehende Intensität des ${}^6\text{Li}$ -Strahles beträgt im Mittel ≈ 3 nA. Die Abbildung 2.3 zeigt einen Blick in die

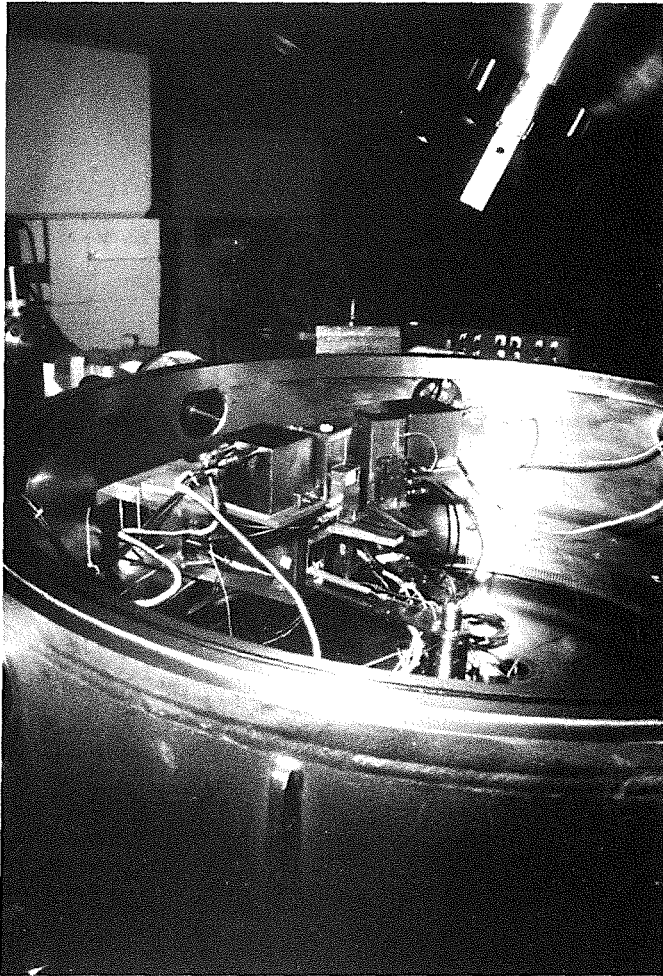


Abb. 2.3 Ansicht der Streukammer.

geöffnete Streukammer. Am rechten oberen Bildrand erkennt man den Kammerdeckel mit der Halterung für die Targets. Im Inneren der Kammer befinden sich zwei, um den Mittelpunkt drehbare Arme zur Befestigung von Detektoren. Im Hintergrund ist die Betonabschirmung des Faraday-Cups erkennbar.

2.2 Detektorsystem

Zum Nachweis der leichten Ejektile in der $156 \text{ MeV } ^6\text{Li} + \text{natAg}$ Kernreaktion diente ein aus Energieverlust- (ΔE) und Restenergiedetektor (E) bestehendes Halbleiterteleskop. Diese Anordnung erlaubt durch die Bethe-Bloch

Beziehung die Identifizierung leichter geladener Teilchen. Zur simultanen Erfassung eines möglichst großen Streuwinkelbereiches wurde ein ortsempfindlicher ΔE -Zähler verwendet. Dieser erlaubt es, in 19 cm Abstand zum Target einen Winkelbereich von 3.3° gleichzeitig aufzunehmen und mit der Ortsinformation die Akzeptanz bei der Datenauswertung zu unterteilen. Es handelt sich hierbei um einen 500 μm dicken, vollständig depletierten, ionenimplantierten Silizium-Detektor. Als Restenergiedetektor wird ein intrinsischer hochreiner Germaniumkristall mit einer Dicke von 21 mm verwendet.

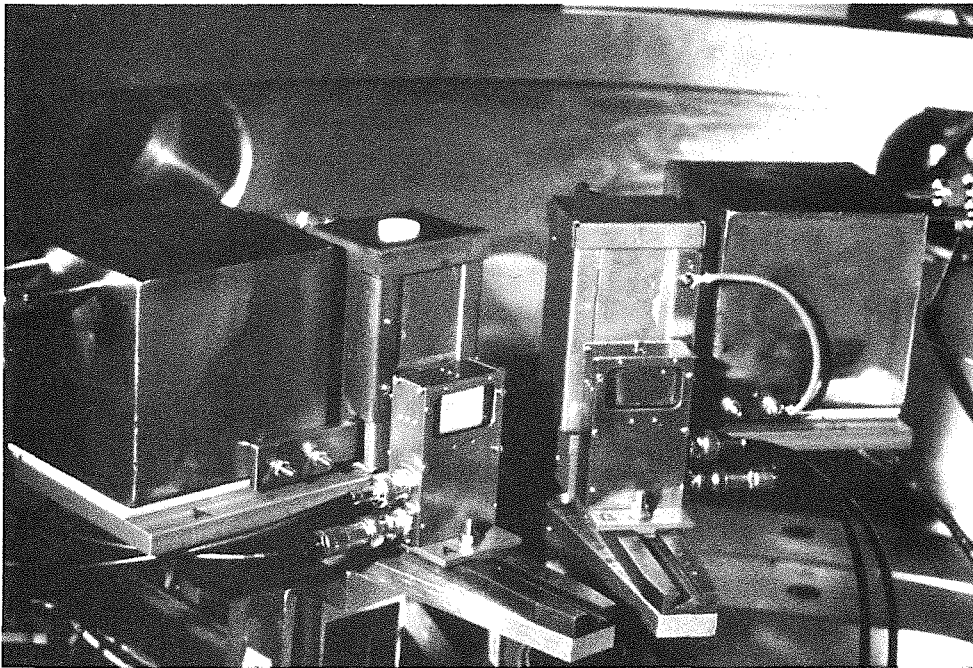


Abb. 2.4 Ansicht der Detektoren.

Die Betriebstemperatur des intrinsischen Germaniums entspricht der des flüssigen Stickstoffs. Zur Kühlung wird der Kristall mittels einer Messingzunge in thermischen Kontakt mit einem Stickstoffreservoir von ungefähr einem Liter gebracht. Am Reservoir befinden sich zwei Anschlußstutzen für Wellschläuche, die aus der Streukammer führen. Über den ersten Schlauch wird der flüssige Stickstoff in das Detektorreservoir gepumpt; der zweite Schlauch dient der Entlüftung. Zum Nachweis der leichten Teilchen bei einer guten Energieauflösung muß an den Germanium eine Hochspannung von 3.5 - 5. kV angelegt werden. Bei der Temperatur des flüssigen Stickstoffs entsteht hierdurch ein Leckstrom von wenigen nA. Würde die Temperatur bei anliegender Hochspannung, wegen eines Defektes der Kühlung ansteigen, führt dies durch

den stark ansteigenden Strom zur Zerstörung des Kristalls. Um dies zu vermeiden wurde die Temperaturregelung mit mehreren unabhängigen Sicherheitssystemen versehen.

Der Stickstoffvorrat im Reservoir gewährleistet die Kühlung für ungefähr zwei Stunden. Innerhalb des Reservoirs befindet sich ein über den Abluftschlauch eingeführter Platin-Tieftemperatur-Meßwiderstand (Pt100). Dieser ist mechanisch derart befestigt, daß er ab einer Restmenge Stickstoff von ≈ 100 ml nicht mehr vom flüssigen Stickstoff umgeben ist. Durch den großen Temperaturkoeffizienten des Platinwiderstands, und die durch seine Miniaturform gegebene geringe Wärmekapazität ist es möglich, den geringen Temperaturunterschied zwischen dem Stickstoffbad und seiner Oberfläche schnell zu erkennen und den Nachfüllvorgang einzuleiten. Sollte nach einer vorgegebenen Zeit der Platinwiderstand nicht wieder im Stickstoff schwimmen (z.B. bei Ausfall des sich außerhalb der Streukammer befindlichen Stickstoffbehälters), wird ein Alarm ausgelöst. Als zweites hiervon vollständig unabhängiges Sicherheitssystem ist an der Außenseite des kleinen Reservoirs ein Thermoelement angebracht, welches bei Überschreiten der kritischen Temperatur Alarm auslöst. Als letzte Sicherheit fungiert die Hochspannungsversorgung selbst, welche ab einem kritischen Strom im Kristall die Hochspannung automatisch herunterregelt.

Abbildung 2.4 zeigt das Detektorsystem in zweifacher Ausführung, aus einem der Strahlrichtung nahezu parallelen Blickwinkel. Bei den in dieser Arbeit behandelten inklusiven Messungen wurde nur eines dieser Teleskope benutzt. Im vorderen, kleinen Messinggehäuse befindet sich der ortsempfindliche ΔE -Detektor. Die Akzeptanz wurde mittels einer 8 mm dicken Tantalblende definiert, deren Abstand zum Target 19 cm betrug. Der Eintritt in das Schutzgehäuse ist mit einer 5 μm dicken Aluminiumfolie abgedeckt, um den gekühlten Detektor vor dem Niederschlag von Restverunreinigungen, im wesentlichen Öl, in der Streukammer zu schützen. Das hintere Messinggehäuse enthält den Germaniumkristall, an den das Stickstoffreservoir montiert ist. In Tabelle 2.1 sind die wesentlichen Eigenschaften des Detektorsystems zusammengefaßt.

2.3 Elektronik und Datenaufnahme

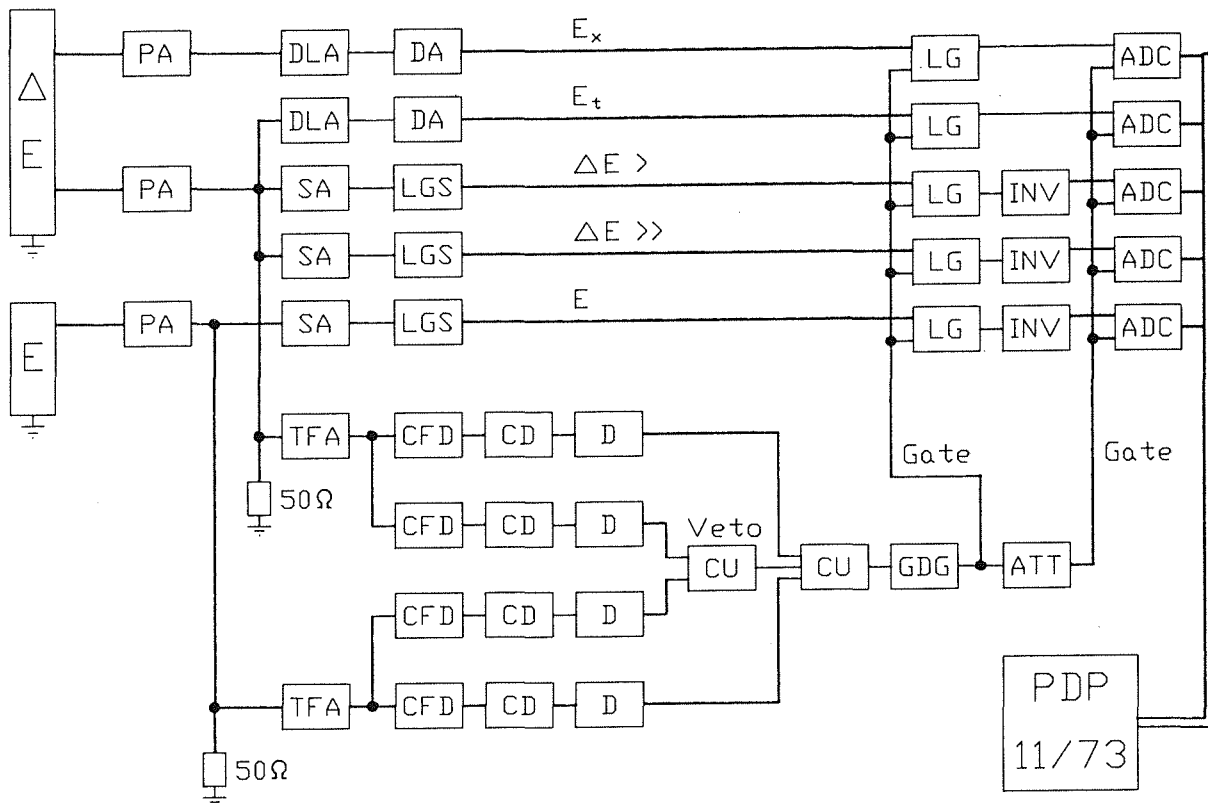
Zur Aufbereitung der Detektorsignale wurde die in Abbildung 2.5 gezeigte Elektronik benutzt. Sie gliedert sich in zwei Teile: die obere Hälfte dient der

ΔE -Zähler	Aktive Fläche	(15·8) mm ²
	Aktive Dicke	485 μ m
	Energieauflösung mit 5.47 MeV α -Teilchen	< 30 keV
	Ortsauflösung mit 5.47 MeV α -Teilchen	< 0.15 mm
E-Zähler	Aktive Fläche	200 mm ²
	Aktive Dicke	21 mm
	Energieauflösung mit 5.47 MeV α -Teilchen	< 22 keV
	Energieauflösung mit 104 MeV α -Strahl (Auflösung \approx 90 keV)	< 180 keV

Tab 3.1 Daten und Eigenschaften des Detektorsystems

analogen Signalverarbeitung, während die untere die Entscheidungslogik (Trigger) für das Festlegen eines Ereignisses ist.

Von dem benutzten Halbleiterteleskop kommen drei verschiedene elektronische Signale. Der ΔE - Zähler erzeugt ein zum Energieverlust des nachgewiesenen Teilchens proportionales Signal (ΔE), sowie ein zum horizontalen Ort und dem Energieverlust proportionales Signal (E_x). Diese Signale und das zur Restenergie des Teilchens proportionale Signal (E) werden über Vorverstärker (PA) zur Elektronik geleitet; in deren analogen Teil die Signale E_x und E über Hauptverstärker und Linear Gates auf CAMAC ADCs gegeben werden. Das Signal ΔE wird in drei Zweige aufgeteilt. Neben dem niedrig verstärkten Signal ($\Delta E >$), welches in seiner Verstärkung dem Konvertierungsbereich des ADC angepaßt ist, wird ein zweiter elektronischer Zweig mit einem höher verstärkten Energieverlust Signal ($\Delta E \gg$) benutzt. Dieses übersteuert den ADC, bietet aber für Teilchen mit geringem Energieverlust eine bessere Auflösung (vgl. Kap. 3). Der dritte Zweig (E_t) entspricht im wesentlichen ΔE , ist aber in Pulsformung und Verstärkung auf die Ortsbestimmung (vgl. Kap. 3) optimiert. Die von den



ADC	Analog digital converter	D	Discriminator	LG	Linear gate
ATT	Attenuator	DA	Delay amplifier	LGS	Linear gate stretcher
CD	Cable delay	DLA	Delay line amplifier	PA	Preamplifier
CFD	Constant fraction discriminator	GDG	Gate and delay generator	SA	Spectroscopy amplifier
CU	Coincidence unit	INV	Inverter	TFA	Timing filter amplifier

Abb. 2.5 Schema der Datenaufnahme-Elektronik.

Hauptverstärkern kommenden analogen Signale werden über Linear Gates auf die ADCs gegeben. Sowohl die Linear Gates, als auch die ADCs werden vom Ausgangssignal der Logik ("Gate") geöffnet.

Mit Timing Filter Amplifier werden aus dem ΔE und E Signal "schnelle" Impulse erzeugt und über Constant Fraction Diskriminatoren zu logischen Impulsen geformt, welche keine Zeitabhängigkeit von der ursprünglichen Impulshöhe haben. Die anschließenden Verzögerungsleitungen (CD) dienen dem Ausgleich von Laufzeitunterschieden in den einzelnen Zweigen. Über Diskriminatoren mit denen die zeitliche Koinzidenzspanne festgelegt wird, wurden die "schnellen" E und ΔE Signale auf die Koinzidenzeinheit (CU) gegeben,

welche folglich nur im Falle eines Ansprechens beider Detektoren über den Gate and Delay Generator die analogen Impulse auf die ADCs durchsteuert.

Durch doppelte Ausführung der logischen ΔE und E Zweige und dem Setzen von Schwellen an den Constant Fraction Diskriminatoren erreicht man das Unterdrücken eines rechteckigen Bereiches in der ΔE -E Auftragung (vgl. Kap. 3).

Die verwendeten ADCs der Firma LeCroy sind über CAMAC-Bus an eine PDP-11/73 gekoppelt. Zur Datenaufnahme wird das Programm RUNEXP benutzt [Sch87]. RUNEXP ist ein Multitasking-Programm, welches ermöglicht die einzelnen Ereignisse mit hoher Priorität im List-Mode auf Magnetband zu schreiben, während mit untergeordneter Priorität eine Auswahl der anfallenden Ereignisse realtime in Spektren einsortiert, sowie Berechnungen mit einzelnen ADCs durchführt werden. Diese Spektren können im Verlauf der Messung graphisch dargestellt werden, was zur Überwachung des Experimentes von entscheidender Bedeutung ist. Zusätzlich werden von dem Programm RUNEXP nach jedem Datenblock (je 50 Ereignisse à 12 ADC-Werte) als Zusatzinformationen die Zeit und der aktuelle Stand des Stromintegrators weggeschrieben.

Um die Stabilität der Elektronik zu überwachen und eine Korrektur der Totzeit von Elektronik und Datenaufnahme vorzunehmen (vgl. Kap. 3), wurden an den Vorverstärkern, von der gesammelten Ladung abhängige Testpulse eingespeist. Die Testpulse werden so eingestellt, daß in den Spektren eine eindeutige Separation von den physikalischen Ereignissen gegeben ist.

3. Inklusive Experimente

Mit der in Kapitel 2 beschriebenen experimentellen Anordnung wurden Messungen zur Bestimmung der doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitte $d^2\sigma/(d\Omega dE)$ für die Emission von leichten Teilchen bei 156 MeV ${}^6\text{Li}$ induzierten Kernreaktion an natürlichem Silber bei vier Laborwinkeln (13.5° , 16.5° , 20° und 25°) durchgeführt. Dieser Winkelbereich ergibt sich aus zwei Randbedingungen. Mit dem beschriebenen Halbleiterteleskop kann als kleinster Winkel noch bei $\approx 12^\circ$ gemessen werden, da der Primärstrahl am Teleskop vorbeigeführt werden

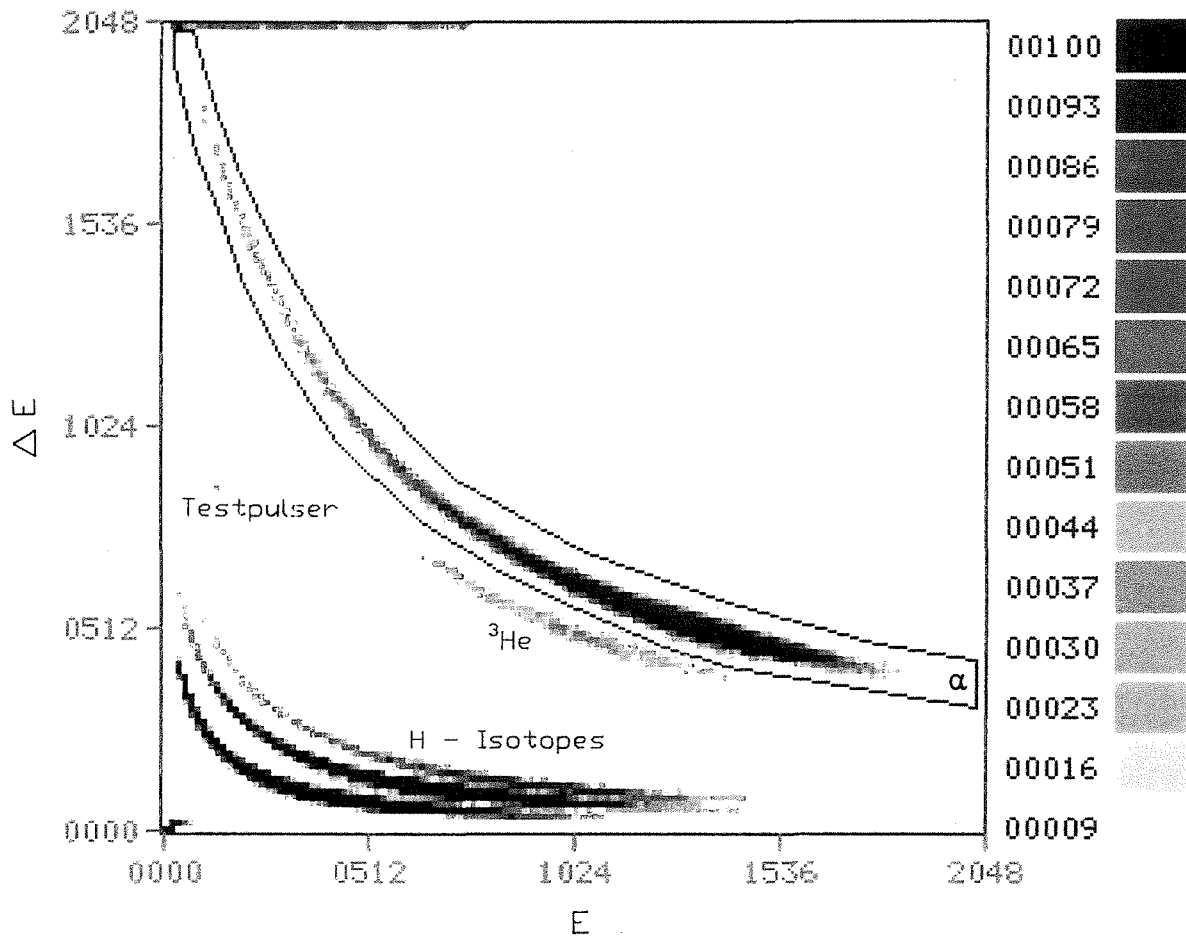


Abb. 3.1: ΔE - E Spektrum der Reaktion 156 MeV ${}^6\text{Li} + \text{natAg}$ bei einem Laborwinkel von 13.5° . Die schwarze Kurve zeigt das für die Separation der α -Teilchen benutzte Polygonfenster.

muß ohne das Gehäuse zu streifen. Der größte Laborwinkel von 25° ergibt sich aus dem stark abfallenden Wirkungsquerschnitt und der zur Verfügung stehenden

Strahlzeit. Wie die folgenden Ergebnisse zeigen, finden die interessanten Prozesse überwiegend im Vorwärtswinkelbereich statt.

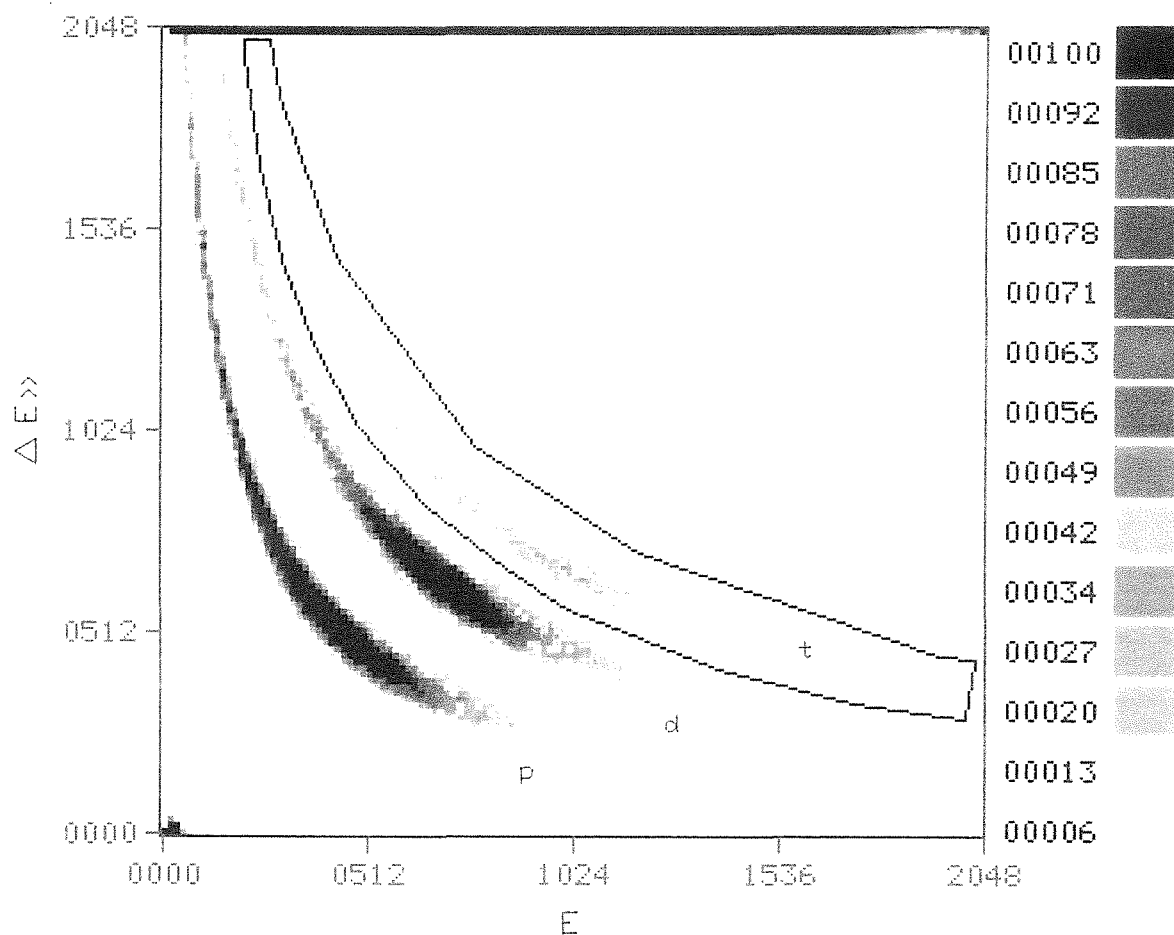


Abb. 3.2: ΔE - E Spektrum der Reaktion 156 MeV ${}^6\text{Li} + \text{natAg}$ bei einem Laborwinkel von 13.5° . Das hierbei benutzte ΔE Signal ist gegenüber Abb. 1 ≈ 6 -fach verstärkt. Die schwarze Kurve zeigt das für die Separation der Tritonen benutzte Polygonfenster.

3.1 Datenaufbereitung

Die Verarbeitung der Rohdaten erfolgte vollständig an einer PDP-11/73 der Firma DEC (Digital Equipment Corporation) unter dem Betriebssystem RSX. Zur Analyse der Daten wurde das Programm SPEKTRUM [Wen88] entwickelt. Das Programm SPEKTRUM ist ein aus mehreren Tasks bestehendes Programm mit graphikorientierter Benutzeroberfläche, welches speziell zur Auswertung von kernphysikalischen List-Mode Daten konzipiert ist. Im Anhang A sind die

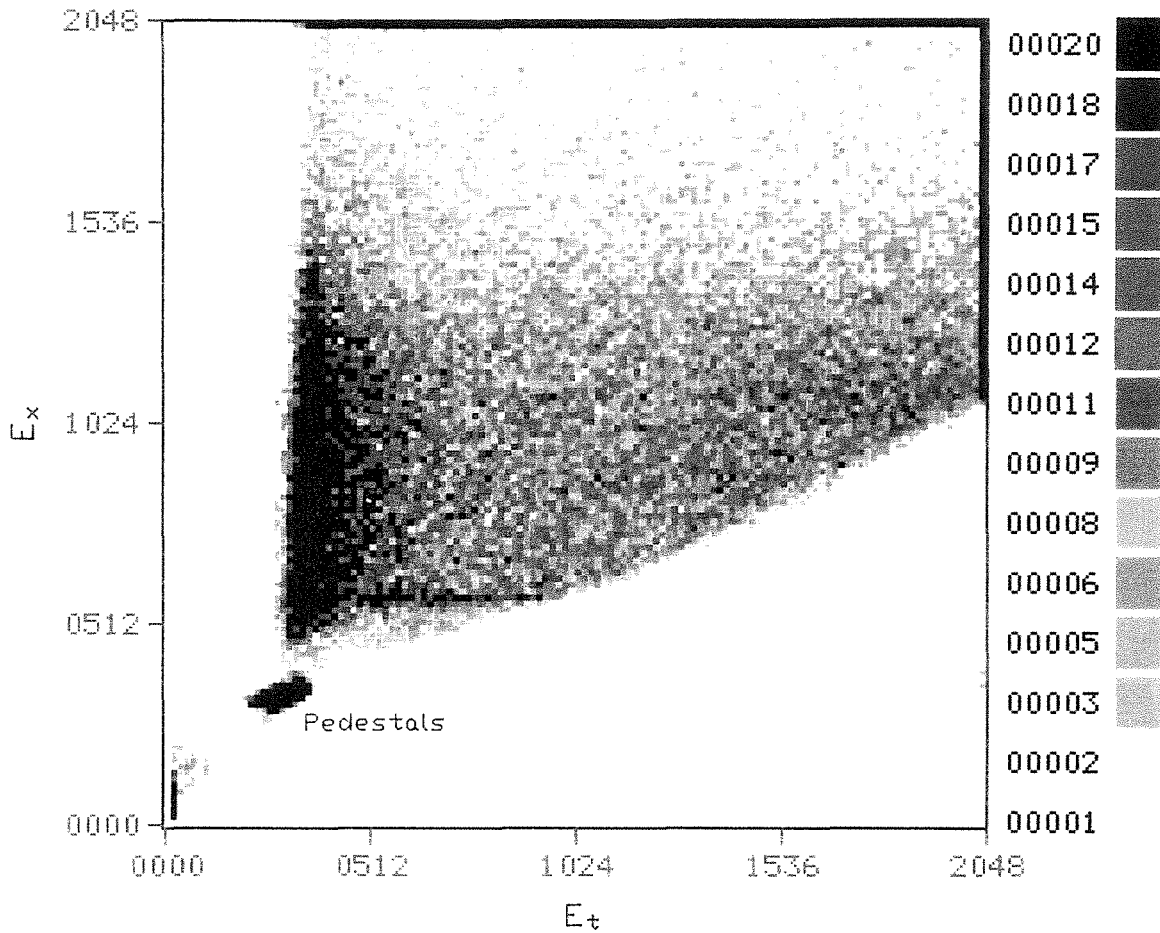


Abb. 3.3: Ausschnitt aus dem E_x zu E_t Diagramm des benutzten ortsauflösenden ΔE -Zählers für Wasserstoff-Isotope aus der Reaktion $156 \text{ MeV } ^6\text{Li} + \text{natAg}$.

wesentlichen Eigenschaften, sowie eine Kurzanleitung von SPEKTRUM zusammengestellt.

3.1.1 Teilchenidentifizierung

Die Magnetbänder mit den Rohdaten enthalten die Ereignisse für verschiedene Ejektile in der Reihenfolge des Nachweises. Der erste Schritt der Auswertung ist die Separation der Ereignisse nach den verschiedenen Ejektilen in einzelne Files.

Nach Bethe-Bloch gilt zwischen dem Energieverlust ΔE , den ein geladenes ionisierendes Teilchen beim Durchgang durch eine dünne Absorberschicht (ΔE -

Detektor) erfährt und der verbleibenden Restenergie (im E-Detektor nachgewiesen) die Beziehung:

$$\Delta E \sim \frac{m \cdot Z^2}{E}$$

wobei m die Masse und Z die Kernladung des Teilchens ist. Mit dem Programm SPEKTRUM wurde aus dem Energieverlust ΔE und der Restenergie E ein zweidimensionales Spektrum erzeugt (Fig. 3.1). Die Färbung der einzelnen Punkte gibt die Anzahl der Ereignisse in dem Bereich an. Die einzelnen Bänder besitzen die geforderte Hyperbelform. Von unten nach oben erkennt man Protonen, Deuteronen, Tritonen in mäßiger Auflösung, sowie die Heliumisotope ^3He und ^4He in sehr guter Trennung. Über den α -Teilchen sollten in dieser Auftragsung auch die elastisch oder inelastisch gestreuten Li-Teilchen sein. Diese wurden aber

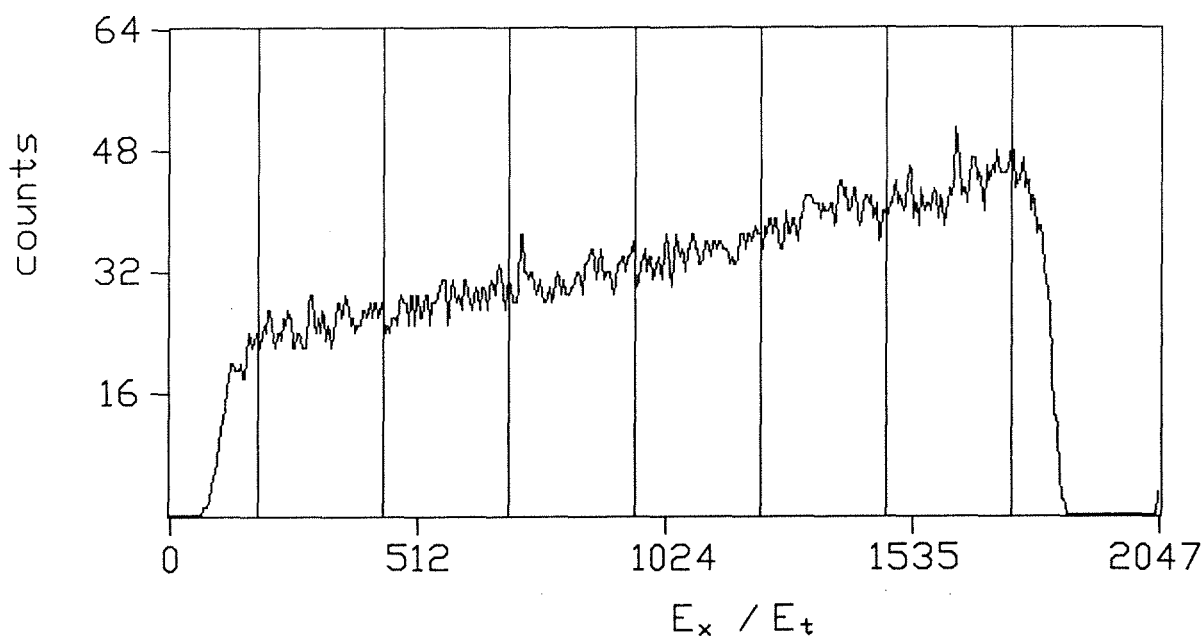


Abb. 3.4: Ortsspektrum des ΔE -Detektors für α -Teilchen bei einem Laborwinkel von 13.5° in der Reaktion $156 \text{ MeV } ^6\text{Li} + \text{natAg}$. Die eingezeichneten Intervalle entsprechen je einer horizontalen Akzeptanz von 0.5° . Die strahlzugewandte Seite ist rechts im Diagramm.

mit dem in Kap. 2 beschriebenen Vetosignal während des Experimentes unterdrückt um den Anteil der erwünschten Ereignisse mit leichten Ejektilel am gesamten Datenaufkommen zu erhöhen. Um auch die Wasserstoffisotope zu trennen, wurde das entsprechende Spektrum mit dem elektronisch höher verstärkten Energieverlust $\Delta E \gg$ (vgl. Kap. 2) erzeugt (Fig. 3.2). In dieser

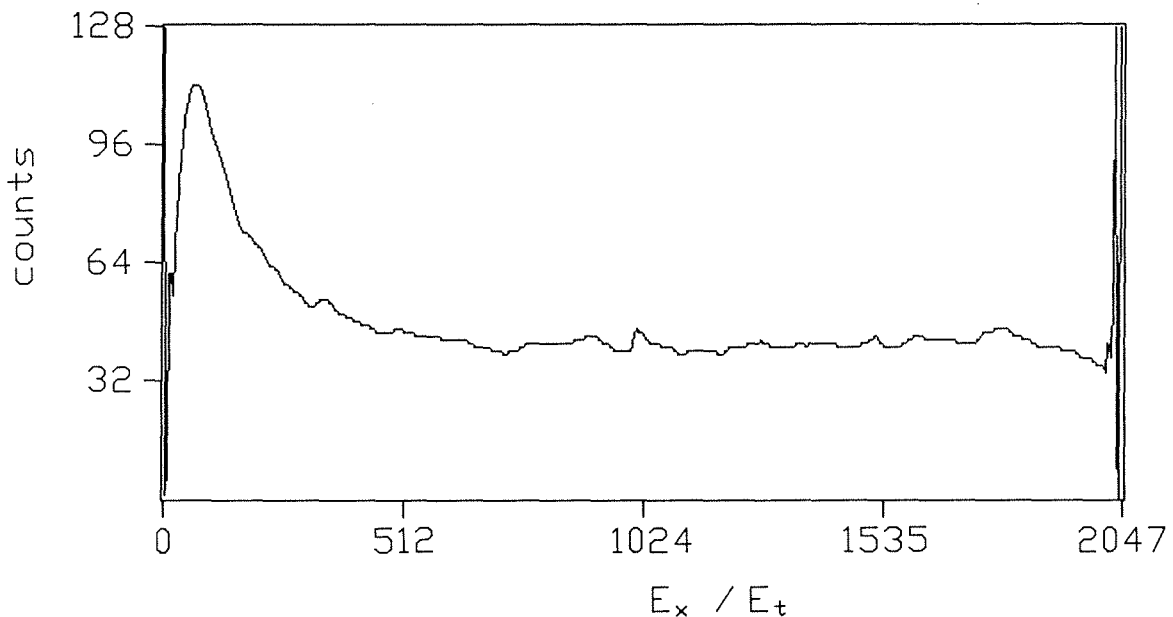


Abb. 3.5: Ortsspektrum des ΔE -Detektors für Deuteronen aus der Reaktion $156 \text{ MeV } ^6\text{Li} + \text{natAg}$ bei einem Laborwinkel von 13.5° . Die stahlzugewandte Seite ist wiederum rechts im Bild.

Auftragung erkennt man, daß das Detektorteleskop auch die Wasserstoff-Isotope zu separieren vermag. Die ursprünglich schlechtere Auflösung der schwach ionisierenden Teilchen resultiert aus der zu geringen Kanalanzahl der benutzten ADCs.

Eine in der Vergangenheit häufig benutzte Methode zur Analyse derartiger Auftragungen ist die Goulding-Methode [Gou64], welche ausgehend von der bekannten Hyperbelform der Bänder eine Linearisierung durchführt und im transformierten Spektrum horizontale Trennlinien setzt. Die Methode besitzt zwei Nachteile:

- 1) Eine Linearisierung ist nur möglich, wenn eine Kurvenform, wie hier eine Hyperbel angenommen werden kann.
- 2) Eine Linearisierung erfordert einen verhältnismäßig hohen Aufwand an Rechenzeit pro verarbeitetem Ereignis und ist mit einem Computer in der Leistungsklasse eines Personal Computers bei Datenmengen von 1 GByte nicht anwendbar.

Da besonders Punkt 2 im vorliegenden Fall von Relevanz ist wurde eine neue Methode entwickelt. Der Benutzer des Programms SPEKTRUM umfährt das gewünschte Gebiet einer zwei-dimensionalen Auftragung mit der Maus und setzt hierbei die Eckpunkte eines Polygons. Da die Anzahl der Eckpunkte prinzipiell nicht beschränkt ist, besteht hierin keinerlei Einschränkung zu einer beliebigen Hüllkurve. Aus diesem Polygon ermittelt das Programm eine Suchtabelle mit der es möglich ist, bei einem Ereignis durch zwei Abfragen zu entscheiden, ob es zur Zielmenge gehört und aussortiert oder verworfen wird. Beispiele für solche Polygonfenster sind in Abb. 3.1 für ^4He -Ereignisse und in Abb. 3.2 für Tritonen gezeigt. Durch das Setzen von unterschiedlichen Fenstern um ein Ejektilband und dem Vergleich der umschlossenen Anzahl wurde der Fehler in der Teilchenidentifikation zu $< 5\%$ abgeschätzt.

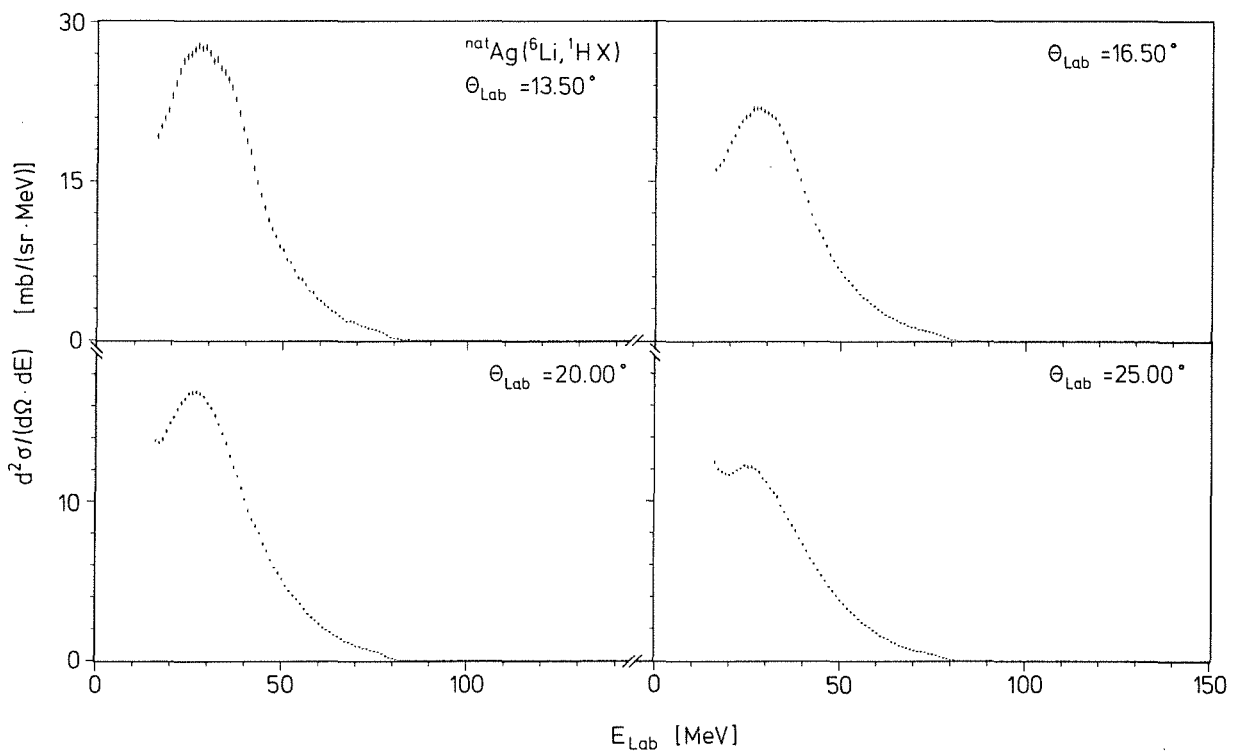


Abb. 3.6: Inklusive Energiespektren für Protonen aus der Reaktion 156 MeV ^6Li + natAg bei verschiedenen Laborwinkeln.

Das Ergebnis dieses Sortierlaufes mit dem Programmes SPEKTRUM sind Files in denen jeweils die Ereignisse für ein Isotop in List-Mode Form zusammengefaßt sind. Der Vorteil die Daten wiederum in vollständiger Form sequentiell zu schreiben ist, daß hierbei keinerlei Information der einzelnen Ereignisse verloren geht. Die folgenden Schritte der Auswertung können auf sämtliche gemessene Information zurückgreifen.

3.1.2 Unterteilen der Winkelakzeptanz

Der benutzte ortsempfindliche ΔE -Detektor erlaubt es die Winkelakzeptanz von 3.3° zu unterteilen. Das Ortssignal E_x ist proportional zu ΔE und dem horizontalen Ort x an dem das Teilchen den Detektor passierte. Zur Berechnung wurde folgende Beziehung für den Ort x benutzt:

$$x = c \frac{E_x - P_x}{E_t - P_t}$$

wobei c die Proportionalitätskonstante ist. Die Korrekturen P_x und P_t sind nötig, da der benutzte ADC-Typ auch ohne angelegtes Signal einen kleinen Offset, im folgenden Pedestal genannt besitzt. Solange E_x und E_t wesentlich größere Werte als die zugehörigen Pedestals haben ist dieser Effekt für die Ortsberechnung vernachlässigbar. Bei den behandelten Messungen leichter, schwach ionisierender Teilchen ist der Energieverlust aber in der Größenordnung der Pedestals.

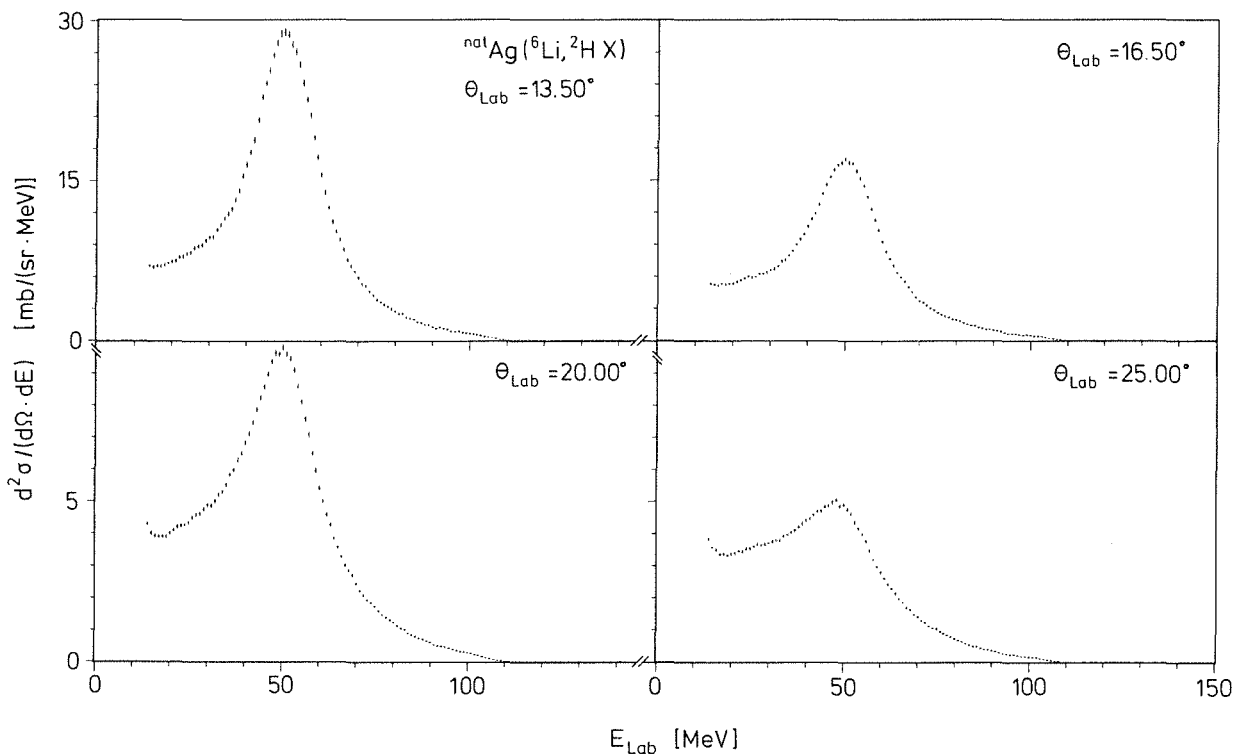


Abb. 3.7: Inklusive Energiespektren für Deuteronen aus der Reaktion 156 MeV $^6\text{Li} + \text{natAg}$ bei verschiedenen Laborwinkeln.

Zur Ermittlung der Pedestal wurden mehrere verschiedene Verfahren benutzt:

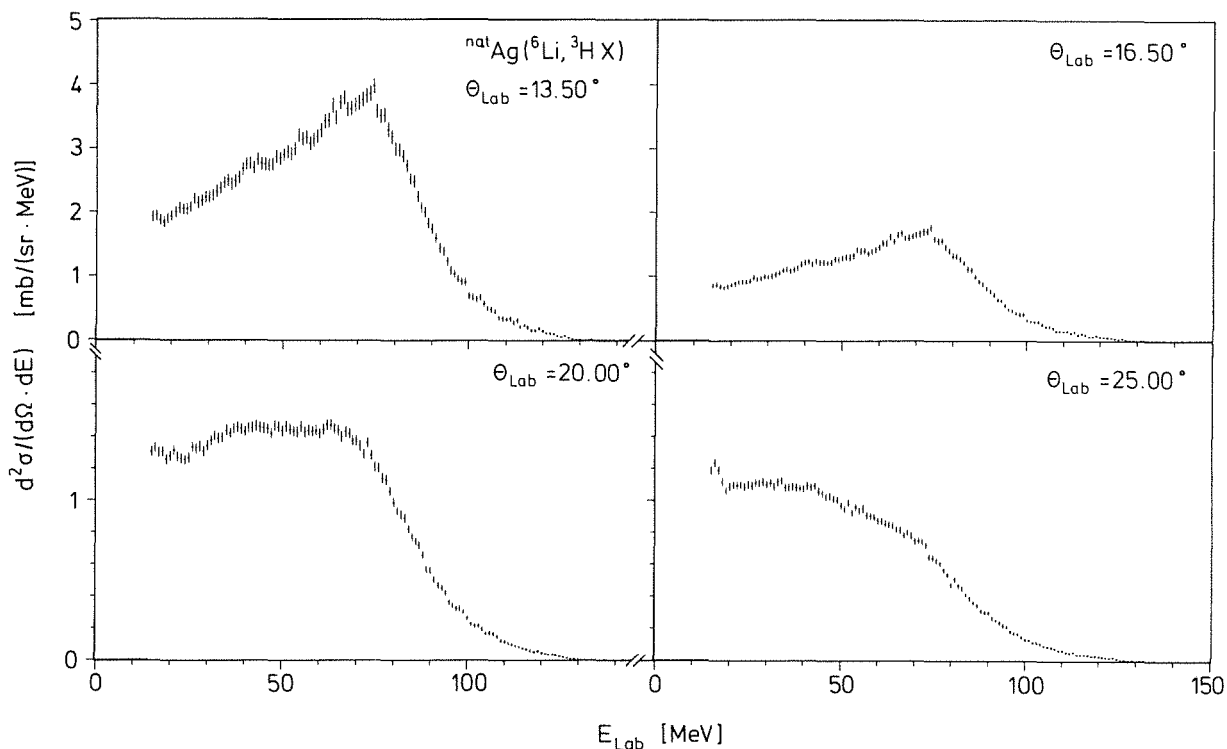


Abb. 3.8: Inklusive Energiespektren für Tritonen aus der Reaktion 156 MeV ^6Li + natAg bei verschiedenen Laborwinkeln.

- 1) An den ADC wird kein Signal angelegt, der vom ADC gelieferte Wert wird als Pedestal genommen.
- 2) Die Anzahl von Nullereignissen in einem speziellen ADC ist groß genug, daß um den Pedestalkanal ein Peak entsteht.
- 3) In der zwei-dimensionalen Auftragung E_x - E_t (Fig 3.3) hat die bedeckte Fläche V-förmige Gestalt. Die Begrenzungsgeraden schneiden sich nicht im Koordinatenursprung, sondern am Punkt der beiden Pedestalwerte (P_x, P_t) .

Die drei Methoden ergaben nahezu die gleichen Werte für die Pedestals der einzelnen ADCs.

Für kleine Werte von E_t besitzen die Begrenzungslinien des "V" keine Geradenform mehr. Diese Unlinearität des Detektors betrifft vor allem die Wasserstoff-Isotope. Die daraus resultierende Unsicherheit für die ermittelten Pedestals beträgt ± 2 Kanäle und ist für die Ortsbestimmung tolerierbar.

Die Abbildung 3.4 zeigt ein typisches Ortsspektrum für ^4He -Teilchen. Die Flanken an den beiden Seiten des Ortsspektrum sind das Abbild der, die

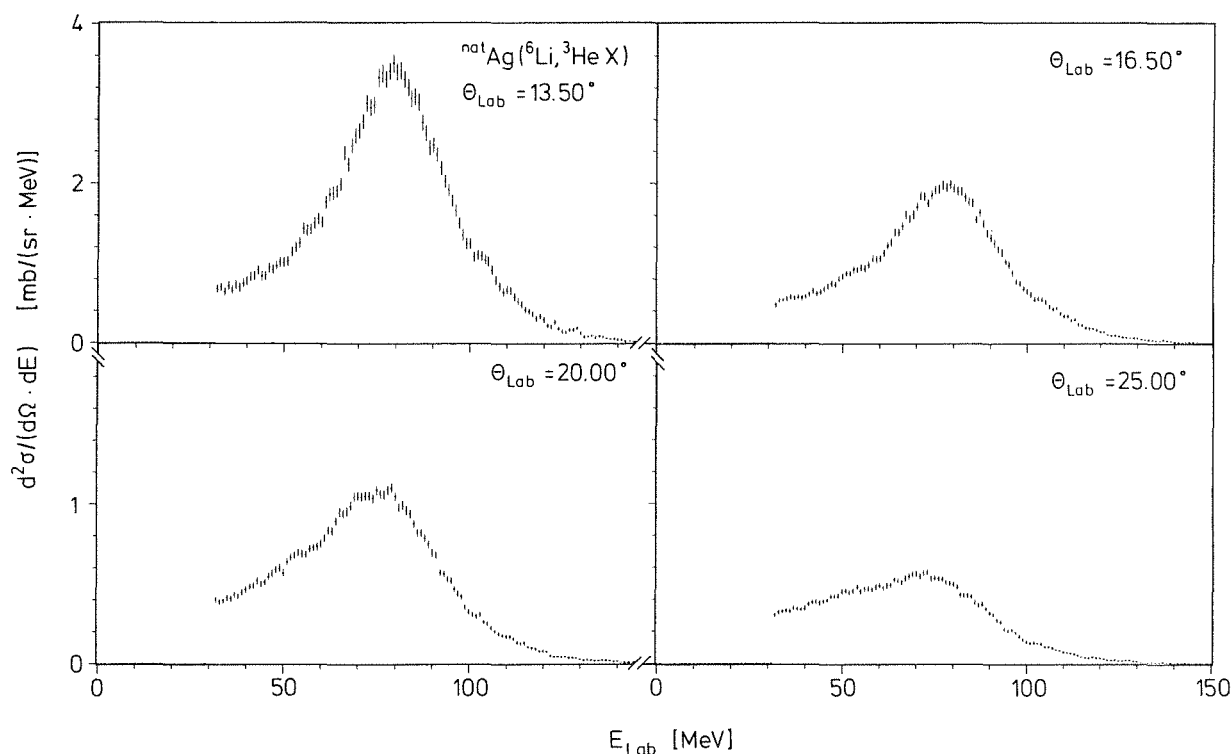


Abb. 3.9: Inklusive Energiespektren für ${}^3\text{He}$ -Ejektile aus der Reaktion 156 MeV ${}^6\text{Li} + {}^{nat}\text{Ag}$ bei verschiedenen Laborwinkeln.

Akzeptanz definierenden Tantalblende. Um Randeffekte (Blendenstreuung etc.) auszuschließen wurden auf beiden Seiten der Akzeptanz 0.15° verworfen. Die restlichen 3° wurden mit den ebenfalls in Abb. 3.4 gezeigten Fenstern in 6 Teilwinkel von je 0.5° zerlegt.

Eine noch feinere Unterteilung des Ortsspektrums wäre von der horizontalen Auflösung des ΔE -Detektors möglich, die endliche Größe des Strahlfleckes am Target, sowie die vertikale Akzeptanz begrenzen jedoch diese Möglichkeit.

Bei den Ortsspektren von Teilchen leichter als ${}^4\text{He}$ ergab sich ein Problem. Die Abbildung 3.5 zeigt ein Ortsspektrum für Deuteronen. Die strahlzugewandte Seite ist rechts im Bild, das heißt: das Spektrum ist im unteren Bereich überhöht. Da die verschiedenen Laborwinkel einen kleinen Überlapp haben, läßt sich diese Überhöhung in der Winkelverteilung nur als Detektoreigenschaft verstehen. Diese wird umso stärker, je leichter das Ejektil ist. Bei den ${}^3\text{He}$ ist der Effekt noch schwach, während die Ortsverteilung der Protonen im ersten Teilabschnitt um einen Faktor 2 überhöht ist.

Bei Ejektilelen deren Energieverlust kleiner als der, der nachgewiesenen ${}^4\text{He}$ ist, scheint die prinzipielle Grenze der Ortsermittlung des benutzten ΔE -

Detektors erreicht. Für die weitere Auswertung der Wasserstoff-Isotope muß daher auf eine Unterteilung der Akzeptanz verzichtet werden. Aus der

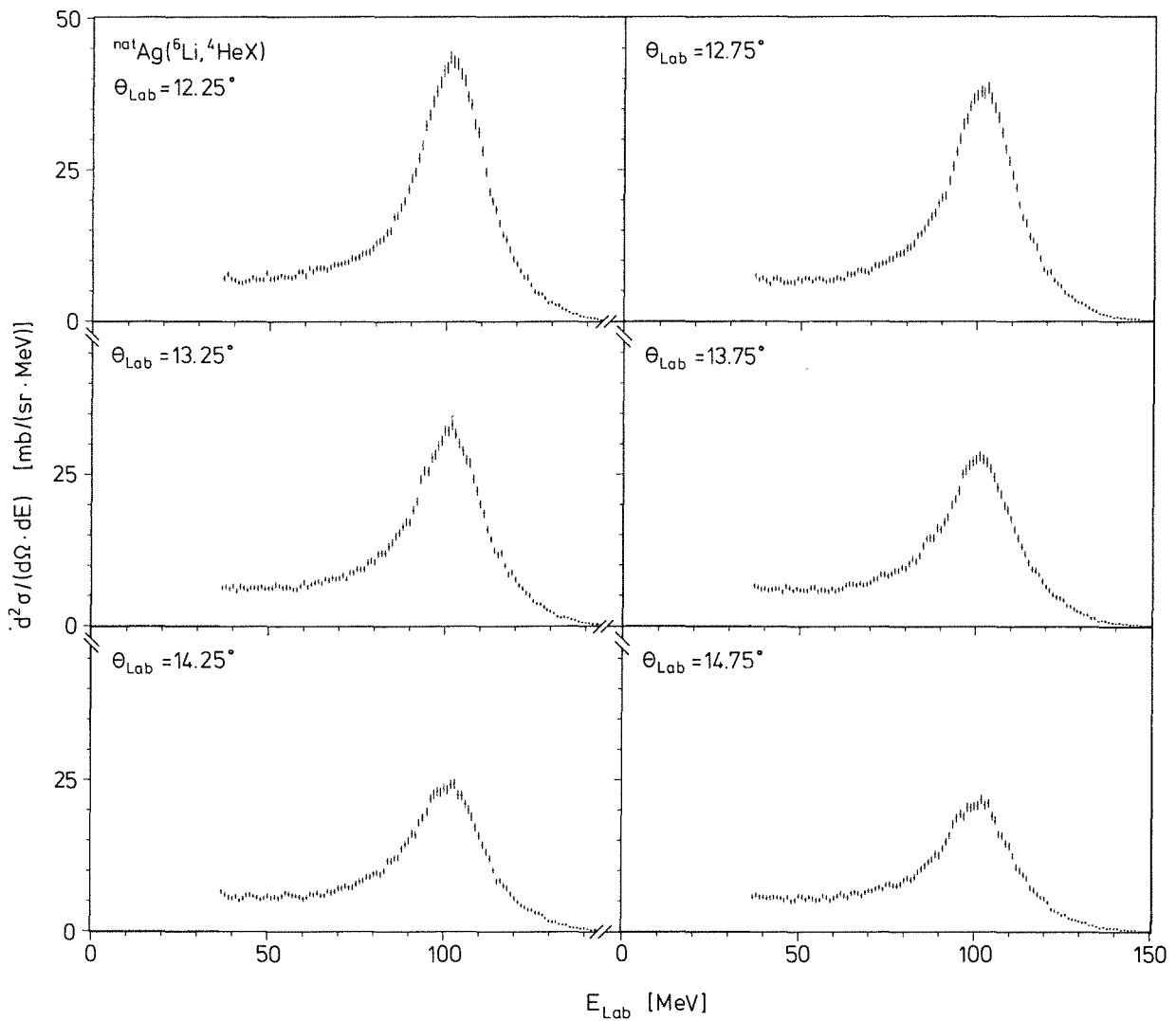


Abb. 3.10: Inklusive Energiespektren für α -Teilchen aus der Reaktion $156\text{MeV } {}^6\text{Li} + {}^{\text{nat}}\text{Ag}$ bei 13.5° unter Ausnutzung der Ortsinformation zur Akzeptanzunterteilung.

Winkelverteilung für ${}^4\text{He}$ (Abb. 3.11) ist ersichtlich, daß der differentielle Wirkungsquerschnitt einen glatten Verlauf besitzt und durch die größere Akzeptanz keine Strukturen verwischt werden.

3.1.3 Energiegleichung

Die Energie eines Ejektils setzt sich aus dem Energieverlust ΔE und der Restenergie E zusammen. Für die in MeV geeichte Energie des Ejektils läßt sich folgende Beziehung aufstellen:

$$E[\text{MeV}] = k_1 \cdot \Delta E[\text{Ch}] + k_2 \cdot E[\text{Ch}] + k_3$$

Die Konstanten k_1, k_2 und k_3 wurden aus Messungen mit elastisch gestreuten

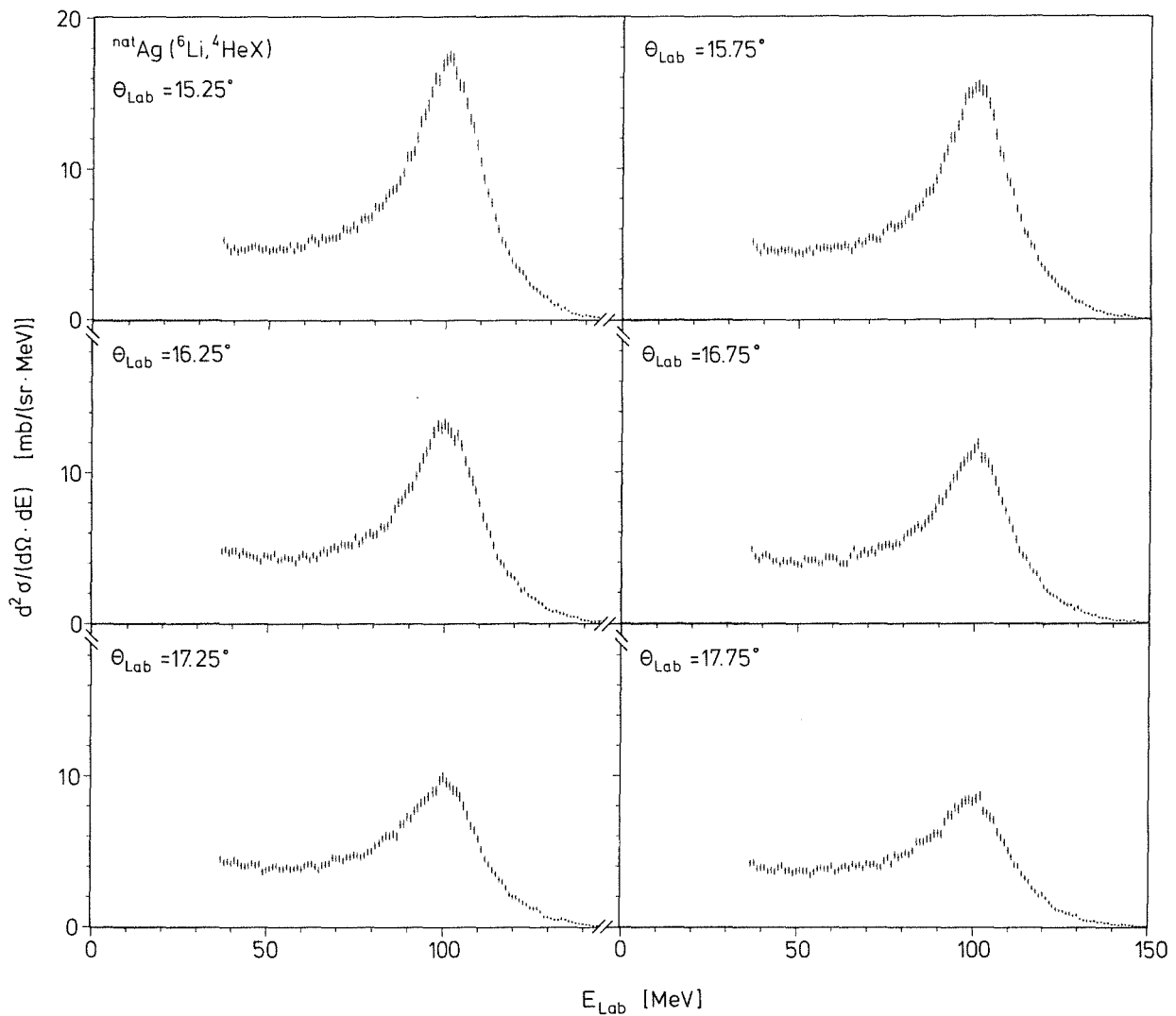


Abb. 3.11: Inklusive Energiespektren für α -Teilchen aus der Reaktion $156\text{MeV } ^6\text{Li} + \text{natAg}$ bei 16.5° unter Ausnutzung der Ortsinformation zur Akzeptanzunterteilung.

Protonen, ^4He -Teilchen und ^6Li -Ionen mit je 26 MeV/amu ermittelt. Die Ausgleichgerade durch diese drei Eichpunkte bestätigt sehr gut die angenommene

lineare Beziehung zwischen den Kanalnummern der ADCs und der zugeordneten Energie.

Die Konstante k_3 beinhaltet, außer den Pedestals, die im Einfluß auf das Ergebnis geringen Korrekturen aus dem Energieverlust im Target selbst, beziehungsweise in den, die Detektorakzeptanz abdeckenden dünnen Aluminiumfolien. Einsortiert in 1 MeV breite Energiekanäle ergeben sich hiermit die nicht normierten, doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitte.

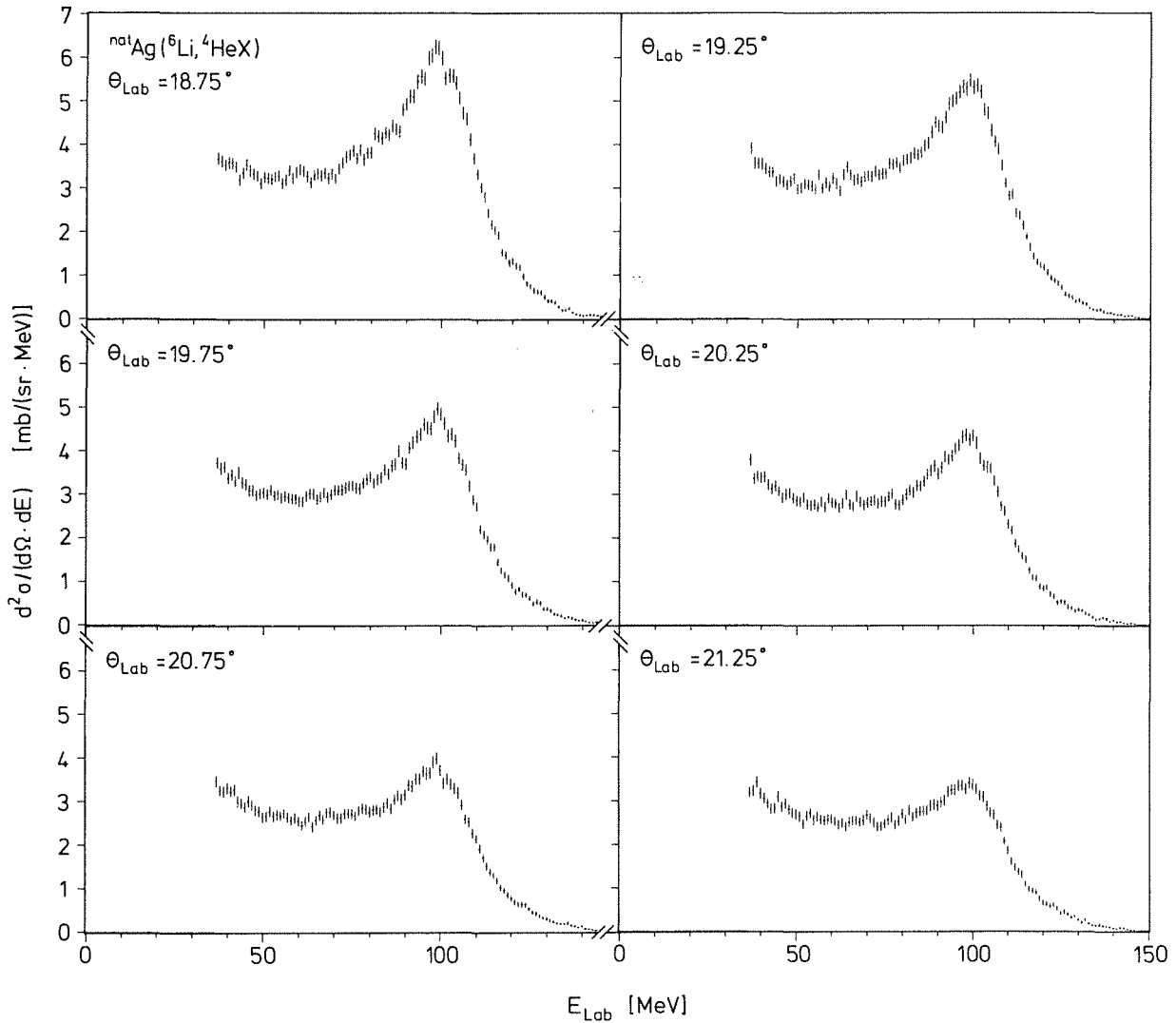


Abb. 3.12: Inklusive Energiespektren für α -Teilchen aus der Reaktion $156\text{MeV } {}^6\text{Li} + {}^{\text{nat}}\text{Ag}$ bei $20.^\circ$ unter Ausnutzung der Ortsinformation zur Akzeptanzunterteilung.

3.1.4 Normierung der Wirkungsquerschnitte

Die Normierung der Wirkungsquerschnitte erfolgte mit der im Faraday-Cup gesammelten Ladung, welcher mit einem Stromintegrator verbunden war. Der aktuelle Wert des Integrators steht nach je 50 Ereignissen als Zusatzinformation auf dem Magnetband. Zusätzlich erzeugt der Integrator nach konstanten, einstellbaren Ladungsmengen einen Trigger für den Testpulsgenerator, welcher an den Vorverstärkern angeschlossen ist und in "unphysikalische" Kanäle der ADC einen Testpuls einspeist. Die Zählrate bei der, die benutzten Detektoren noch sinnvoll arbeiten liegt bei ungefähr 10^4 Ereignissen pro Sekunde. Bei den Experimenten wurde mit maximalen Zählraten von einigen Hundert Ereignissen pro Sekunde gemessen. Die Totzeit des Datenaufnahmesystems entsteht nahezu vollständig auf dem Weg der Ereignisse

Ejektil	$\Theta_{\text{Lab}} [^\circ]$	$d\sigma/d\Omega$ [mb]	stat. Fehler [%]
p (untere Energiegrenze 16 MeV)	13.5	967	0.18
	16.5	774	0.14
	20.	614	0.12
	25.	480	0.10
d (untere Energiegrenze 14 MeV)	13.5	891	0.19
	16.5	566	0.16
	20.	359	0.13
	25.	223	0.14
t (untere Energiegrenze 15 MeV)	13.5	230	0.38
	16.5	152	0.38
	20.	104	0.25
	25.	70	0.25
^3He (untere Energiegrenze 32 MeV)	13.5	145	0.48
	16.5	89	0.41
	20.	54	0.35
	25.	30	0.39

Tab. 3.1 Gemessene Laborwirkungsquerschnitte in der Reaktion $156 \text{ MeV } ^6\text{Li} + \text{natAg}$ für verschiedene Ejektile.

vom ADC über den Computer zum Magnetband. Da die Testpulse den

physikalischen Ereignissen beigemischt sind, ergibt sich für sie das gleiche Totzeitverhältnis. Aus dem Vergleich zwischen den ladungsgetriggerten Testpulsen und der vom Stromintegrator gesehen Ladung, läßt sich zu jedem Zeitpunkt des Experimentes die Totzeit des Datenaufnahmesystems ermitteln und korrigieren. Bei den durchgeführten Messungen lag die Totzeit im Mittel bei 19% .

Für den doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitt im Laborsystem gilt:

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE} = 0.26605 \cdot \frac{n \cdot A \cdot Z}{\Delta\varepsilon [MeV] \cdot \Omega [\mu sr] \cdot Q [\mu C] \cdot d \left[\frac{mg}{cm^2} \right]} \left[\frac{mb}{sr \cdot MeV} \right]$$

wobei n die Anzahl der Ereignisse, A die Masse des Targetkernes, Z die Ladung des Projektils, $\Delta\varepsilon$ die Breite der Energiekanäle, Ω das Raumwinkelement, Q die totzeitkorrigierte Ladung und d die Flächenbelegung darstellt.

3.2 Experimentelle Ergebnisse

Die doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitte für die verschiedenen Ejektile und Laborwinkel sind in den Abbildungen 3.6 bis 3.9 zusammengefaßt. Die Fehlerbalken in den Diagrammen stellen die reinen statistischen Fehler dar. In bezug auf systematische Fehler ist ein hauptsächlicher Beitrag aus der Ladungsbestimmung mit dem Faraday-Cup und der Unsicherheit der Dickenbestimmung des verwendeten Targets zu erwarten. Die Unsicherheit in bezug auf das Target setzt sich aus der nur ungenauen Dicke, sowie eventuell zu erwartenden Inhomogenitäten zusammen und kann mit ungefähr 10% abgeschätzt werden. Bei dem verwendeten Faraday-Cup zur Bestimmung, der vom Strahl deponierten Ladung liegt die Unsicherheit bei ungefähr 5%. Für die angegebenen absoluten Wirkungsquerschnitte kann der systematische Fehler daher kleiner als 15% angenommen werden. In den Abbildungen 3.10 bis 3.13 ist die, nach der Akzeptanzunterteilung erhaltene Systematik für ^4He -Ejektile zu sehen. Die Kante an der niederenergetischen Seite der Spektren stellt die untere Nachweisgrenze des Detektorsystems für das jeweilige Ejektil dar. Unterhalb dieser Grenzenergie werden die Teilchen im ΔE -Detektor gestoppt, oder soweit abgebremst, daß sie im ΔE -Detektor kein verwertbares Signal mehr auslösen. Um Randeffekte zu vermeiden wurde ein ergänzender Software-Cut bei 1 bis 2 MeV größerer Energie gesetzt.

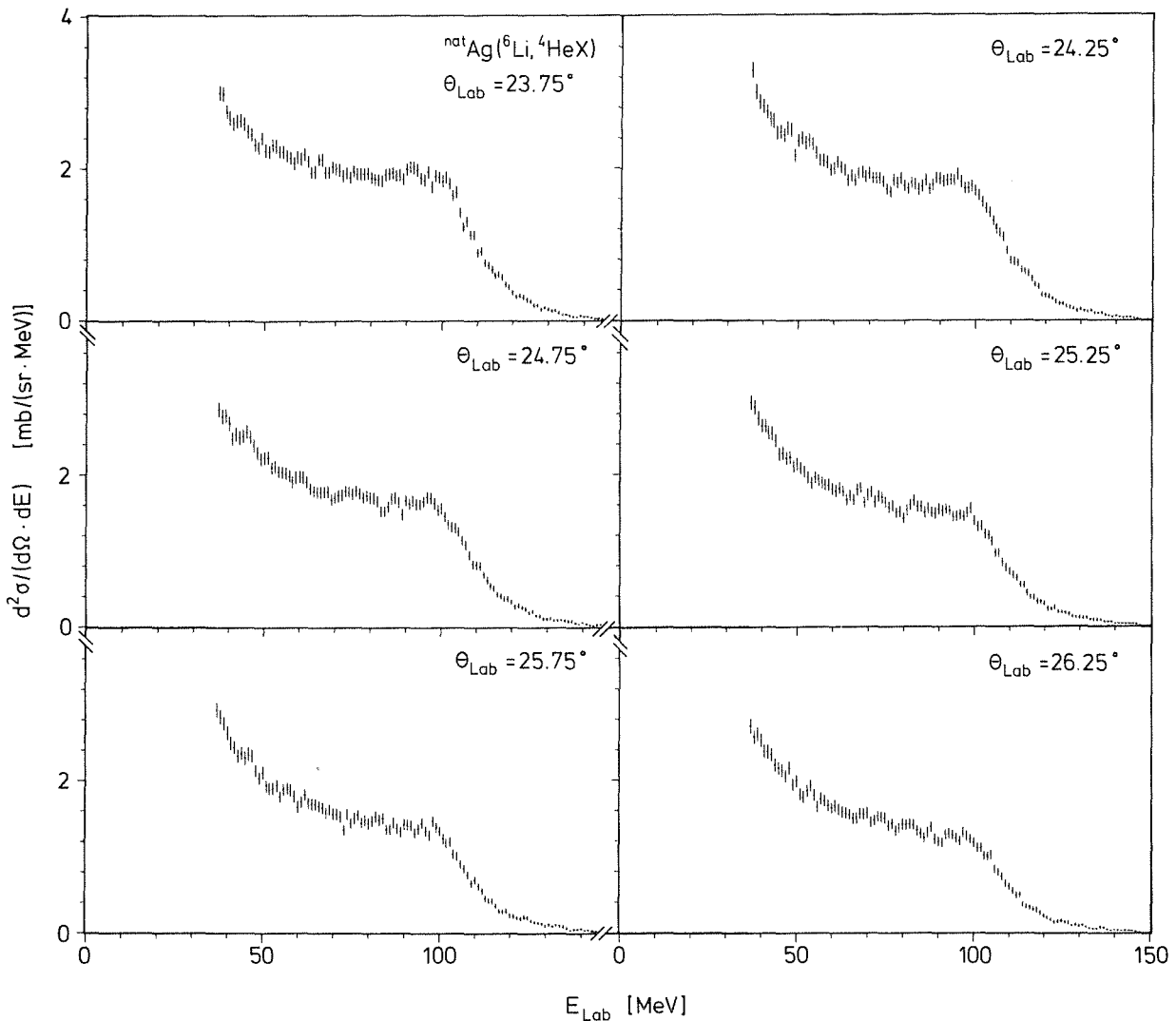


Abb. 3.13: Inklusive Energiespektren für α -Teilchen aus der Reaktion $156\text{MeV } ^6\text{Li} + \text{natAg}$ bei 25° unter Ausnutzung der Ortsinformation zur Akzeptanzunterteilung.

Die Spektren sind gekennzeichnet von breiten, glockenförmigen Bergen (FWHM = 20-40 MeV), deren Maxima bei Energien liegen, die dem Energieanteil des nachgewiesenen Clusters am einfallenden ^6Li -Teilchen entsprechen. Die Berge werden mit zunehmendem Laborwinkel rasch kleiner. Diese Charakteristik weist eindeutig auf einen Projektilaufbruch hin. Die Maxima der Aufbruchberge zeigen kaum eine Abhängigkeit von dem Laborwinkel. Unter den Aufbruchbergen befindet sich eine zweite, mit steigender Energie kontinuierlich abnehmende Komponente, im folgenden als Untergrund bezeichnet. Dieser Untergrund läßt sich als Abdampfung aus Compound- und Precompoundkernen verstehen. Hierfür spricht, daß der gemessene Untergrund für Protonen am größten ist. Der

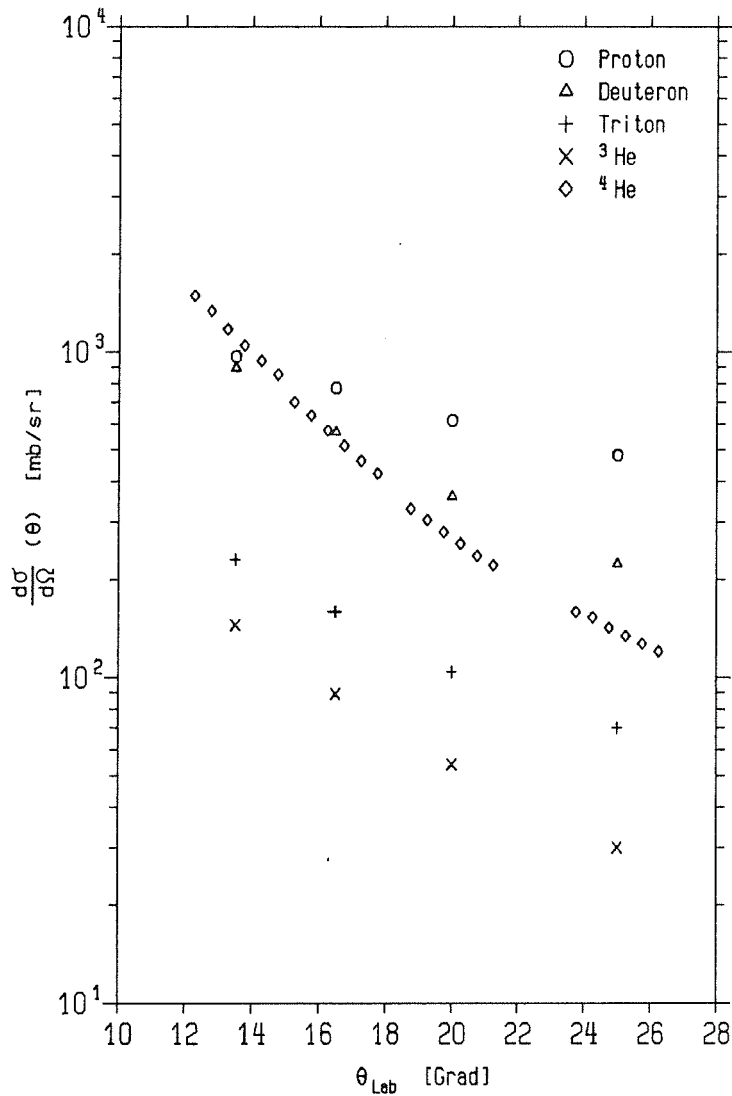


Abb 3.14: Winkelverteilung für verschiedene Ejektile aus der Reaktion 156 MeV $^6\text{Li} + \text{natAg}$.

Untergrund zeigt ebenfalls, wenn auch wesentlich schwächer, eine Winkelabhängigkeit. Dies weist auf einen nicht kleinen Beitrag aus Preequilibriums-Prozessen hin.

Eine gewisse Sonderstellung nehmen die Tritonenspektren ein, welche im grunde eine ähnliche Struktur besitzen, aber auf der niederenergetischen Seite einen weiteren Prozeß vermuten lassen. Diese Anomalie wurde auch schon in früheren Experimenten [Neu79] beobachtet, und wird durch diese Messung bestätigt. Eine mögliche Erklärung wäre zum Beispiel, daß Deuteronen mit Strahlgeschwindigkeit ein Neutron aufnehmen (pick-up) und im Detektor als Tritonen um 52 MeV nachgewiesen werden, da beide Bumps hinreichend breit

Ejektil	$\Theta_{\text{Lab}}[^\circ]$	$d\sigma/d\Omega$ [mb]	stat. Fehler [%]
${}^4\text{He}$ (untere Energiegrenze 37 MeV)	12.25	1487	0.38
	12.75	1334	0.40
	13.25	1171	0.43
	13.75	1045	0.45
	14.25	938	0.48
	14.75	852	0.50
	15.25	699	0.37
	15.75	637	0.39
	16.25	573	0.41
	16.75	514	0.43
	17.25	462	0.45
	17.75	422	0.48
	18.75	329	0.36
	19.25	304	0.37
	19.75	279	0.39
	20.25	257	0.41
	20.75	236	0.42
	21.75	221	0.44
	23.75	159	0.43
	24.25	153	0.43
	24.75	142	0.45
	25.25	134	0.46
25.75	127	0.48	
26.25	120	0.49	

Tab. 3.2: Gemessene Laborwirkungsquerschnitte in der Reaktion 156 MeV ${}^6\text{Li}$ + natAg für α -Ejektile.

sind um sich gegenseitig zu überlappen, kann eine den beobachteten Spektren ähnliche Struktur entstehen.

In Abbildung 3.14 sind die Winkelverteilungen der einzelnen Ejektile gezeigt. Die untere Grenze für die Integration über der Energie, sowie die Meßwerte sind in den Tabellen 3.1 und 3.2 wiedergegeben.

4. Theoretische Analyse der experimentellen Ergebnisse

Die gemessenen doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitte sind reine Produktions-Querschnitte im Labor. Das heißt, es sind auch Multiplizitäten enthalten die zum Beispiel entstehen, wenn das ${}^6\text{Li}$ am Kern aufbricht, ein Deuteron unter Strahlgeschwindigkeit weiterfliegt, das α -Teilchen aber mit dem Kern fusioniert und aus der aufgeheizten Kernmaterie weitere Deuteronen abgedampft werden. Im Hinblick auf die in den Summenregel-Modellen (Kap. 5) benötigten Wirkungsquerschnitte besteht zunächst das Problem geeignete Parametrisierungen und Extrapolationen zur Generierung des von den Summenregeln gewünschten Anteils inelastischer Reaktionen unter Emission eines leichten Teilchens mit Strahlgeschwindigkeit zu finden. Bei inklusiven Experimenten ist aufgrund ihrer kinematischen Unvollständigkeit, eine eindeutige Zuordnung eines Ereignisses zu einem Reaktionstyp prinzipiell nicht möglich. Es müssen daher Modellvorstellungen benutzt werden, aus denen man zumindest die relativen Anteile verschiedener Mechanismen folgern kann. Die Verwendung von Standardtheorien bietet hierbei den Vorteil einer gegenseitigen Prüfung, einerseits der experimentellen Resultate im Rahmen der Theorie und andererseits die Anwendbarkeit der Theorien auf die gegebene Reaktion.

4.1 Aufbruchwirkungsquerschnitte

Die Ejektile mit Strahlgeschwindigkeit sind in den Energiespektren, wegen des zu hohen Energien hin auslaufenden Schwanzes der Verdampfungsteilchen nicht durch einen einfachen Schnitt zu trennen. Es besteht aber die Möglichkeit, die doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitte als eine Summe beider Reaktionstypen zu parametrisieren. Für den Aufbruchanteil in den Spektren wird eine Lorentzform benutzt. Diese wird sowohl von der DWBA (siehe Abschnitt 4.3), als auch vom Serber-Modell (siehe Abschnitt 4.2) als Form für die doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitte gefordert. Für die Parametrisierung des Verdampfungsanteils der Spektren gestaltet sich die Situation schwieriger. Es wurde hierfür eine Geradenform angenommen. Die Gerade als Parametrisierung des Untergrundes wurde in der Vergangenheit häufig benutzt [Neu79] und stimmt sowohl mit der Form der Spektren für große Winkel überein, bei denen der Aufbruchanteil nicht mehr dominant ist, als auch

mit Messungen der Verdampfungsspektren von Protonen und Alphas bei 140 MeV α induzierten Experimenten [Wu78].

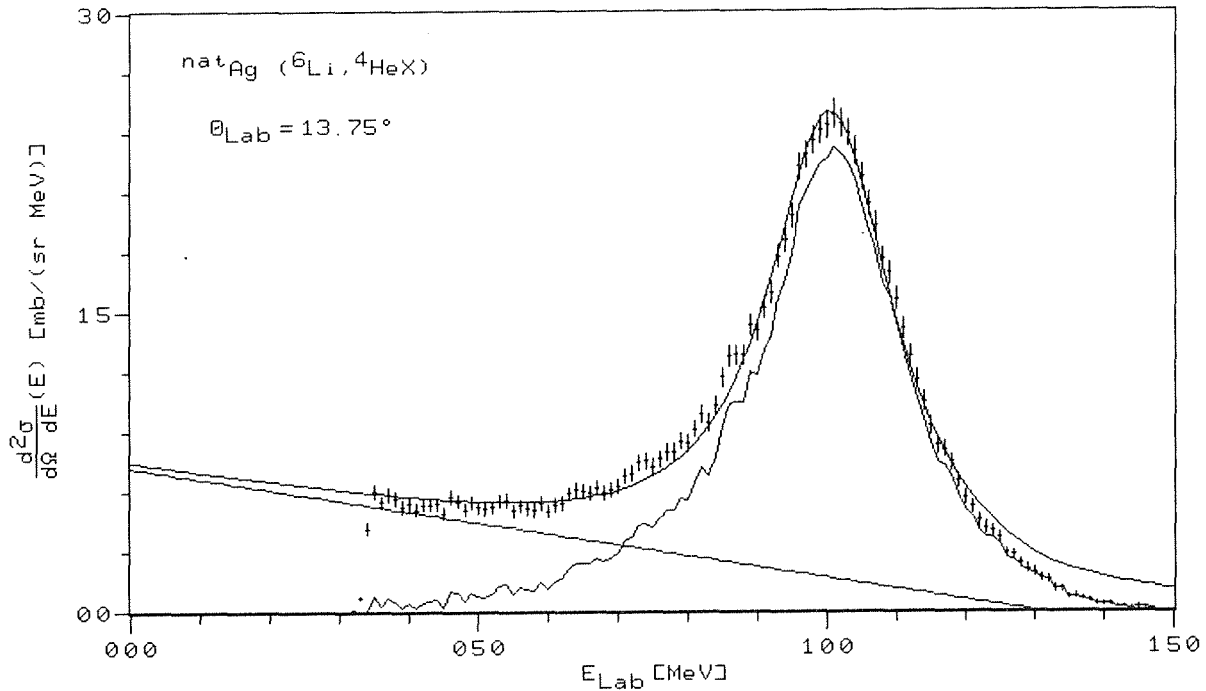


Abb. 4.1: Beispiel für die Parametrisierung (durchgezogene obere Linie), die resultierende Gerade für den Verdampfungsanteil und den Aufbruchanteil (untere durchgezogene Linie) bei einem Energiespektrum (einzelne Punkte) für α -Teilchen unter 13.75° bei $156\text{MeV } ^6\text{Li} + \text{natAg}$.

Für den doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitt ergibt sich:

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE}(E) = \sigma_0 - aE + \frac{b}{1 + \left(\frac{E - E_0}{c}\right)^2}$$

mit der zusätzlichen Bedingung, daß die Gerade keine negativen Werte annehmen darf. Wobei σ_0 der asymptotische Wirkungsquerschnitt für die Abdampfung mit der Energie 0 wäre. Der Parameter a ist die Steigung der Verdampfungsgeraden, b die absolute Höhe der Lorentzkurve, E_0 die Lage des Maximums und $2*b$ die Halbwertsbreite der Lorentzkurve. Die fünf freien Parameter dieser Parametrisierung werden durch Anpassung an die doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitte mittels einer Fit-Routine bestimmt. Die hieraus erhaltenen Geraden werden von den Spektren abgezogen, um somit die reinen Aufbruchspektren zu erhalten. Ein Beispiel für ein derartiges Spektrum ist in Abbildung 4.1 gegeben. Die Qualität der Anpassung ist im allgemeinen für

kleine Winkel gut, da hier die Lorentzkurve dominant ist und die Gerade nur zwei freie Parameter besitzt. Bei größeren Laborwinkeln treten bei dem angewandten Verfahren zunehmend Probleme auf, da die vom Integral her unbedeutende Lorentzkurve drei Freiheitsgrade besitzt und eine Anpassung teils längere Rechenzeiten benötigt. In diesen Fällen wurde teilweise die Anzahl der freien Parameter auf 4 reduziert, in dem der Endpunkt der Verdampfungsgeraden festgehalten wurde. Dies ist vertretbar, da es sich hierbei um die maximale Energie der Verdampfungsteilchen handelt, welche nur schwach vom Laborwinkel abhängt, was durch die konstanten Werte dieses Parameters bei den kleinen Laborwinkeln bestätigt wird. Ein weiteres Problem in bezug auf die gewählte Parametrisierung stellen die Tritonen dar, da die in Kapitel 3 erörterte zweite Aufbruchkomponente dieser Spektren in der Parametrisierung nicht berücksichtigt ist. Die für die Tritonen erhaltenen Anpassungen sind folglich mit größeren Unsicherheiten belastet, als die der anderen Ejektile. Generell läßt sich auch sagen, daß die Unsicherheit in der Anpassung mit zunehmendem Laborwinkel - d. h. abnehmenden Aufbruchanteil größer werden. In Abbildung 4.1 ist für ein α -Spektrum ein Beispiel dieser Parametrisierung und des resultierenden Aufbruchanteils gegeben. Die mit dieser Methode erhaltenen Wirkungsquerschnitte für den Aufbruch sind in Abbildung 4.4 dargestellt.

4.2 Serber-Modell

Um nun die für die Untersuchung der IMF-Reaktionen gewünschten totalen Wirkungsquerschnitte zu erhalten ist es nötig die gemessene Winkelverteilung zu extrapolieren, um über den ganzen Raumwinkel integrieren zu können. Bei Betrachtung der Winkelverteilung des Aufbruchanteils (Abb. 4.3) würde sich hierfür eine Exponentialfunktion anbieten. Es ist aber aus Untersuchung des Aufbruches von ${}^6\text{Li}$ -Ionen unter extremen Vorwärtswinkeln bekannt, daß unterhalb des streifenden Stoßes die Winkelverteilung weitaus flacher verläuft [Jel88]. Aus diesem Grund wurde ein verfeinertes geometrisches Modell von Serber herangezogen um die Winkelverteilung auch in diesem Bereich realistisch parametrisieren zu können. Dieses Modell wurde ebenfalls in [Jel88] zur Beschreibung des Aufbruches in extremer Vorwärtsrichtung herangezogen und steht in guter Übereinstimmung mit den experimentellen Ergebnissen.

Das Modell von Serber [Ser47] beruht auf der Annahme, daß einer der beiden Cluster, aus denen das Projektil besteht, im Moment des Stoßes mit dem Targetkern wechselwirkt, während das andere Fragment unbeeinflusst seine momentane Bewegung beibehält. Der Impuls dieses Spektatorteilchens setzt sich aus der Schwerpunktbewegung des Projektils als Ganzes, sowie des auf der Fermibewegung beruhenden Relativimpulses zusammen.

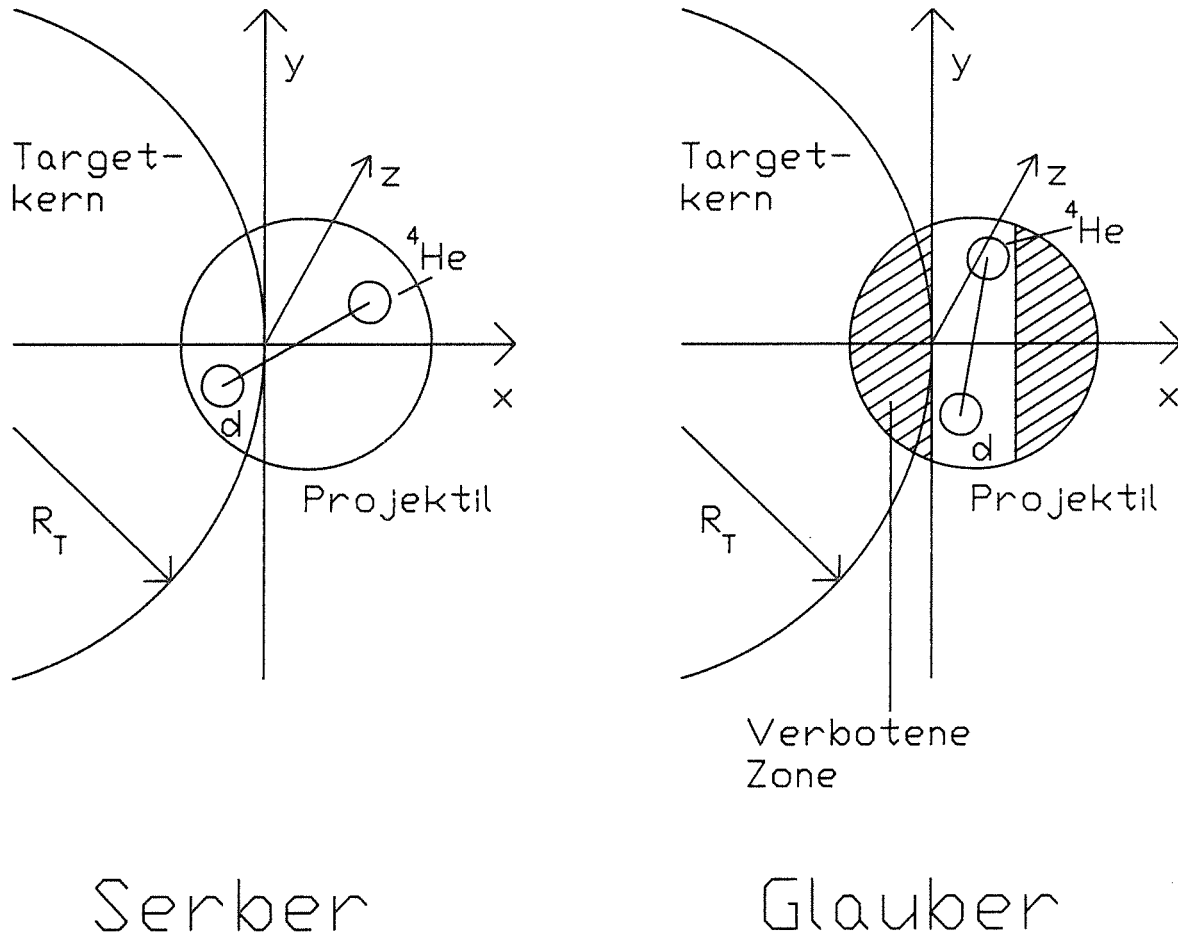


Abb. 4.2: Die Ansätze von Serber und Glauber

Der Targetkern wird idealisiert als Kugel mit scharf definiertem Rand angenommen, während das Projektil aus zwei Clustern bestehend angenommen wird. Als Form für die Wellenfunktion der Cluster-Relativbewegung im Projektil nimmt Serber eine Yukawa-Funktion an:

$$\Phi_{\alpha}(r) = (2a)^{1/2} \frac{e^{-ar}}{r} Y_{00}(\Omega)$$

mit

$$\alpha = \frac{(2\mu\varepsilon)^{1/2}}{\hbar}$$

Hierbei ist ε die Bindungsenergie des Projektils, r der Abstandsvektor und μ die reduzierte Masse der beiden Cluster. Die Annahme, daß die Wellenfunktion der einzelnen Clusterpaare vom Typ einer 1S ist, kann natürlich nur eine sehr vereinfachende Beschreibung sein. Zum heutigen Zeitpunkt sind aber keine zuverlässigen Experimente bekannt, die zweifelsfrei den Typ der Wellenfunktion ermitteln. Für sämtliche benötigten Clusterpaare wurde daher eine auf die Bindungsenergie normierte 1S Wellenfunktion benutzt. Der Unterschied zum Beispiel zu einer 2S-Wellenfunktion ist bei dem hauptsächlich interessierten Vorwärts-Winkelbereich aufgrund des ähnlichen asymptotischen Verlaufes beider Wellenfunktionen gering. Durch Fouriertransformation erhält man hieraus den zum Impulsanteil an der Schwerpunktbewegung des ${}^6\text{Li}$ hinzukommenden intrinsischen Impuls. Mit der Bedingung, daß das unbeobachtete Fragment den Targetkern trifft, d. h. seine Bahn beim Stoß durch eine senkrecht zur Bewegungsrichtung stehenden Kreisscheibe mit dem Targetradius R verläuft, und der Annahme einer isotropen Orientierung des Abstandsvektors r lassen sich Energiespektren und Winkelverteilung des beobachteten Fragmentes berechnen (Abb. 4.2). Das Serber-Modell läßt hierbei zwei Varianten zu. Im Gegensatz zur transparenten Formulierung, bei welcher der das Target treffende Cluster ebenfalls emittiert wird steht das sogenannte Opaque-Modell. Es stellt den anderen Extremfall dar, bei welchem der treffende Cluster absorbiert wird. Da diese Vorstellung auch weitgehend dem in Kap. 5 erläuterten Prinzip einer binären Reaktion bei unvollständiger Fusion des Projektils entspricht, wurde für die Parametrisierung der Winkelabhängigkeit das Opaque-Serber-Modell benutzt. Die ursprünglich nur einfach differentiellen Wirkungsquerschnitte des Serber-Modells wurden in [Uts84] im Rahmen des gleichen Ansatzes zu doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitten erweitert. Die Verwendung des Serber-Modells wird einerseits durch die in [Jel88] gemachten systematischen Untersuchungen des Serbermodells, sowie der in Abbildung 4.3 gezeigten guten Übereinstimmung der Energiespektren mit den experimentellen Daten gestützt.

Für die Durchführung der Berechnungen wurde das Programm SERBER benutzt. [OHC87]. Das Serber-Modell enthält für jedes Clusterpaar jeweils nur eine freie Konstante für die Absolutnormierung. Diese wurde durch Anpassung der Parametrisierung an die Winkelverteilung eines Clusters ermittelt. Wie in den Winkelverteilung von Abb. 4.3 zu erkennen ist, steht die

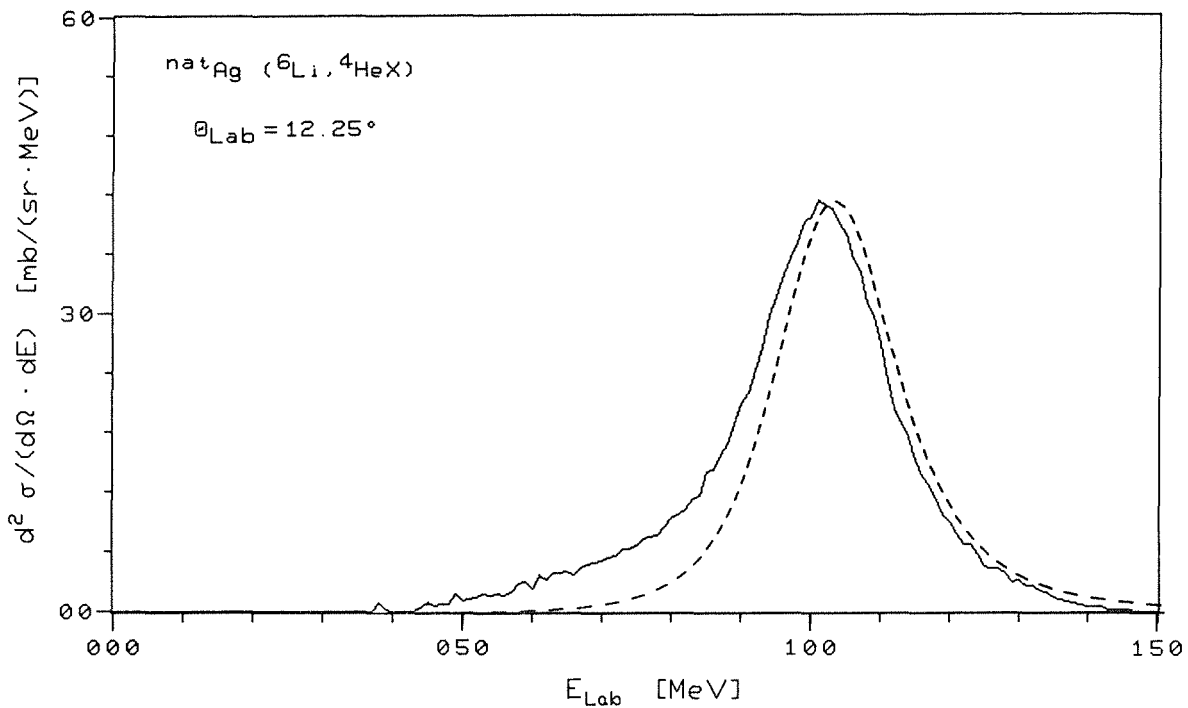


Abb. 4.3: Energiespektrum von α -Teilchen bei 12.25° aus dem Aufbruch von 156 MeV ${}^6\text{Li}$ an natAg . Die experimentellen Werte folgen der Parametrisierung von Abschnitt 4.1. Die theoretische Kurve stellt eine Berechnung mit dem Serber-Modell dar.

Absolutnormierung des zweiten Clusters in guter Übereinstimmung mit den experimentellen Werten.

Die Abweichung zwischen der Parametrisierung und den experimentellen Daten bei größeren Laborwinkeln resultiert aus dem Ansatz des Serber-Modells, welcher im Prinzip nur für Vorwärtswinkel annehmbar ist. Für die Berechnung von winkelintegrierten Wirkungsquerschnitte ist diese Abweichung jedoch von untergeordneter Bedeutung, da aufgrund des für große Winkel exponentiell abfallenden Wirkungsquerschnittes für diese Winkel nur noch ein minimaler Beitrag entsteht. Im Gegensatz hierzu wirkt sich die bessere Beschreibung des Serber-Modells bei extremen Vorwärtswinkeln stark auf die winkelintegrierten Wirkungsquerschnitte aus. Der Unterschied zwischen der Parametrisierung nach Serber und der Annahme eines zu 0° exponentiell ansteigenden Wirkungsquerschnittes beträgt ungefähr einen Faktor 2. In Tabelle 4.1 sind die mit dem Serber-Modell errechneten winkel- und energieintegrierten Wirkungsquerschnitte wiedergegeben.

Diese Wirkungsquerschnitte enthalten aber auch noch einen Anteil von elastischen Aufbruchreaktionen, bei denen beide Fragmente mit Strahlgeschwindigkeit entkommen. Dieser, in Koinzidenzexperimenten zum Projektilaufbruch eindeutig nachgewiesene Reaktionstyp stellt einen nicht unbedeutenden Anteil am Gesamtwirkungsquerschnitt dar und kann somit nicht vernachlässigt werden.

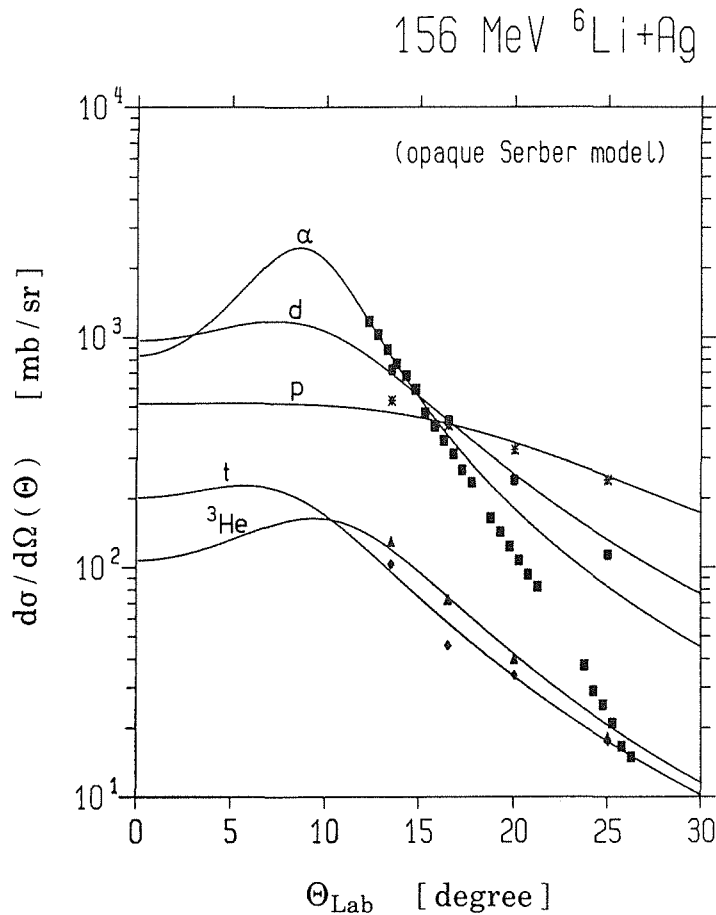


Abb. 4.4 Experimentelle Winkelverteilung für den Aufbruch in verschiedene Ejektile im Vergleich mit Berechnungen nach dem Serber-Modell.

Für den elastischen Projektilaufbruch des ${}^6\text{Li}$ -Projektils sind zwei Ursachen möglich. Zum einen kann das ${}^6\text{Li}$ -Projektil während des Durchflugs durch das starke elektrische Feld des Targetkernes ein virtuelles γ -Quant aufnehmen und entweder über einen kurzlebigen Zwischenzustand (2.18 MeV) oberhalb der Aufbruchschwelle (1.47 MeV) disintegrieren (sequentieller Coulomb-Aufbruch) oder andererseits direkt aufbrechen (direkter Coulomb-Aufbruch). Der Coulombaufbruch des ${}^6\text{Li}$ wurde experimentell eingehend

untersucht [Kie90], mit dem Ergebnis, daß er nur bei extremer Vorwärtsrichtung von Bedeutung ist, folglich bei den hier behandelten Wirkungsquerschnitten bei Winkeln oberhalb von 12° keinerlei Bedeutung besitzt.

Im Gegensatz hierzu spielt der nukleare, elastische Aufbruchmechanismus des ${}^6\text{Li}$ -Kernes eine entscheidende Rolle. Innerhalb des Serber-Modells läßt sich für diese Komponente keine Abschätzung finden. In einer Arbeit von Glauber [Gla55] wird die ursprüngliche Vorstellung von Serber jedoch übernommen und um eine quantenmechanische Rahmenbedingung erweitert, die eine globale Abschätzung der nuklear-elastischen Komponente möglich macht.

Ejektil	σ_{tot} [mb]	σ_{inel} [mb]
p	852	536
d	451	283
t	68	43
${}^3\text{He}$	68	43
α	451	283

Tab. 4.2: Totale und totale inelastische Aufbruchwirkungquerschnitte für verschiedene Ejektile in der Reaktion von 156 MeV ${}^6\text{Li} + \text{natAg}$.

Glauber geht ebenfalls von einem geclusterten Projektil aus, welches auf eine schwarze Scheibe trifft (Abb. 4.2). Im Gegensatz zu Serber, der die Aufbruchbedingung nur aus dem geometrischen Ort, des als punktförmig angenommen Clusters folgert, konstruiert Glauber nun den Fall einer eingeschränkten Wellenfunktion. Fliegt die aus den beiden Clustern bestehende Handel derart am Kern vorbei, daß beide Cluster dicht am Targetrand vorbeifliegen, so würde nach Serber kein Aufbruch erfolgen. Quantenmechanisch betrachtet, entsteht aber hierdurch die nicht störungsfrei mögliche Überlappung der Wellenfunktionen des Targets mit der des Projektils. Als Folge hiervon wird der zur Verfügung stehende Raum für die Wellenfunktionen beschnitten, was zu einer Erhöhung der inneren Energie führt. Durch diesen Anregungsmechanismus ist nun ein Aufbruch des Projektils möglich, bei welchem keines der Fragmente vom Target absorbiert wird und beide Fragmente mit einem Impuls im Bereich der Strahlgeschwindigkeit entkommen. Mit diesem Modell kann der totale Wirkungsquerschnitt für den elastischen Projektil-Aufbruch im nuklearen Feld zu

$$\sigma_{el} = \frac{\pi}{3} \left(2 \ln 2 - \frac{1}{2} \right) R_T R_P$$

abgeschätzt werden, wobei R_T und R_P die Radien von Target und Projektil sind. Zusammen mit dem Ausdruck des Serbermodells für den inelastischen Anteil,

$$\sigma_{nonel} = \frac{\pi}{2} R_T R_P$$

läßt sich nun der Anteil des elastischen Aufbruchs am totalen Aufbruchwirkungsquerschnitt abschätzen zu:

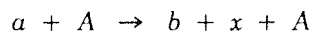
$$\frac{\sigma_{el}}{\sigma_{tot}} = \frac{1}{\frac{3}{2(2 \ln 2 - \frac{1}{2})} + 1} \approx 37\%$$

Die hieraus resultierenden Wirkungsquerschnitte für die Emission leichter Fragmente mit Strahlgeschwindigkeit, unter Absorption des zweiten Fragmentes im Target sind in Tabelle 4.2 wiedergegeben und entsprechen der theoretischen Vorstellung der in Kap. 5 beschriebenen Summenregel-Modelle.

4.3 DWBA

Eine realistischere Beschreibungsmöglichkeit des Projektilaufbruchs bietet die "distorted wave born approximation" (DWBA). Im vorliegenden Fall gestattet sie, die in Abschnitt 4.2 benutzte Näherung für das Verhältnis zwischen elastischem und inelastischem Aufbruch nach Serber und Glauber zu überprüfen.

Im folgenden wird ein kurzer Abriß der in der Vergangenheit bei der theoretischen Beschreibung von Projektilaufbruchreaktionen sehr erfolgreichen post-DWBA nach Baur et al. [Bau76] gegeben. Baur et al. machen zur Reduktion, des bei einer Aufbruchreaktion vorliegenden Drei-Körper-Problems (Abb. 4.5) die Annahme, daß die Wechselwirkung zwischen den beiden Aufbruchfragmenten im Ausgangskanal vernachlässigt werden kann. Für die Aufbruchreaktion



des Projektils a am Target A in die Fragmente b und x , wobei b das beobachtete Ejektill ist, läßt sich nach Baur die T-Matrix schreiben als

$$T_{fi}^+ (DWBA) = \langle \chi_b^- \chi_x^- | V_{bx} | \chi_a^+ \Phi_a \rangle$$

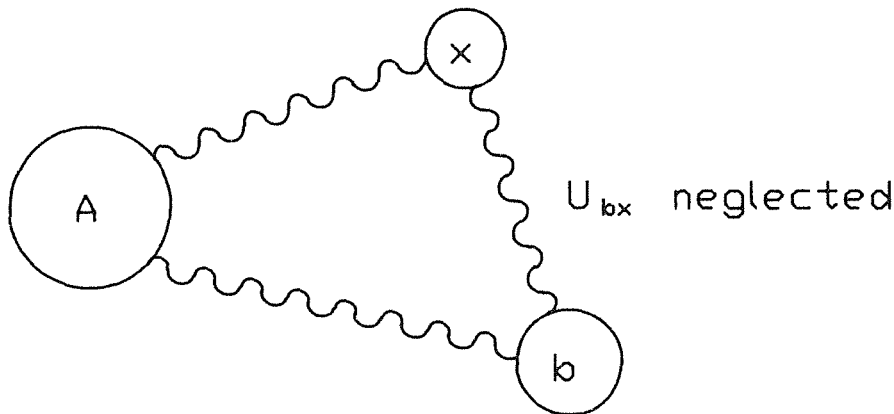
Hierbei sind χ_b^- , χ_x^- , χ_a^+ die gestörten Wellen (distorted waves) für die optischen Potentiale U_b , U_x , U_a zur Beschreibung der entsprechenden Wechselwirkung unter den Randbedingungen von einlaufenden (-) bzw. auslaufenden (+) Wellen.

Die direkte numerische Berechnung der T-Matrix ist in der Praxis unmöglich, da das zu berechnende 6-dimensionale Integral nur äußerst langsam konvergiert. Baur et al. haben daher die zusätzliche Annahme der sogenannten Nullreichweiten-Näherung (zero range approximation) gemacht. Hierbei wird das Produkt aus dem Potential zwischen den Fragmenten und der Wellenfunktion Φ_a durch eine δ -Funktion beschrieben,

$$V_{bx}(r_{bx}) \cdot \Phi_a(r_{bx}) = D_0 \cdot \delta(r_{bx})$$

wobei D_0 als "zero range" Konstante bezeichnet wird. Hieraus folgt, wie man sich durch Einsetzen in die entsprechende Zwei-Teilchen-Schrödinger-Gleichung leicht überzeugt,

$$\Phi_a(r_{bx}) = (2\alpha)^{1/2} \frac{e^{-\alpha r_{bx}}}{r_{bx}} Y_{00}(\Omega_{bx})$$



$$H = H_A + T_b + T_x + U_{bA} + U_{xA} + U_{bx}$$

Abb. 4.5: Näherungsansatz nach Baur zur Reduktion des Drei-Körper-Problems bei Aufbruchreaktionen auf ein Zwei-Körper-Problem.

mit

$$\alpha = \frac{(2\mu_{bx}\epsilon)^{1/2}}{\hbar}$$

wobei ε die Bindungsenergie des Projektils ist. Die Nullreichweiten-Näherung beschränkt die Relativbewegung von b und x also auf einen $l=0$ Zustand, wobei die radiale Wellenfunktion durch eine Yukawa-Wellenfunktion gegeben ist. Dies bedeutet, daß die innere Impulsverteilung der Cluster b und x im Projektil a implizit durch eine Lorentzverteilung gegeben ist.

Für die Berechnungen mit der post-DWBA wurde ein Rechencode von Baur et al. [BSS85] benutzt. Das Programm war auf einem Cyber 205 Computer installiert. Die einzelnen Berechnungen sind äußerst zeitintensiv, so daß DWBA Rechnungen nur exemplarisch für 3 verschiedene Winkel der α - Ejektile durchgeführt wurden.

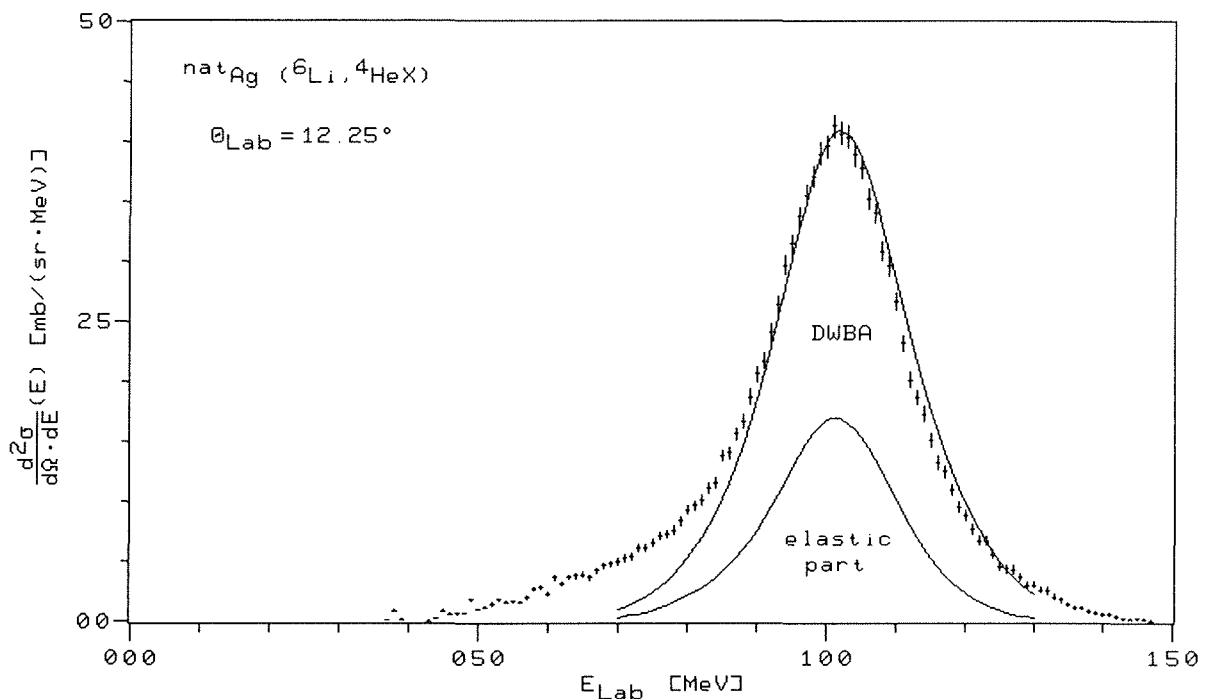


Abb. 4.6: Vergleich von experimentellen Daten für den α -d Aufbruch unter 12.25° in der Reaktion $156 \text{ MeV } ^6Li + natAg$ mit DWBA - Rechnungen. Die untere theoretische Kurve gibt den, von der DWBA vorhergesagten Anteil des elastischen Projektilaufbruchs wieder. Die theoretischen Kurven sind mit einem Faktor 1.23 multipliziert.

Für die DWBA-Rechnungen bei der Reaktion von $156 \text{ MeV } ^6Li + natAg$, unter Nachweis eines Aufbruch α -Teilchens werden die optischen Potentiale $^6Li + natAg$, $\alpha + natAg$ und $d + natAg$ jeweils für Strahlgeschwindigkeit benötigt. Für das letztere wurde ein globales Deuteronen-

Potential [BMN88] benutzt, welches bis 100 MeV in guter Übereinstimmung mit den einzelnen, aus Experimenten ermittelten optischen Potentialen steht. Für $\alpha + \text{natAg}$ und ${}^6\text{Li} + \text{natAg}$ im Energiebereich von 26 MeV/amu sind in der Literatur keine optischen Potentiale bekannt. Es mußte hierbei auf die Potentiale von ${}^{90,92}\text{Zr}$, also eines Targets mit ähnlichen Masse zurückgegriffen werden.

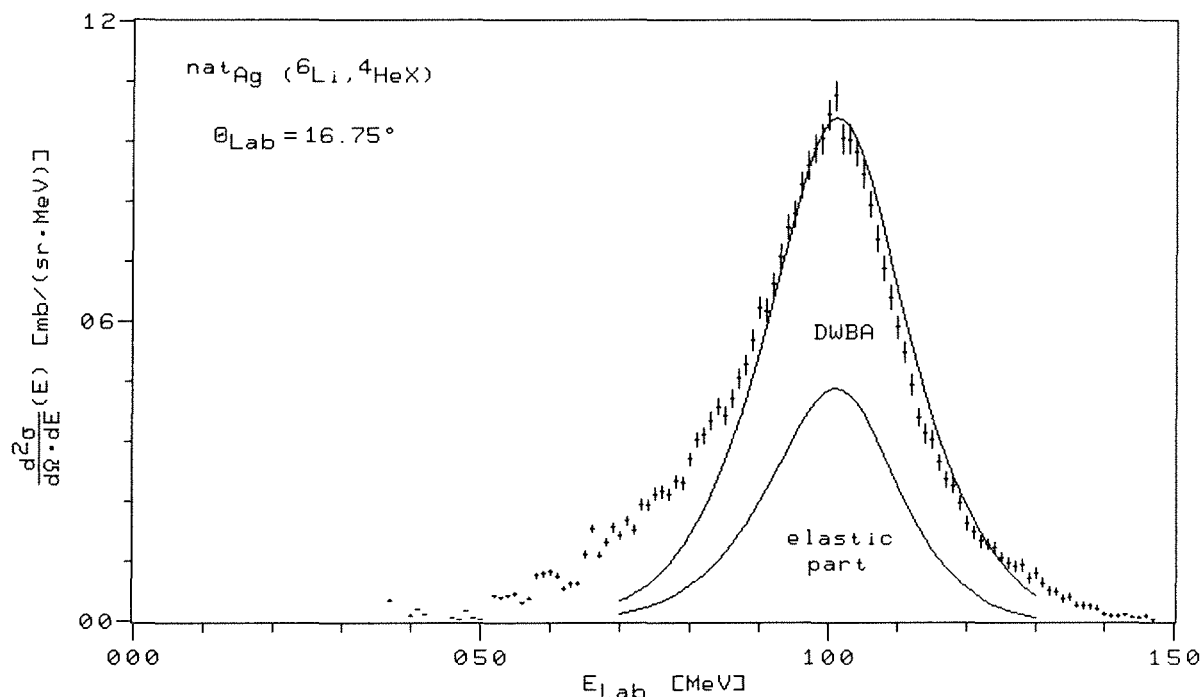


Abb. 4.7: Vergleich von experimentellen Daten für den α -d Aufbruch unter 16.75° in der Reaktion $156 \text{ MeV } {}^6\text{Li} + \text{natAg}$ mit DWBA - Rechnungen. Die untere theoretische Kurve gibt den, von der DWBA vorhergesagten Anteil des elastischen Projektilaufbruchs wieder. Die theoretischen Kurven sind mit einem Faktor 1.03 multipliziert.

Für ${}^{90,92}\text{Zr}$ sind sowohl α [CG82a] als auch ${}^6\text{Li}$ Potentiale [CGR82] bei einer Energie von 26 MeV / amu bestimmt worden. Für die Aufbruchreaktion sollte der Unterschied zwischen Zr und Ag von untergeordneter Bedeutung sein, da die Hauptbeiträge zum Wirkungsquerschnitt aus dem Randbereich des Targetkernes resultieren. Die Parameter der benutzten Potentiale sind in Tabelle 4.3 zusammengefaßt.

In den Abbildungen 4.6 bis 4.8 sind die mit der DWBA berechneten, durch Faktoren in der absoluten Höhe angepaßten Energiespektren für den elastischen, sowie die Summe aus elastischem und inelastischen Aufbruch im

Vergleich mit experimentellen Daten dargestellt. Die durchgezogenen theoretischen Kurven sind eine Spline-Interpolation zwischen 12 - 13 real gerechneten theoretischen Punkten im Abstand von 5 MeV.

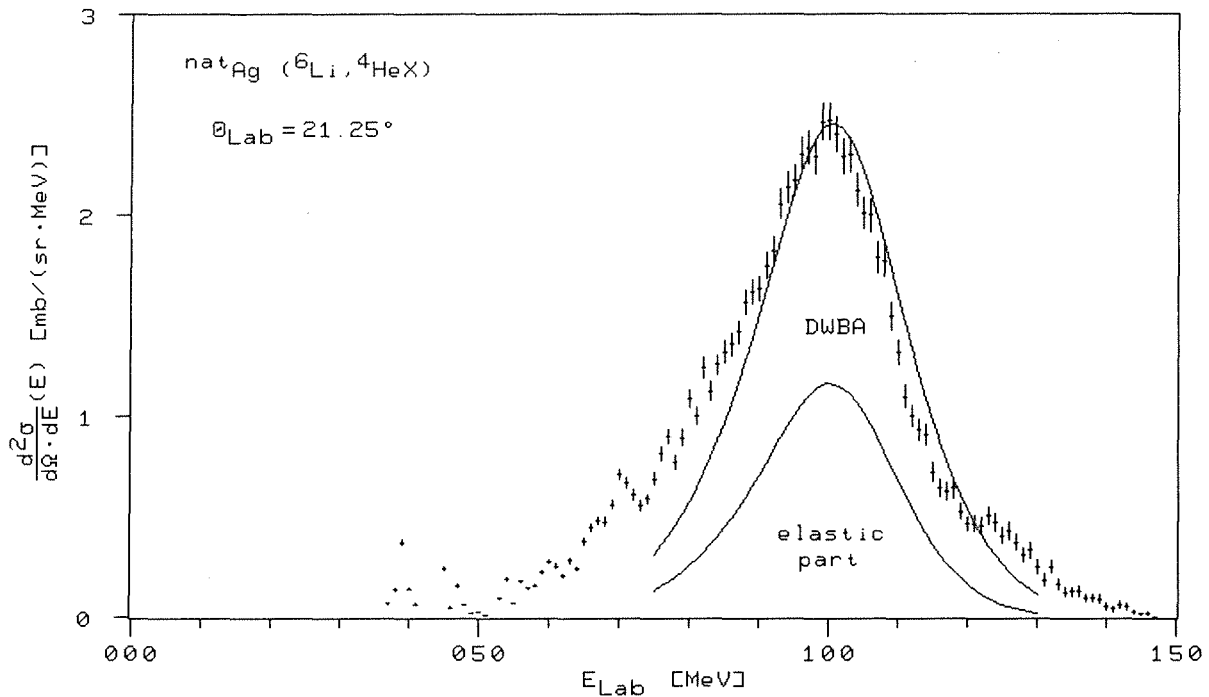


Abb. 4.8: Vergleich von experimentellen Daten für den α -d Aufbruch unter 21.25° in der Reaktion $156 \text{ MeV } ^6\text{Li} + \text{natAg}$ mit DWBA - Rechnungen. Die untere theoretische Kurve gibt den, von der DWBA vorhergesagten Anteil des elastischen Projektilaufbruchs wieder. Die theoretischen Kurven sind mit einem Faktor 0.87 multipliziert.

Es zeigt sich, daß die DWBA die Breite der Aufbruchspektren im Rahmen der Fehler sehr gut reproduziert. Die Lage der Maxima ergibt sich aus der DWBA um 1-2 MeV zu höheren Energien verschoben, als in den experimentellen Energiespektren. Dieser Effekt wurde auch schon früher beobachtet [Jel88], ist aber im vorliegenden Fall zu klein, um die Differenz als Grundlage zur Untersuchung einer systematischen Abweichung der Energieskala der DWBA heranziehen zu können.

Nach Baur et al. sollte die absolute Normierung der DWBA Ergebnisse durch den Faktor D_0^2 gegeben sein. In Experimenten und entsprechenden Berechnungen der post-DWBA von [NRG82, JEL88, Hei89] für ^6Li -Aufbruchreaktionen an ^{208}Pb bei 156 MeV führte ein Wert von

$$D_0^2 = 0.53 \cdot 10^{-4} \text{ MeV}^2 \text{ fm}^3$$

zu einer guten Übereinstimmung der Absolutnormierung mit den experimentellen Ergebnissen.

Normiert man die einzelnen theoretischen Kurven mit diesem Wert für D_0^2 , so weichen die gemessenen Daten ungefähr einen Faktor 2 zu höheren Werten hin von den Vorhersagen der Theorie ab. Die einzelnen Abweichungen für die verschiedenen Laborwinkel zeigen zudem eine schwache systematische Tendenz für eine geringere Differenz bei größeren Laborwinkeln. Diese Aussage kann in bezug auf ihre Aussagekraft nur in Zusammenhang mit der Feststellung über die zunehmende Unsicherheit bei Separation des Aufbruchanteils für größere Winkel von Abschnitt 4.1 gesehen werden. Die dort benutzte Parametrisierung wird insbesondere für die absolute Normierung relativ unsicher bei größeren Winkeln und könnte daher die Ursache der diskutierten Systematik sein. Demgegenüber ist die Unsicherheit der Parametrisierung in bezug auf Breite und Lage der Lorentzkurve von untergeordneter Bedeutung.

Reaktion	V_0 [MeV]	r_R [fm]	a_R [fm]	W_0 [MeV]	r_I [fm]	a_I [fm]
156 MeV ${}^6\text{Li} + {}^{90}\text{Zr}$	109,4	1,3	0,853	22,2	1,7	0,910
104 MeV $\alpha + {}^{92}\text{Zr}$	126,3	1,24	0,845	21,7	1,57	0,67
52 MeV $d + {}^{108}\text{Ag}$	82,49	1,18	0,803	11,98	1,27	0,868

Tab 4.3: Parameter der für die DWBA-Rechnungen benutzten optischen Potentiale. Die Potentiale besitzen alle Saxon-Woods-Form

Neben einer gewissen Unsicherheit bezüglich des Wertes von D_0^2 sind noch weitere Beiträge zur beobachteten Diskrepanz in der absoluten Normierung denkbar. Bei den Berechnungen im Rahmen der DWBA wurden Drehimpulse bis $97 \hbar$ berücksichtigt. Rechnungen mit mehr als 97 Partialwellen sind auf der benutzten Cyber 205 und der vorliegenden Programmversion aus technischen Gründen nicht durchführbar. Es besteht daher die Möglichkeit, daß aus dem abgeschnittenen Teil des Phasenraumes noch, wenn auch kleine Beiträge zum Wirkungsquerschnitt resultieren.

Für die hier durchgeführten DWBA-Rechnungen wurden konventionelle "on-shell" Potentiale aus der elastischen Streuung, zur Beschreibung der Wechselwirkung von α, d und Target benutzt. In [Hei89, SRH89] wird jedoch darauf hingewiesen, daß die Verwendung von "on-shell" Potentialen

in diesem Zusammenhang fragwürdig ist. Insbesondere bei großen Impulsüberträgen sollten "off-shell"-Potentiale benutzt werden.. Dies wird in [SRH90] ausführlich untersucht, in dem aufgezeigt wird, daß kleine Änderungen der Potentialparameter, welche als "off-shell" Korrekturen interpretiert werden, bei der Beschreibung der Strukturen der Koinzidenzwirkungsquerschnitte für α - d Aufbruchreaktionen an ^{208}Pb bei großen Relativimpulsen zu wesentlich verbesserter Übereinstimmung mit experimentellen Daten führen. Die vorgenommenen "Korrekturen" der Potentiale wirken sich insbesondere auch auf die absolute Normierung der mit der DWBA berechneten Wirkungsquerschnitte aus.

Aus der DWBA folgt nun die theoretische Vorhersage des relativen Verhältnisses zwischen inelastischem, elastischem und totalem Aufbruch-Wirkungsquerschnitt. Unter der Annahme, daß dieses Verhältnis in dem zum totalen Wirkungsquerschnitt hauptsächlich beitragenden Winkelbereich ungefähr konstant bleibt, ergibt sich aus der DWBA der Anteil des elastischen Aufbruch im Kernfeld zu $\approx 40\%$. Die einfache Abschätzung nach den Modellen von Serber und Glauber (Abschnitt 4.2) wird also zumindest für den Aufbruch des ^6Li in α und d bestätigt.

5. Summenregel-Modelle

In den letzten Jahren wurden verschiedene theoretische Ansätze zur Beschreibung der IMF - Emission gemacht. Einer dieser Ansätze ist in der Literatur unter dem Namen Summenregel-Modell geläufig. Ein von Wilczyński vorgeschlagenes Modell [WSD82] bietet sich für die, in dieser Arbeit gemessenen Werte besonders an, da es möglich ist, die Emission leichter und IMF - Fragmente

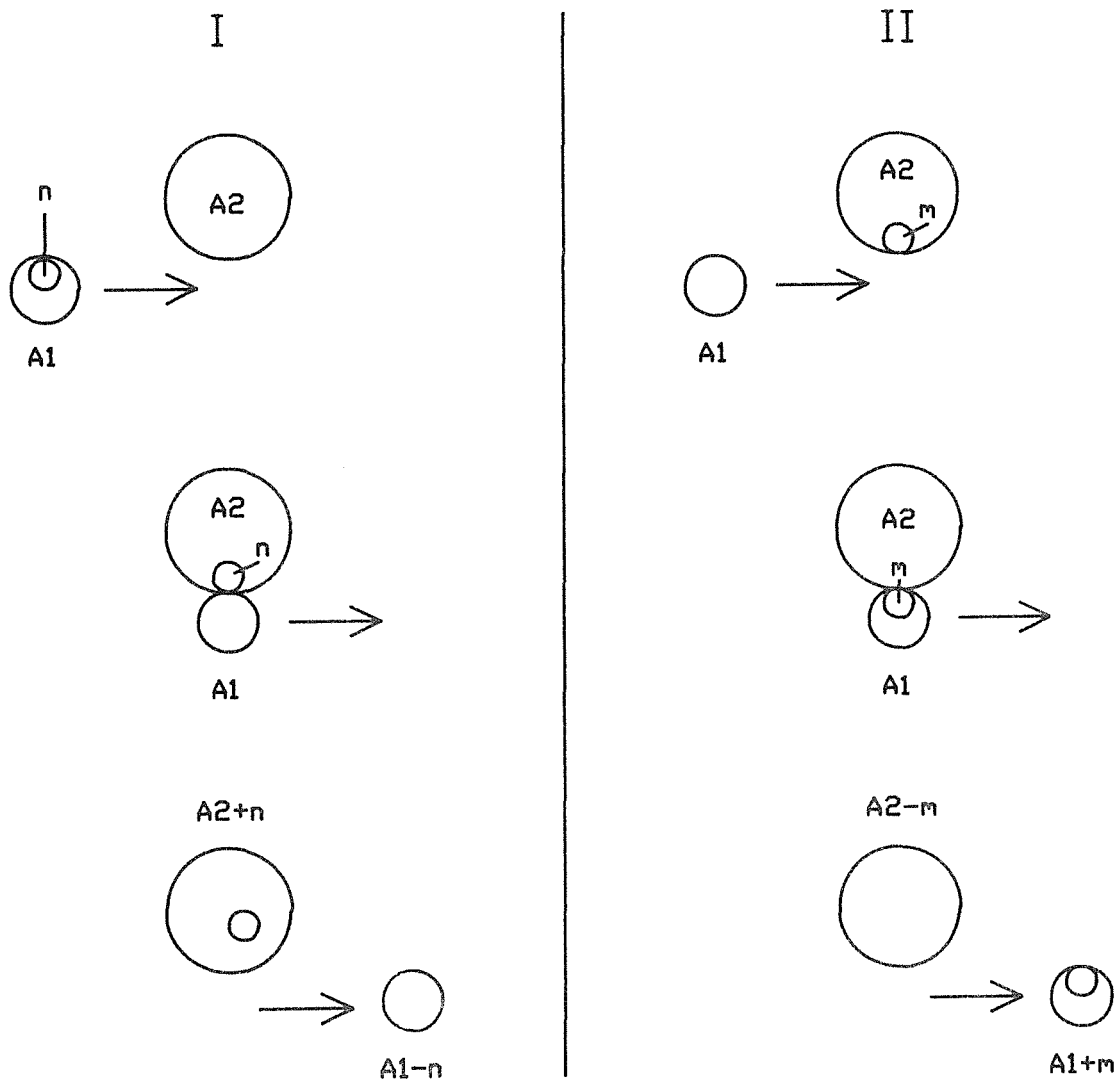


Abb. 5.1: Schema zum binären Reaktionsmechanismus.

in einem Ansatz zu beschreiben. Die im folgenden verwendeten Wirkungsquerschnitte für die IMF - Produktion stammen aus Messungen in

Zusammenarbeit mit der Universität Krakau am Karlsruher Isochron-Zyklotron [GIK89].

5.1 Das Summenregel-Modell von Wilczyński

Das von Wilczyński 1981 vorgeschlagene Summenregel-Modell [WSD82] versucht eine einfache Beschreibung von winkel- und energieintegrierten Wirkungsquerschnitten für die Emission von Teilchen bei Reaktionen mit schweren Ionen. Eine grundlegende Annahme ist, daß die Wirkungsquerschnitte für die Emission von Teilchen von sogenannten binären Reaktionen dominiert

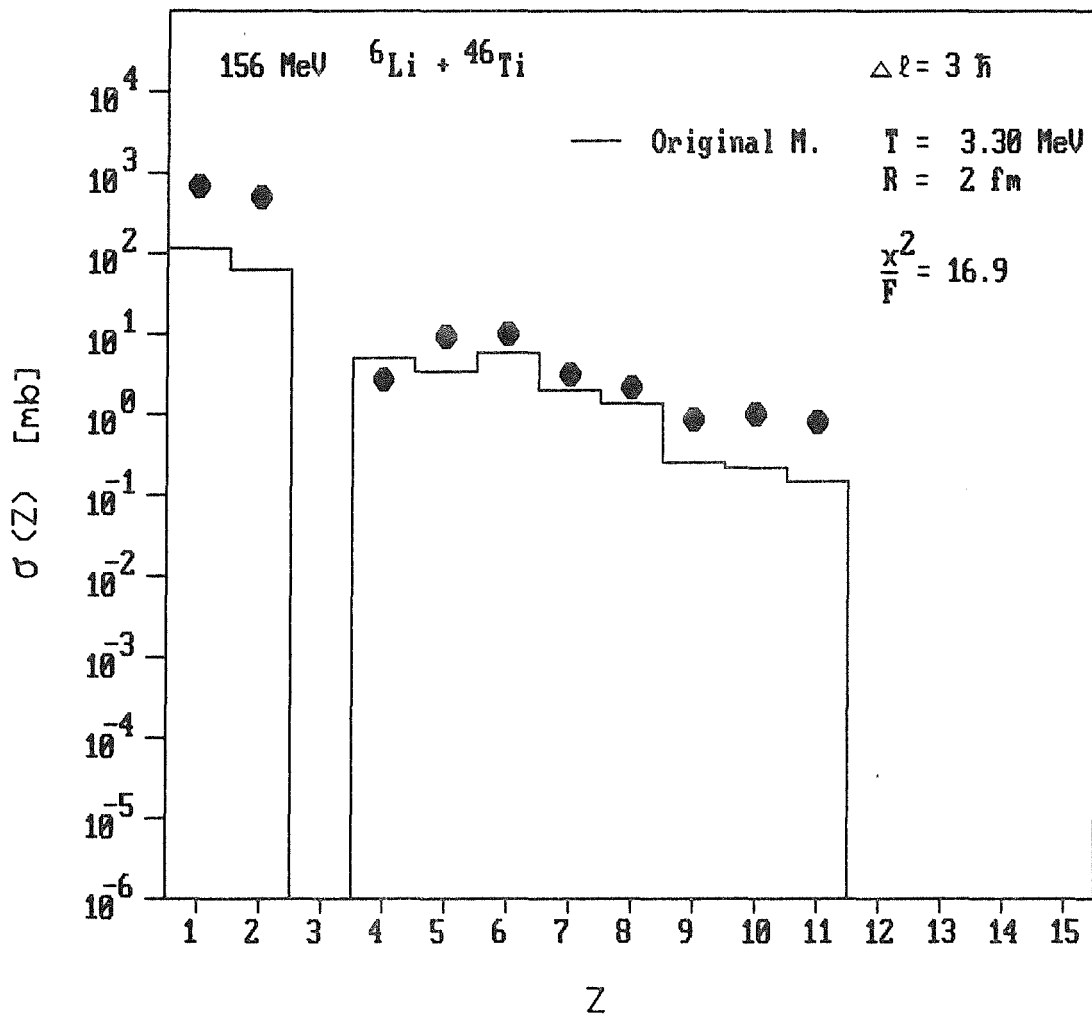


Abb. 5.2: Vergleich des Originalmodells mit experimentellen Daten bei der Reaktion 156 MeV ${}^6\text{Li} + {}^{46}\text{Ti}$.

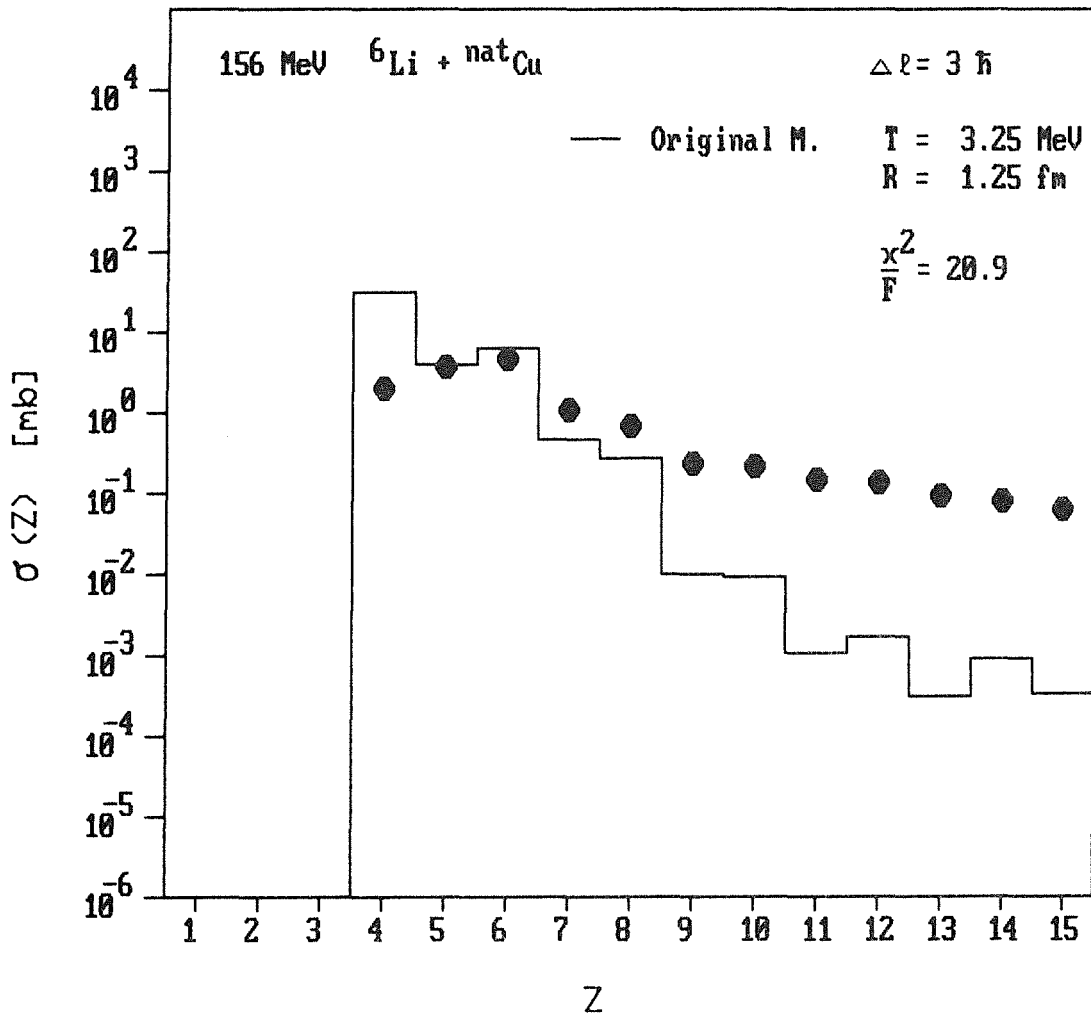


Abb. 5.3: Vergleich des Originalmodells mit experimentellen Daten bei der Reaktion 156 MeV ${}^6\text{Li} + \text{natCu}$.

werden. Binäre Reaktionen sind in diesem Bild die unvollständige und vollständige Fusion. Ein Cluster des Projektils wird vom Target eingefangen, während der Rest des Projektils mit einer im Bereich der Strahlgeschwindigkeit liegenden Energie weiterfliegt (Abb. 5.1 I). Die zweite Gruppe binärer Reaktionen ist der Einfang eines aus dem Target stammenden Clusters vom Projektil (Abb. 5.1 II). Sämtliche von diesen Reaktionen verschiedenen Prozesse, wie zum Beispiel die in jüngster Zeit häufig diskutierte Multifragmentation werden vernachlässigt. Des weiteren werden vom Modell keine Verdampfungsnukleonen aus den aufgeheizten Kernen berechnet. Dieser Punkt wurde durch den in Kapitel 4 vorgenommenen Untergrundabzug korrigiert.

Ausgehend von der experimentell überprüften Tatsache, daß der Produktionswirkungsquerschnitt für verschiedene Ejektile mit dem Q-Wert der

jeweiligen Reaktion korreliert ist, wird das von Bondorf et al. vorgeschlagene Konzept eines partiellen, statistischen Gleichgewichtes für die Wahrscheinlichkeit der Emission eines bestimmten Ejektils angenommen [BDG71]. Die verschiedenen Ejektile werden im folgenden als Kanal i bezeichnet, wobei die Zählung der i üblicherweise nach aufsteigender Ladung und Masse des Ejektils erfolgt.

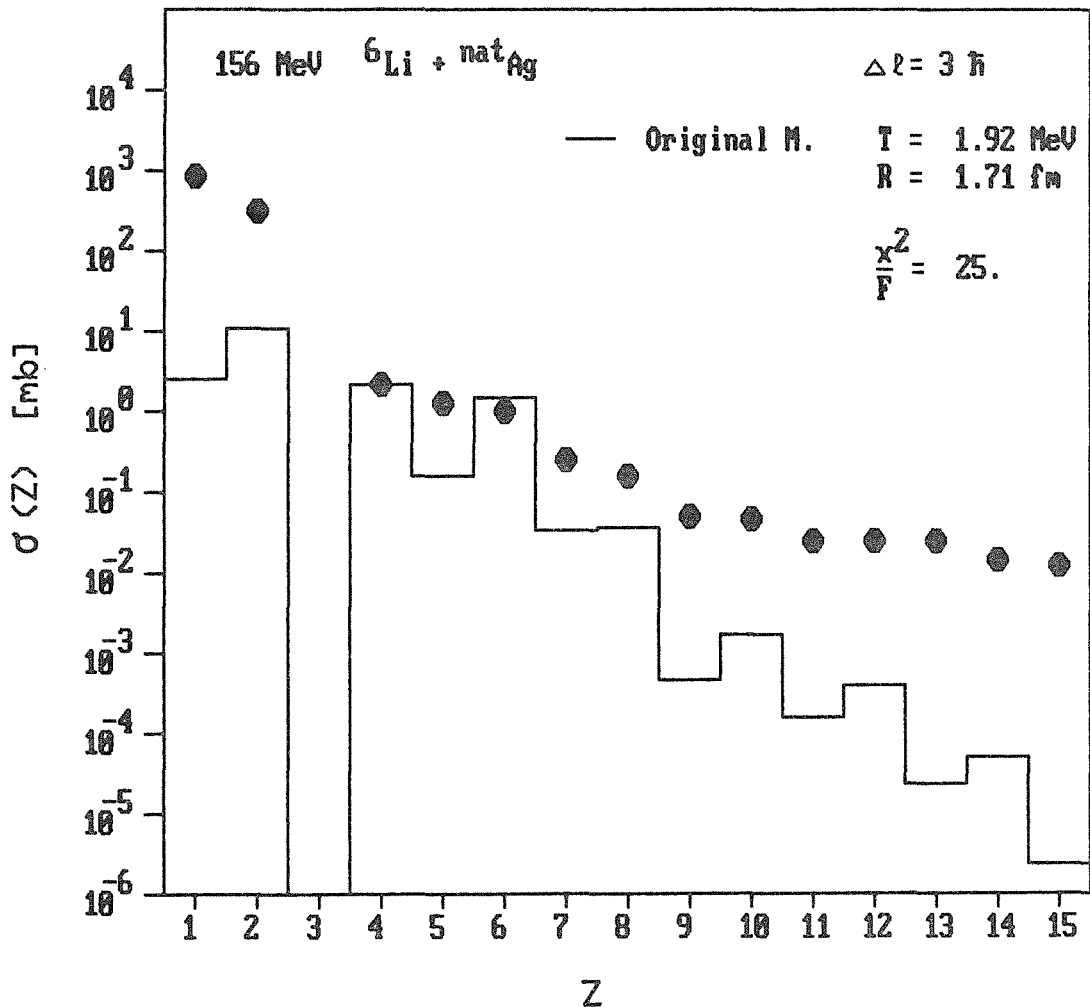


Abb. 5.4: Vergleich des Originalmodells mit experimentellen Daten bei der Reaktion 156 MeV ${}^6\text{Li} + \text{natAg}$.

Die Wahrscheinlichkeit für den Kanal i ist gegeben durch die Konstanttemperatur-Gleichung:

$$P(i) \sim \exp \frac{Q_{gg}^{(i)} - Q_c^{(i)}}{\tau}$$

wobei τ als Temperatur der Nukleonen an der Kontaktstelle beider Kerne interpretierbar ist. Q_{gg} ist der Grundzustands Q -Wert der entsprechenden

Reaktion und Q_c stellt eine Coulombkorrektur dar, die der Änderung der Coulombenergie durch den Ladungstransfer entsprechend gegeben ist durch

$$Q_c = \frac{e^2 (Z_1^f Z_2^f - Z_1^{in} Z_2^{in})}{R_c}$$

mit

$$R_c = R_{0c} (A_1^{1/3} + A_2^{1/3})$$

wobei Z_1^{in} und Z_2^{in} die Kernladungen der beiden Kerne vor und Z_1^f und Z_2^f die Kernladungen der beiden Kerne nach dem Massentransfer sind. Der Radius R_c kann als Distanz interpretiert werden über die der Ladungsaustausch stattfindet. Sowohl R_{0c} als auch die Temperatur τ sind freie Parameter, die durch Anpassung des Modells an die experimentellen Daten ermittelt werden.

Target	τ [MeV]	R [fm]	χ^2/F	Complete fusion [b]
^{46}Ti	3.30	2.00	16.9	1.5
natCu	3.25	1.25	20.9	1.4
natAg	1.92	1.71	25.	2.6

Tab. 5.1: Übersicht über die Ergebnisse von Berechnungen mit dem Originalmodell von Wilczyński für verschiedene Targets bei 156 MeV ^6Li induzierten Reaktionen.

Die zweite Annahme des Modells ist die eines vom Drehimpuls abhängigen Transmissionskoeffizienten im Eingangskanal, mit einer um Δl unscharfen Grenze bei l_{lim} :

$$T_l(i) = \left\{ 1 + \exp \left[\frac{l - l_{lim}(i)}{\Delta l} \right] \right\}^{-1}$$

Der limitierende Drehimpuls l_{lim} wird aus der Bedingung abgeleitet, daß ein Einfang nur erfolgen kann, wenn der Drehimpuls des Clusters relativ zu dem einfangenden Kern kleiner als der kritische Drehimpuls für dieses System ist. Der kritische Drehimpuls wird mit der von Wilczyński 1973 angegebenen Beziehung [Wil73]

$$l_{cr}(l_{cr} + 1) = \frac{\mu(C_1 + C_2)}{\hbar^2} \left| 2\pi(\gamma_1 + \gamma_2) C_1 C_2 (C_1 + C_2) - Z_1 Z_2 e^2 \right|$$

berechnet, die sich aus der Bedingung ableitet, daß ein Cluster nur eingefangen werden kann, wenn die attraktive Kraft des Kernes größer als die abstoßende

Kraft von dem Coulombfeld und der Zentrifugalkraft ist. Für Radien halber Dichte C_1 und C_2 wird die Beziehung

$$C_{1,2} = R_{1,2} \left[1 - \left(\frac{b}{R_{1,2}} \right)^2 \pm \dots \right] \text{ mit } b = 1 \text{ fm}$$

benutzt, wobei μ die reduzierte Masse ist, und die Radien durch

$$R_{1,2} = 1.28 A_{1,2}^{1/3} - 0.76 + A_{1,2}^{-1/3}$$

gegeben sind. Für die Oberflächen - Energiekoeffizienten wurde die Beziehung

$$Y_{1,2} = 0.95 \left[1 - 1.78 \left(\frac{N_{1,2} - Z_{1,2}}{A_{1,2}} \right)^2 \right] \text{ MeV fm}^{-2}$$

benutzt. Der Drehimpuls l_{cr} ist im System des einfangenden Kernes definiert und muß nun zu l_{lim} (definiert im Eingangskanal) transformiert werden. Für den Fall, daß ein Cluster der Masse n aus dem Projektil der Masse A_1 vom Target der Masse A_2 eingefangen werden soll gilt:

$$l_{lim} = \frac{A_1}{n} l_{cr}$$

Hierin ist auch der Spezialfall der vollständigen Fusion beinhaltet, wenn das transferierte Cluster identisch dem Projektil ist (normalerweise wird der vollständigen Fusion der Kanal $i = 1$ zugeteilt).

Soll ein Cluster der Masse m aus dem Target vom Projektil eingefangen werden gilt:

$$l_{lim} = \frac{A_2}{m} l_{cr}$$

Dieses Drehimpulskonzept sollte dafür Sorge tragen, daß Ejektile nur in gewissen Drehimpulsbereichen emittiert werden können, sogenannten Drehimpulsfenstern.

Mit den obigen Annahmen ist es nun möglich, eine parametrisierte Form der partiellen Wirkungsquerschnitte $\sigma_l(i)$ für ein bestimmtes Ejektil und einen festen Drehimpuls l anzugeben,

$$\sigma_l(i) = T_l(i) P(i) N_l$$

wobei die Normierungskonstante N_l zur Normierung auf den totalen Wirkungsquerschnitt für einen bestimmten Drehimpuls im Eingangskanal dient. Dieser ist gegeben durch

$$\sigma_l = \pi \lambda^2 (2l+1)$$

hieraus folgt für die Normierung der Summenregel

$$\sum_{i=1}^{n_{max}} \sigma_l(i) = N_l \sum_{i=1}^{n_{max}} T_l(i) P(i) = \pi \lambda^2 (2l+1)$$

oder

$$N_l = \frac{\pi \lambda^2 (2l+1)}{\sum_{i=1}^{n_{max}} T_l(i) P(i)}$$

wobei n_{max} die Anzahl der Reaktionskanäle ist. Diese Schreibweise ist äquivalent zu der ursprünglich von Wilczyński benutzten Formulierung, welche die Unitarität stärker betont:

$$N_l' \sum_{i=1}^{n_{max}} T_l(i) P(i) = 1$$

Der Faktor $\pi \lambda^2 (2l+1)$ wird in diesem Fall erst bei den Wirkungsquerschnitten berücksichtigt.

Für die Wirkungsquerschnitte der einzelnen Ejektile folgt nun durch Summation über alle Drehimpulse

$$\sigma(i) = \pi \lambda^2 \sum_{l=0}^{l_{max}} (2l+1) \frac{T_l(i) P(i)}{\sum_{j=1}^{n_{max}} T_l(j) P(j)}$$

Wobei l_{max} der maximale Drehimpuls ist, bei dem es noch zu binären Reaktionen kommen kann. Die Berechnung dieses maximalen Drehimpulses basiert wiederum auf der Annahme, daß das Projektil in den attraktiven Bereich des Potentials gelangen muß:

$$l_{max}^2 = \frac{2 \mu R_{in}^2}{\hbar^2} (E_0 - B_{in})$$

mit

$$B_{in} = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r_0 (A_1^{1/3} + A_2^{1/3})}$$

und

$$R_{in} = 0.5 + 1.36 (A_1^{1/3} + A_2^{1/3})$$

Für diesen im folgenden als Originalmodell bezeichneten Ansatz wurde das Programmpaket LIMES [BWH89] entwickelt. Mit dem ist es möglich ist, sowohl für feste Parameter die theoretischen Wirkungsquerschnitte zu berechnen, als auch mit einer von G. W. Schweimer übernommenen Fitprozedur [Sch73], welche auf dem Linear Least Square Fit Verfahren beruht, die freien Parameter der Summenregel-Modelle durch Anpassung an experimentelle Werte zu gewinnen.

Um einen besseren Überblick über die Möglichkeiten mit Summenregel-Modellen bei ${}^6\text{Li}$ induzierten Reaktionen zu erlangen wurden auch Berechnungen

für weitere Targets durchgeführt. Die wichtigen Parameter dieser Rechnungen sind in Tabelle 5.1 zusammengefaßt, sowie die Ergebnisse in den Abbildungen 5.2 bis 5.4 dargestellt. Es sei noch einmal herausgestellt, daß die Werte aus Summenregelmodellen in der absoluten Höhe nicht angepaßt sind. Den Ergebnissen aus den Berechnungen für alle drei Targets ist gemeinsam, daß

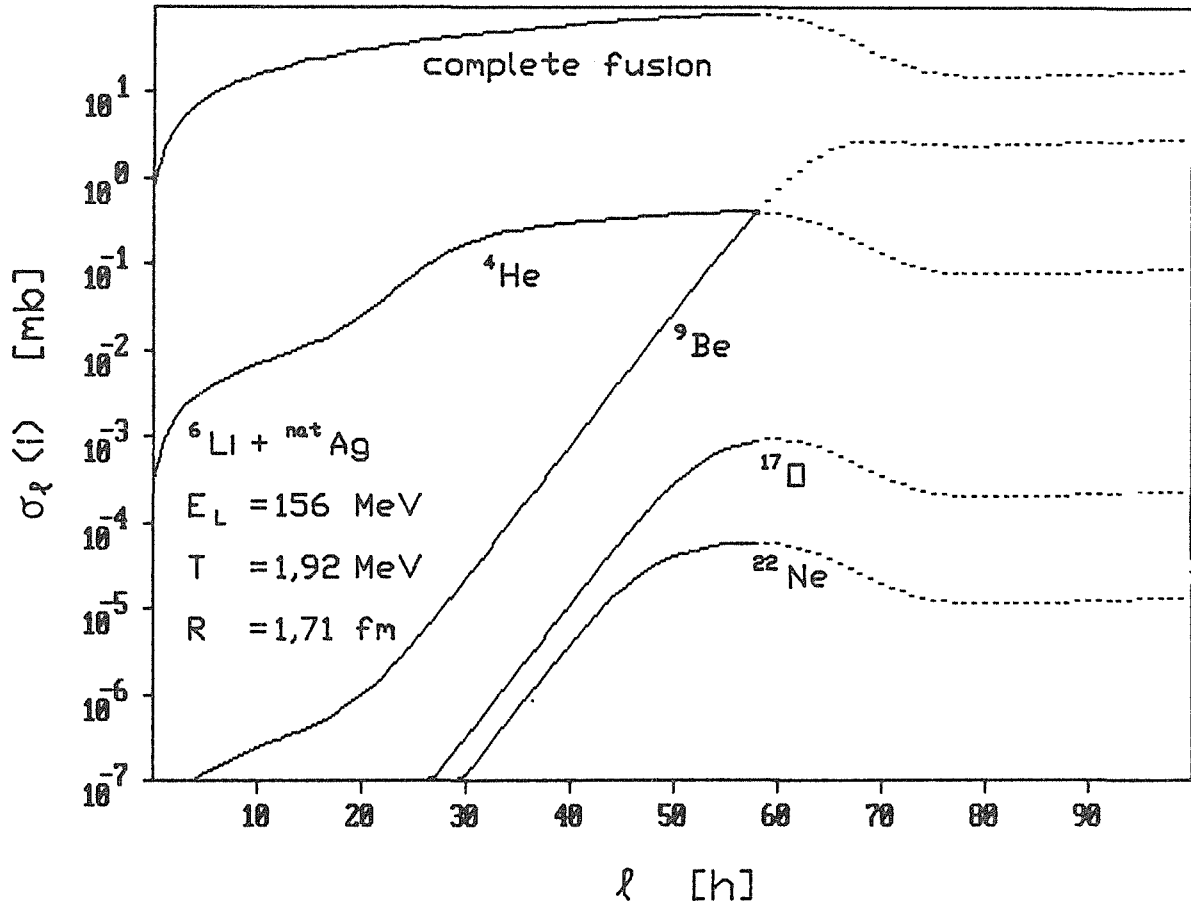


Abb. 5.5: Partielle Wirkungsquerschnitte $\sigma_l(i)$ für einige ausgesuchte Kanäle in der Reaktion 156 MeV ${}^6\text{Li} + \text{natAg}$ aus der Berechnung mit dem Originalmodell.

innerhalb physikalisch sinnvoller Grenzen für die Parameter des Modells die Wirkungsquerschnitte im Massenbereich knapp über dem des Projektils eine gute Übereinstimmung mit den experimentellen Werten erzielt wird, aber weder die hohen Wirkungsquerschnitte der leichten Ejektile, noch die der schweren IMF Fragmente reproduziert werden können. Es ist auch der Trend erkennbar, daß je asymmetrischer das Projektil - Target System ist, die schweren Ejektile umso schlechter mit der Theorie übereinstimmen. Das Summenregel-Modell wurde bisher auch nur zur Beschreibung von Reaktionen mit schwereren Projektilen (z.B. Stickstoff und Argon) herangezogen, bei welchen die Projektil-Target

Systeme weit symmetrischer sind. Die aus dem Modell erhaltenen Wirkungsquerschnitte für die vollständige Fusion sind leider nicht mit experimentellen zu vergleichen, da sie bei keiner der Messungen berücksichtigt wurden. Im Vergleich aber zu ähnlichen Reaktionen mit schweren Ionen z.B. 156 MeV ${}^6\text{Li} + {}^{40}\text{Ca}$ [PKN83] würde man aber für die Bildung eines Compoundkernes Wirkungsquerschnitte im Bereich einiger 100 mbarn erwarten, was ein Faktor 10 kleiner als die Vorhersagen des Originalmodells ist.

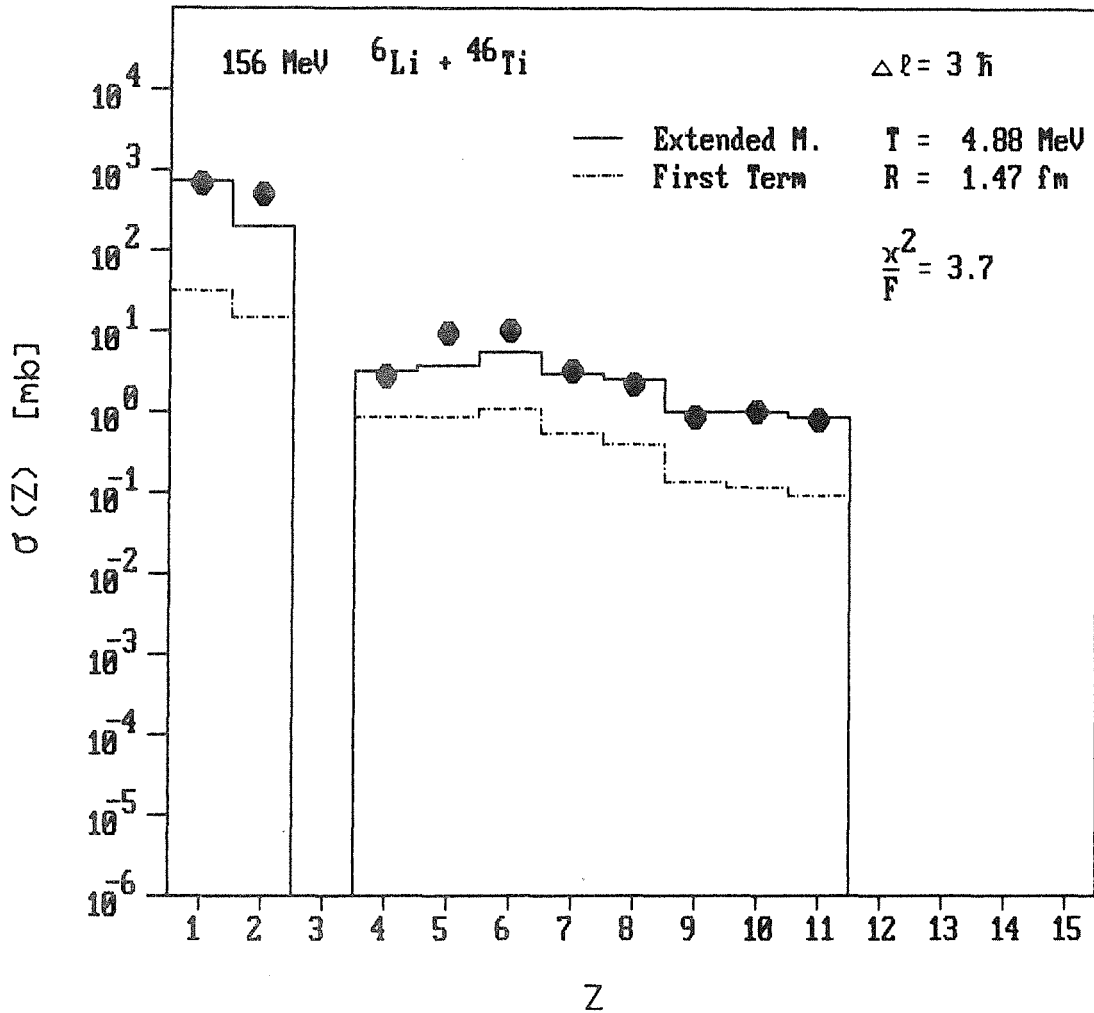


Abb. 5.6: Vergleich des erweiterten Modells (-) mit experimentellen Daten bei der Reaktion 156 MeV ${}^6\text{Li} + {}^{46}\text{Ti}$. Das untere Histogramm (-) zeigt den Anteil des ersten Terms.

Ein weiteres Problem des Summenregel-Modells erkennt man in Abb. 5.5, wo die partiellen Wirkungsquerschnitte $\sigma_l(i)$ für verschiedene Kanäle über dem Drehimpuls aufgetragen sind. Im Diagramm ist aus Gründen der Übersichtlichkeit eine Auswahl von Ejektiven getroffen; für benachbarte Kanäle ist der Verlauf jedoch ähnlich. Bis zum Grenzdrehimpuls l_{max} sind die

Wirkungsquerschnitte als Linien, ab diesem gepunktet eingetragen, um die Tendenz für größere Drehimpulse aufzuzeigen. Allen Kanälen gemeinsam ist eine Divergenz für größer werdende Drehimpulse. Dieses führt dazu, daß bei einer Summation über alle Drehimpulse die Wirkungsquerschnitte unendlich wären. Daß dies im Modell nicht geschieht, liegt an dem Grenzdrehimpuls l_{max} , der die Summation willkürlich, teils noch im steil ansteigenden Bereich abrupt abschneidet. Im allgemeinen steht der berechnete Verlauf im Widerspruch zu der von Wilczyński propagierten Idee von Drehimpulsfenstern für die einzelnen Ejektile.

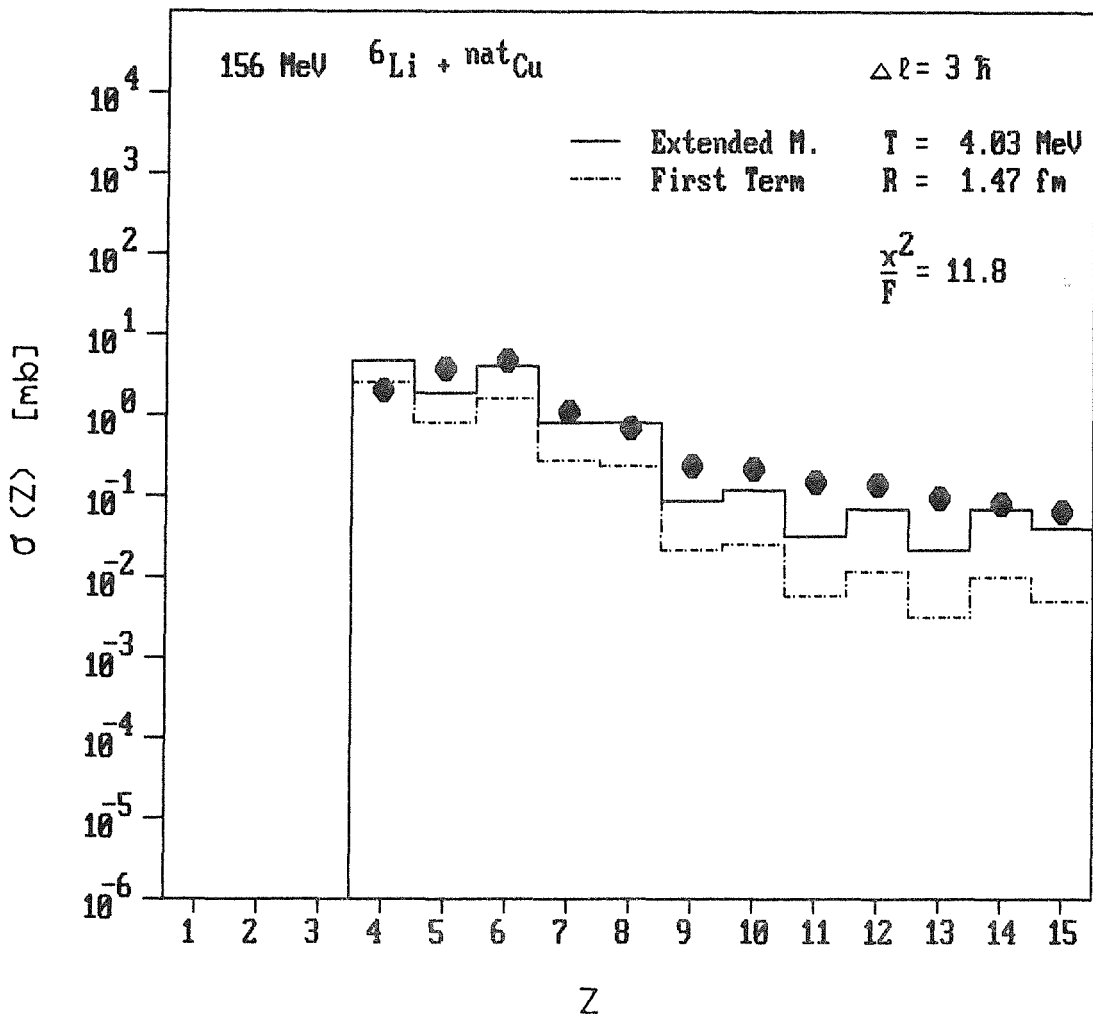


Abb. 5.7: Vergleich des erweiterten Modells (-) mit experimentellen Daten bei der Reaktion 156 MeV ${}^6\text{Li} + \text{natCu}$. Das zweite Histogramm (- -) zeigt den Anteil des ersten Terms.

5.2 Ein erweitertes Summenregel-Modell

In jüngster Zeit wurde eine Verbesserung des Originalmodells vorgeschlagen, die insbesondere für stark asymmetrische Projektil - Target Kombinationen in der Lage sein sollte die Produktion der leichten Teilchen besser zu beschreiben. Dieses von I.M. Brâncuş et al. 1988 veröffentlichte erweiterte

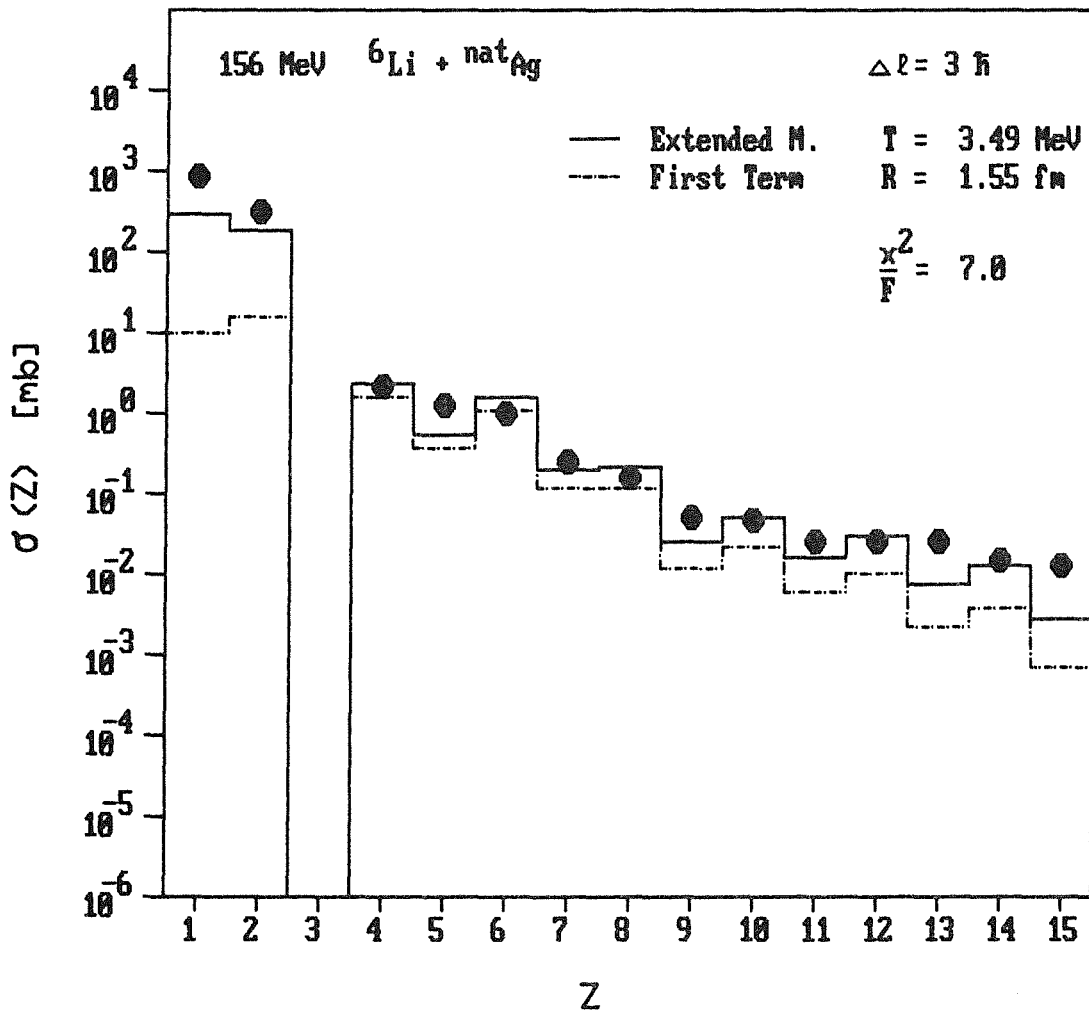


Abb. 5.8: Vergleich des erweiterten Modells (-) mit experimentellen Daten bei der Reaktion 156 MeV ${}^6\text{Li} + \text{natAg}$ aus Berechnungen mit dem erweiterten Modell.

Summenregel-Modell [Bra88], basiert im wesentlichen auf der im Originalmodell angegebenen Parametrisierung. Die Erweiterung besteht in der Einführung eines zweiten kanalunabhängigen Transmissionskoeffizienten,

$$T_l' = \left\{ 1 + \exp \left[\frac{l - l_{cr}^{dyn(i)}}{\Delta l} \right] \right\}^{-1}$$

der dem alten kanalabhängigen $T_l(i)$ gleichberechtigt hinzugemischt wird. Für die Parametrisierung der $\sigma_l(i)$ ergibt sich:

$$\sigma_l(i) = P(i) (T_l(i) + T_l') N_l$$

Dies bietet auf einfache Weise die Möglichkeit einen weiteren Reaktionsmechanismus in das Modell zu integrieren. Während die Transmissionskoeffizienten $T_l(i)$ des Originalmodells nur Ejektile aus

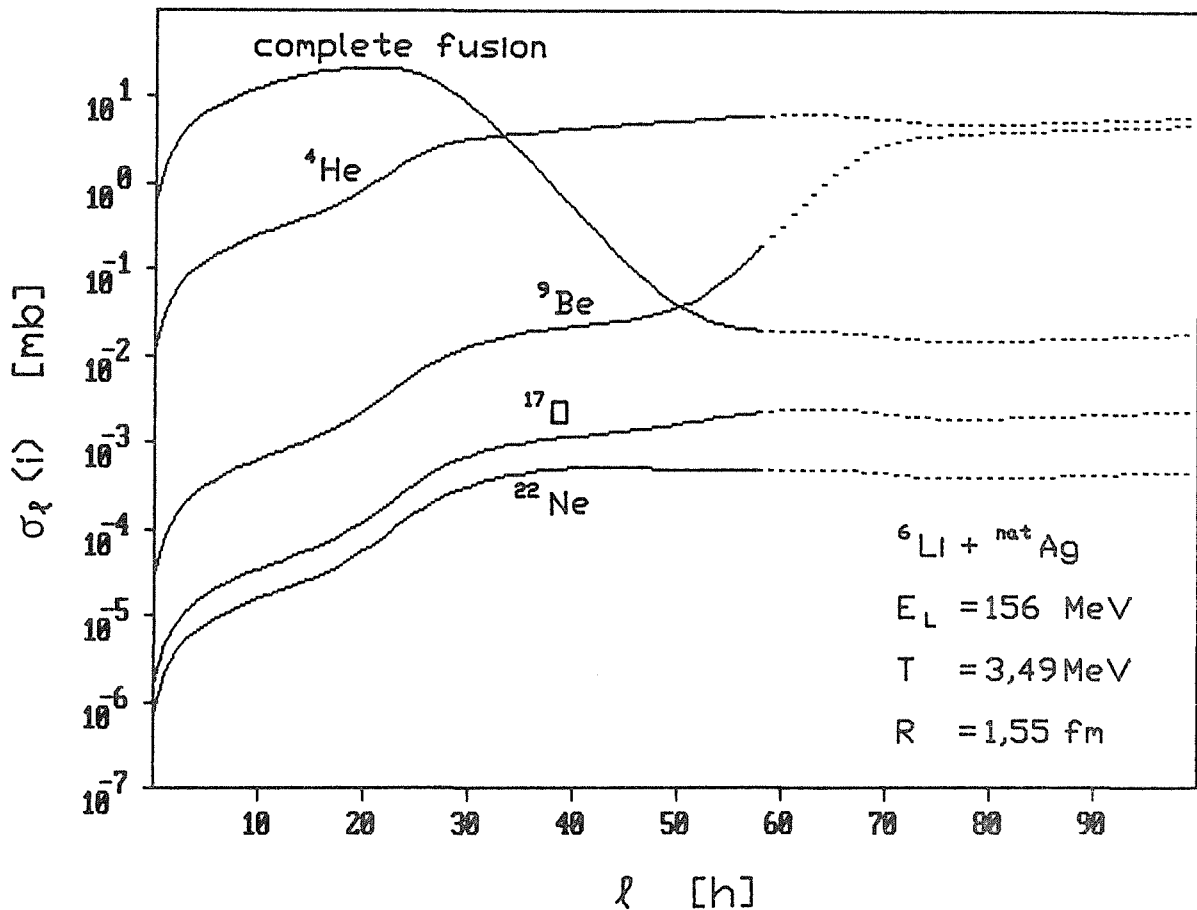


Abb. 5.9: Partielle Wirkungsquerschnitte $\sigma_l(i)$ für einige ausgesuchte Kanäle in der Reaktion 156 MeV ${}^6\text{Li} + \text{natAg}$ aus der Berechnung mit dem erweiterten Modell.

sogenannten schnellen Prozessen (Nicht-Gleichgewichtsprozessen) berücksichtigen, so werden mit dem neuen Transmissionskoeffizienten nun zusätzlich als Konkurrenzreaktion ein dissipativer Prozess eingeführt. Die Festlegung des Reaktionstypes geschieht durch die Definition von l_{cr}^{dyn} . Es handelt sich hierbei um einen dynamisch kritischen Drehimpuls der, von Ngô et

al. [SLN84] vorgeschlagen wurde. Im Gegensatz zu l_{cr} , welches einen Drehimpuls für die Übertragung eines Clusters angibt, unterhalb dessen der Cluster absorbiert wird, stellt l_{cr}^{dyn} nun einen oberen Drehimpuls bezogen auf das Projektil als Ganzes dar, unterhalb dessen es noch zu Reaktionen kommen kann. Dies entspricht der Vorstellung eines dinuklearen Systems, aus welchen noch vor der Bildung eines Compoundkernes, Teilchen emittiert werden. Durch diesen dynamischen Drehimpuls werden die Drehimpulsfenster im allgemeinen verlängert, da die dissipativen Prozesse von ihrer Definition her, bei sehr hohen Drehimpulsen stattfinden. Die Normierung der $\sigma_l(i)$ des erweiterten Modells entspricht der des alten Modells. Für N_l gilt:

$$N_l = \frac{\pi \lambda^2 (2l+1)}{\sum_{i=1}^{n_{max}} T_l(i) P(i) + \sum_{i=2}^{n_{max}} T_l' P(i)}$$

und somit

$$\sigma(i) = \sum_{l=0}^{l_{max}} N_l (T_l(i) + T_l') P(i)$$

Dieses erweiterte Summenregel-Modell wurde in den Code LIMES aufgenommen und zu den obigen Reaktionen Berechnungen durchgeführt. Die Ergebnisse sind in Tabelle 5.2 zusammengefaßt und in Abb. 5.6 bis 5.8 dargestellt, wobei das jeweils zweite Histogramm (Strich-Punkt) den Anteil des Originalmodells an dem jeweiligen Kanal angibt. Dieser ist aber nur bedingt mit dem Originalmodell zu vergleichen, da mit der Hinzunahme des erweiterten Termes eine Renormierung des Modelles erfolgt. Den theoretischen Ergebnissen für alle drei Targets gemeinsam ist, die wesentlich verbesserte Übereinstimmung mit den experimentellen Wirkungsquerschnitten. Die Wirkungsquerschnitte für die vollständige Fusion liegen nun in dem erwarteten Bereich von einigen 100 mb. Das erweiterte Summenregel-Modell ist insbesondere in der Lage die Emission von leichten Teilchen zu erklären, wobei die Vergrößerung der theoretischen Werte aus dem neuen Term des Modells kommt, also dem neuen Reaktionstyp zugeschrieben werden muß. Auch die schweren IMF - Fragmente, im alten Modell um Größenordnungen unterrepräsentiert, werden von dem Modell nun besser wiedergegeben. Es scheint, daß der neue Term eine wichtige Erweiterung des Originalmodells für diese Reaktionen ist, da die Übereinstimmung des erweiterten Modells mit der Asymmetrie des Projektil - Target Systems zunimmt.

Die Abb. 5.9 zeigt wiederum für den Fall von ${}^6\text{Li} + \text{natAg}$ die partiellen Wirkungsquerschnitte für einige als repräsentativ ausgewählte Kanäle. Das beim Originalmodell beobachtete Divergenzproblem der Drehimpulsfenster ist auch

Target	T [MeV]	R [fm]	χ^2/F	Complete fusion [b]
^{46}Ti	4.88	1.47	3.7	0.20
natCu	4.03	1.47	11.8	0.21
natAg	3.39	1.55	7.0	0.42

Tab. 5.2: Übersicht über die Ergebnisse von Berechnungen mit dem erweiterten Summenregel-Modell für verschiedene Targets bei 156 MeV ^6Li induzierten Reaktionen.

im erweiterten Modell keinesfalls behoben, im Gegenteil scheint es hier noch ausgeprägter zu sein. Einzig der Kanal der vollständigen Fusion besitzt ein abgeschlossenes Fenster, wenn auch mit anschließender Divergenz. Sämtliche anderen Kanäle werden durch die Summationsgrenze l_{max} stark beschnitten.

5.3. Normierungsbedingungen in Summenregeln

Das in den vorangegangenen Abschnitten angesprochene Divergenzproblem der Summenregeln liegt an der gewählten Normierung. Der benutzte Ausdruck, für den von einem festen Drehimpuls resultierenden Wirkungsquerschnitt,

$$\sigma_l = \pi \lambda^2 (2l+1)$$

entspricht in einem geometrischen Bild dem totalen Wirkungsquerschnitt. In der semiklassischen Vorstellung ist es die Kreiszone, zwischen zwei aufeinander folgenden Drehimpulsen l und $l+1$ (Abb. 5.10). Hieraus folgt auch sofort die benutzte Beziehung zwischen der Fläche des Kreisringes und l . Dieser zur Normierung herangezogene geometrische Wirkungsquerschnitt steigt linear mit dem Drehimpuls l an. Im Gegensatz hierzu stehen aber die von den Summenregel-Modellen angegebenen relativen Wirkungsquerschnitte

$$\sigma_l^{rel(i)} = P(i) T_l(i)$$

welche über l aufgetragen einen Woods-Saxon Verlauf besitzen, oder anders gesagt ab l_{cr} sehr schnell zu Null werden. Dieser Verlauf ist physikalisch natürlich vernünftig, da mit zunehmendem Stoßparameter der Wirkungsquerschnitt für die unvollständige Fusion geringer werden sollte. Die

den Summenregel aber zugrunde liegende Normierung, eingebunden in die Berechnung der N_l

$$N_l = \frac{\pi \lambda^2 (2l+1)}{\sum_{i=1}^{n_{max}} T_l(i) P(i)}$$

divergiert mit zunehmenden l , da der Zähler linear mit l ansteigt der Nenner aber, wie oben erläutert, gegen Null geht. Anschaulicher formuliert, obwohl die relativen Wirkungsquerschnitte mit zunehmendem Stoßparameter kleiner werden, werden sie durch die gewählte Normierung derart vergrößert, daß sie einen linear mit dem Stoßparameter ansteigenden Wirkungsquerschnitt ausfüllen.

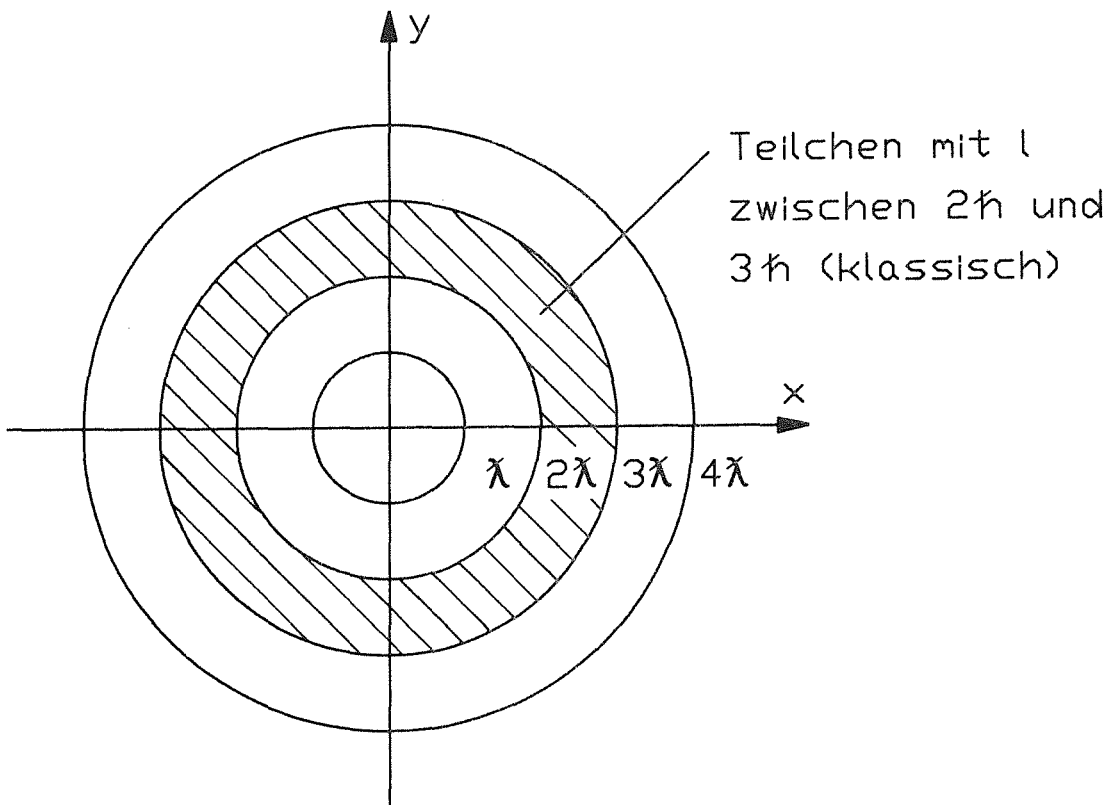


Abb. 5.10: Kreiszonenerlegung des Strahls senkrecht zur Strahlrichtung. Zur Verdeutlichung ist der geometrische Wirkungsquerschnitt für den Eingangsdrehimpuls $3 \hbar$ schraffiert dargestellt.

Als Folgerung kann man ziehen, daß die relativen Wirkungsquerschnitte der zugrunde gelegten Vorstellung entsprechen, die Normierung der Summenregeln aber nur als grobe Annahme zu vertreten ist. Physikalisch

entscheidend ist die Tatsache, daß der geometrische Wirkungsquerschnitt für große l , hauptsächlich durch die im Modell nicht integrierte elastische Streuung im Coulombfeld zu Stande kommt. Aus den dargelegten Argumenten erscheint es notwendig die Normierung über den Reaktionswirkungsquerschnitt für ein festes l , welcher gegeben ist durch

$$\sigma_l^r = \pi \lambda^2 (2l+1) (1 - |S_l|^2)$$

vorzunehmen, wobei S_l die Streuphasen sind. Die σ_l^r besitzen nun automatisch den der Physik entsprechenden, abfallenden Verlauf für zunehmende Drehimpulse.

Die Streuphasen gewinnt man aus der Streuamplitude für die elastische Streuung. Diese ist gegeben durch

$$f(\theta) = \frac{1}{2ik} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) (1 - S_l) P_l(\cos \theta)$$

mit dem zugeordneten differentiellen Wirkungsquerschnitt für elastische Streuung

$$\frac{d\sigma_{el}(\theta)}{d\Omega} = |f(\theta)|^2$$

Es sind k die Wellenzahl des einlaufenden Teilchens und $P_l()$ die Legendre Polynome l -ter Ordnung.

Die Streuphasen - und damit der elastische Wirkungsquerschnitt - sind also eindeutig berechenbar, wenn man die unendliche Gesamtheit der komplexen S_l kennt. Bei der im konkreten Fall der Streuung von ${}^6\text{Li}$ -Ionen an einem mittelschweren Target, sind die S_l in komplexer Weise sowohl vom Kern- als auch vom Coulombpotential abhängig. In diesem Falle erweist es sich als zweckmäßig die Streuamplitude $f(\theta)$ identisch aufzuspalten in

$$f(\theta) = f_c(\theta) + \frac{1}{2ik} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) (1 - S_l) e^{2i\delta_l} P_l(\cos \theta)$$

also eine reine Coulomb-Streuamplitude und eine gemischte Kernstreuamplitude. Für den Fall von Coulomb-Streuung an einer Punktladung, läßt sich die Coulomb-Streuamplitude in einem analytischen Ausdruck angeben:

$$f_c(\theta) = \frac{\eta \exp\left(2i\left(2\delta_0 - \eta \ln\left(\sin^2 \frac{\theta}{2}\right)\right)\right)}{2k \sin^2 \frac{\theta}{2}}$$

mit den Coulomb-Streuphasen

$$\delta_l = \arg \Gamma(l+1+i\eta)$$

wobei η der Sommerfeld-Parameter und $\Gamma(\)$ die komplexwertige Gammafunktion ist.

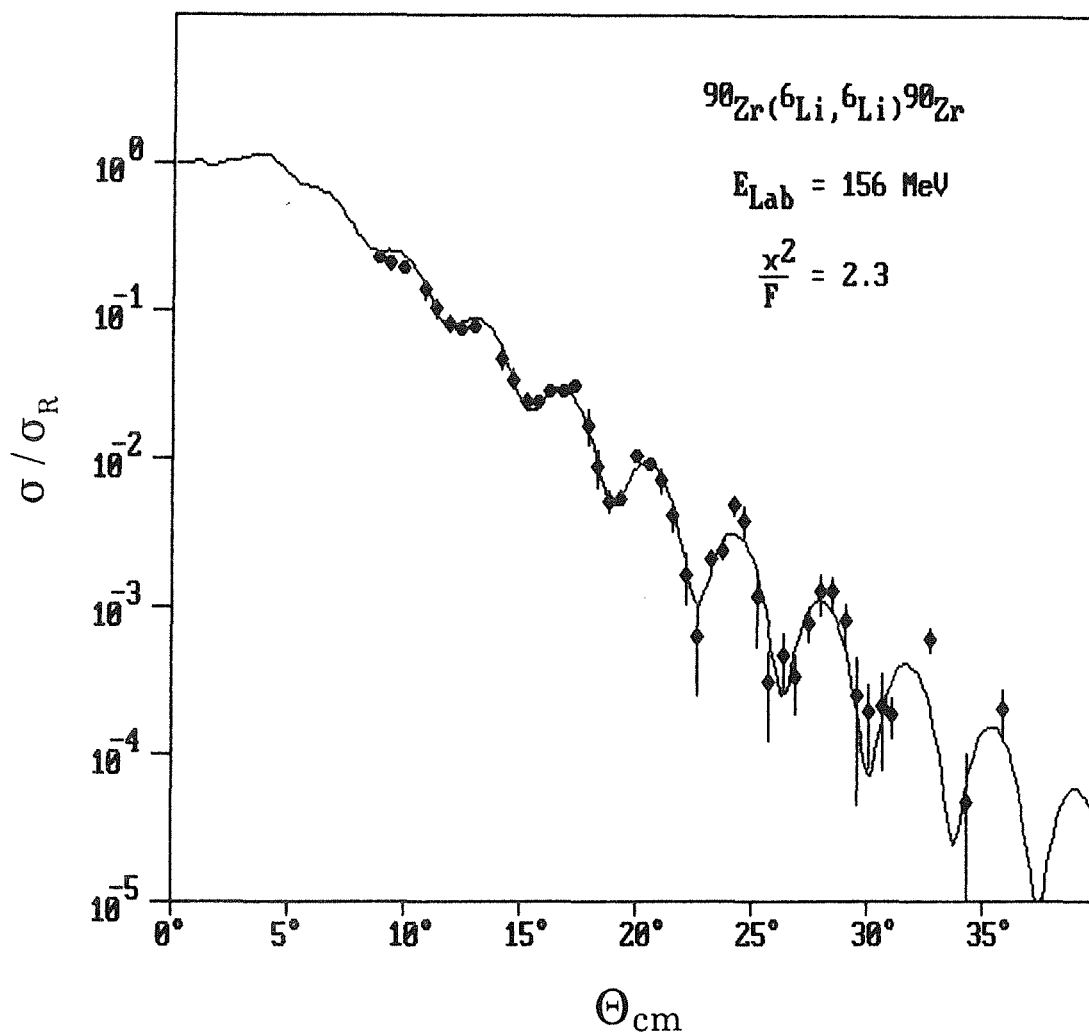


Abb. 5.11: Experimentelle Wirkungsquerschnitte für die elastische Streuung von 156 MeV ${}^6\text{Li}$ an ${}^{90}\text{Zr}$. Die durchgezogene Linie ist die aus der Parametrisierung der Streuamplituden erhaltene theoretische Beschreibung.

Die vereinfachende Annahme einer Punktladung macht sich in den Ergebnissen nur minimal bei extremer Rückwärtsstreuung bemerkbar. Dies wurde durch Vergleich der im folgenden beschriebenen Methode und exakten Rechnungen mit dem optischen Modell Code MODINA [Gil80] im Fall von ${}^6\text{Li}$ Streuung an ${}^{208}\text{Pb}$ überprüft, wo der Unterschied zwischen der tatsächlichen Ladungsverteilung und einer Punktladung extrem ist.

Die Kernstreuphasen sind leider nicht exakt berechenbar, da ihre Ursache, das Potential des Kernes weder geschlossen angegeben noch modellunabhängig

beschrieben werden kann. Eine Möglichkeit die Streuphasen zu berechnen besteht in dem schon erwähnten optischen Modell, welches für die Kernwechselwirkung phänomenologische Potentiale mit 6 und mehr freien Parametern einführt und durch numerische Integration der Schrödinger-Gleichung die Streuphasen S_l berechnet. Durch Variation der Parameter wird das optische Potential an die experimentellen Winkelverteilungen durch Fitprozeduren angepaßt. Eine zweite Möglichkeit besteht in der direkten Parametrisierung der Streuphasen durch eine möglichst einfache, analytische Funktion mit wenig freien Parametern. Diese Parameter werden nun ebenfalls aus einem Fit an die differentiellen Wirkungsquerschnitte bestimmt.

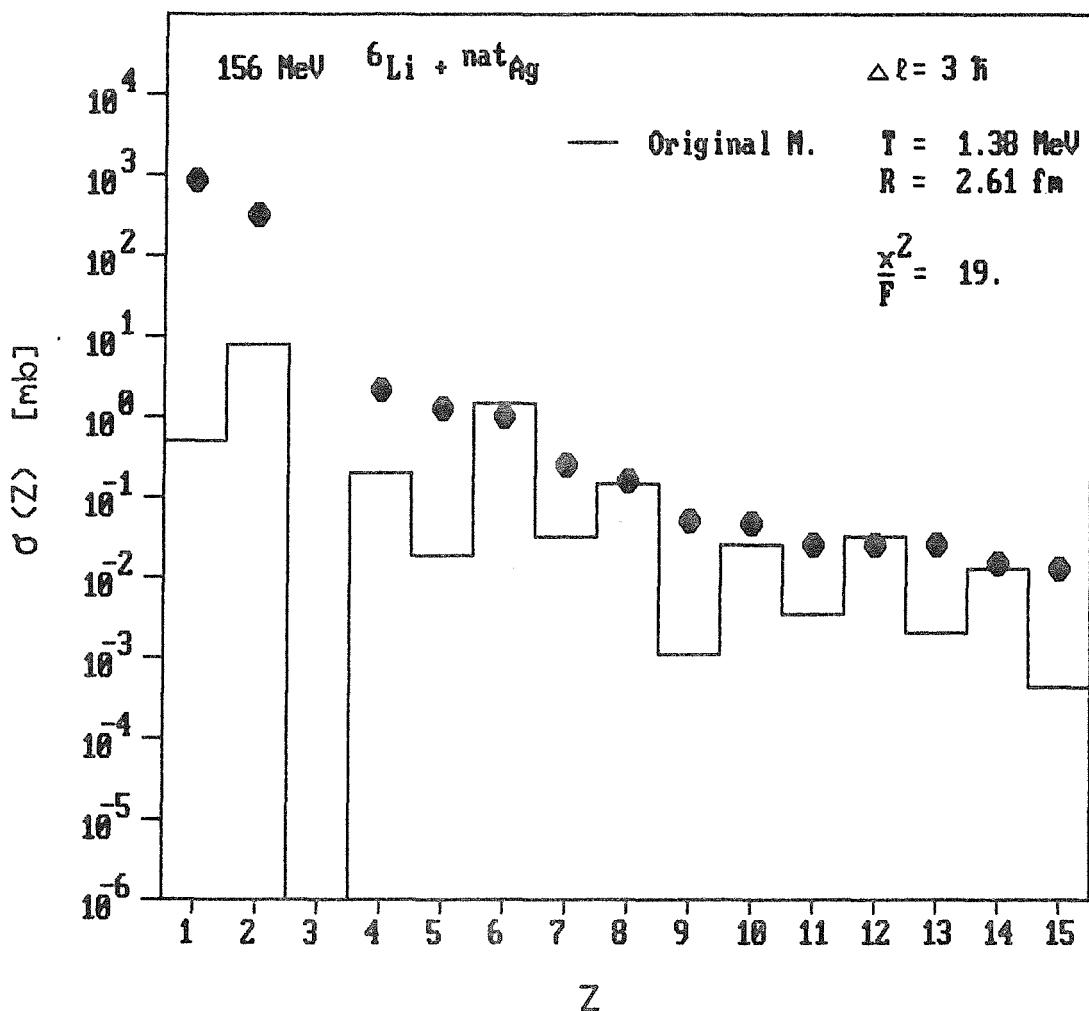


Abb. 5.12: Vergleich des neu normierten Originalmodells mit experimentellen Daten bei der Reaktion 156 MeV ${}^6\text{Li} + \text{natAg}$.

Der Vorteil dieser Methode beim Einsatz in Summenregel-Modellen liegt in dem wesentlich verringerten Rechenaufwand, da die Integration der Schrödinger-

Gleichung wegfällt, sowie in der geschlossenen Form mit der die Streuphasen nun zur Verfügung stehen. Für die Parametrisierung der S_l wurde folgende Form gewählt:

$$S_l = |S_l| e^{i\phi}$$

wobei

$$|S_l| = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{L_1 - l}{\Delta L_1}\right)}$$

und

$$\phi = \frac{\Delta_0}{1 + \exp\left(\frac{l - L_2}{\Delta L_2}\right)}$$

Die Grenzdrehimpulse L , die Unschärfen ΔL und die konstante Phasenverschiebung Δ_0 sind hierbei die freien Parameter dieser Parametrisierung der S_l . Es sei vermerkt, daß hierdurch die Anzahl der freien Parameter in den eigentlichen Summenregel-Modellen nicht erhöht wird, da die Parameter der S_l aus einem zu den Summenregeln unabhängigen Datensatz gewonnen werden.

Das schon in Kapitel 4 erwähnte Problem des Ersatzes der fehlenden elastischen Streudaten an Silber, durch die eines im gleichen Massenbereich liegenden Targets, ergibt sich nun wieder. Das Summenregel-Modell ist, da nur die Parameter L_1 und ΔL_1 in die Normierung eingehen nicht besonders sensitiv auf die zwischen benachbarten Kernen auftretenden geringen Differenzen in der Parametrisierung. Es ist also in diesem Fall wiederum vertretbar, die schon in Kapitel 4 benutzten Streudaten für das Zirkon [CGR82] heranzuziehen.

Die Berechtigung der gewählten Parametrisierung der S_l ergibt sich einerseits aus der Güte der Anpassung an die experimentellen Winkelverteilungen, als auch aus einer durchgeführten Vergleichsrechnung im Falle der elastischen Streuung von ${}^6\text{Li}$ an ${}^{208}\text{Pb}$ mit aus dem MODINA - Code gewonnen Streuphasen.

Zur Durchführung der Berechnung wurde das Programm PARSL [WeG89] entwickelt, welches eine, wiederum auf der Routine von G. W. Schweimer beruhende, Fitmöglichkeit an die experimentellen Winkelverteilungen enthält. Wie auch aus den Anpassungen des optischen Modells bekannt, gestalten sich die Fits als schwierig, da die Werte teils stark mit den Parametern variieren, teils aber auch mehrere lokale Minima der χ^2 auftreten. Ein Ausweg aus dieser Situation bietet die Berechnung sogenannter Grids. Hierbei wird der in diesem

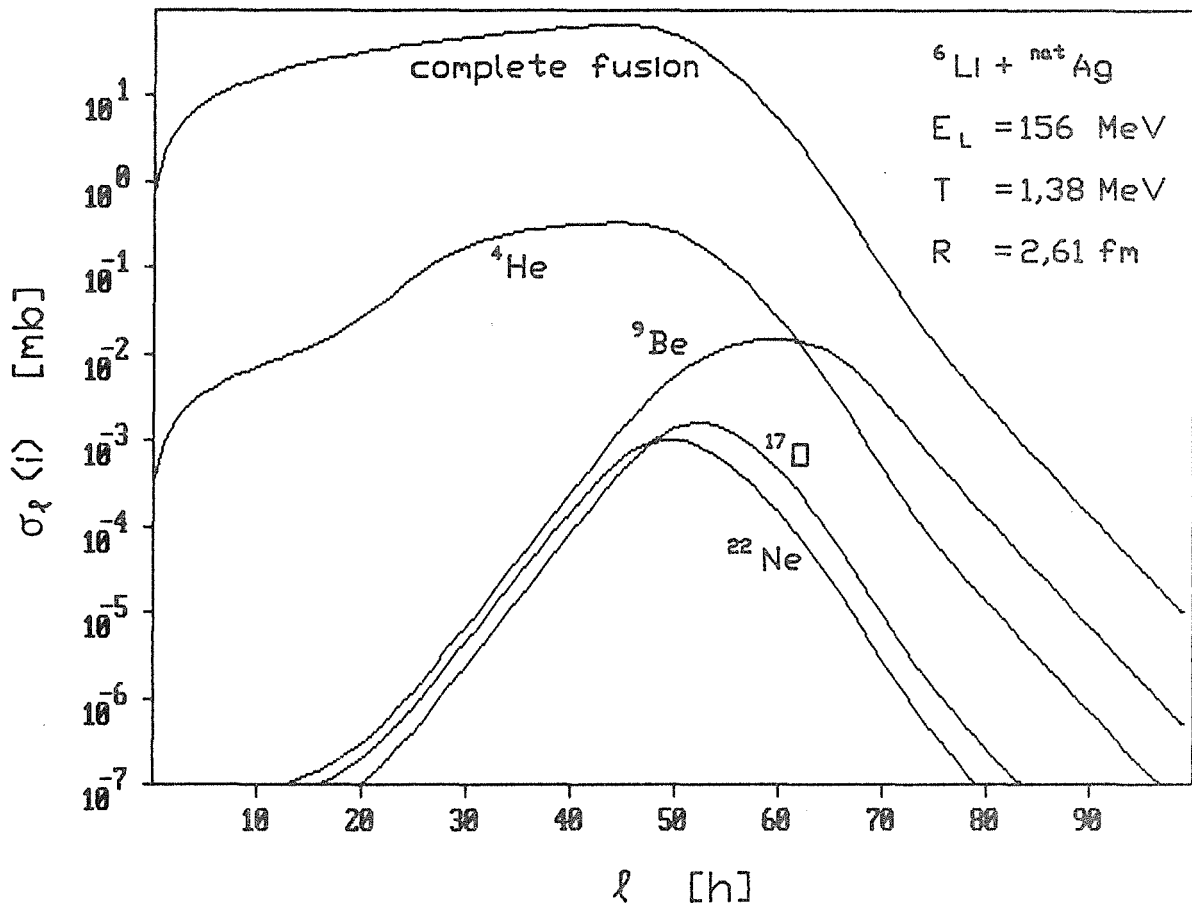


Abb. 5.13: Partielle Wirkungsquerschnitte $\sigma_l(i)$ für einige ausgesuchte Kanäle in der Reaktion 156 MeV ${}^6\text{Li} + \text{natAg}$ aus der Berechnung mit dem neu normierten Originalmodell.

Fall fünfdimensionale Parameterraum innerhalb von physikalisch sinnvollen Grenzen durchrastert, wobei sich die Maschenweite aus der zur Verfügung stehenden Rechenzeit ergibt. Für jeden der Punkte im fünfdimensionalen Gitter wird die Güte der Anpassung χ^2 bestimmt und in eine Datei geschrieben. Eine anschließende Auswerteroutine bestimmt sämtliche Minima dieser Skalarfunktion des fünfdimensionalen Raumes, in dem sie das Kriterium benutzt, daß ein lokales Minimum, ein kleineres χ^2 als alle 80 Nachbarpunkte des fünfdimensionalen Raumes besitzen muß. Ausgehend von den hierdurch gefundenen Minima kann man mit der Fitprozedur in rascher Konvergenz das absolute Minimum für die Anpassung bestimmen.

Die Parameter der besten Anpassung sind in Tabelle 5.3 wiedergegeben, der differentielle Wirkungsquerschnitt ist in Abb. 5.11 dargestellt. Die Anpassung gibt die ersten 6 gemessenen Oszillationen wieder und befindet sich daher in sehr guter Übereinstimmung mit den experimentellen Daten.

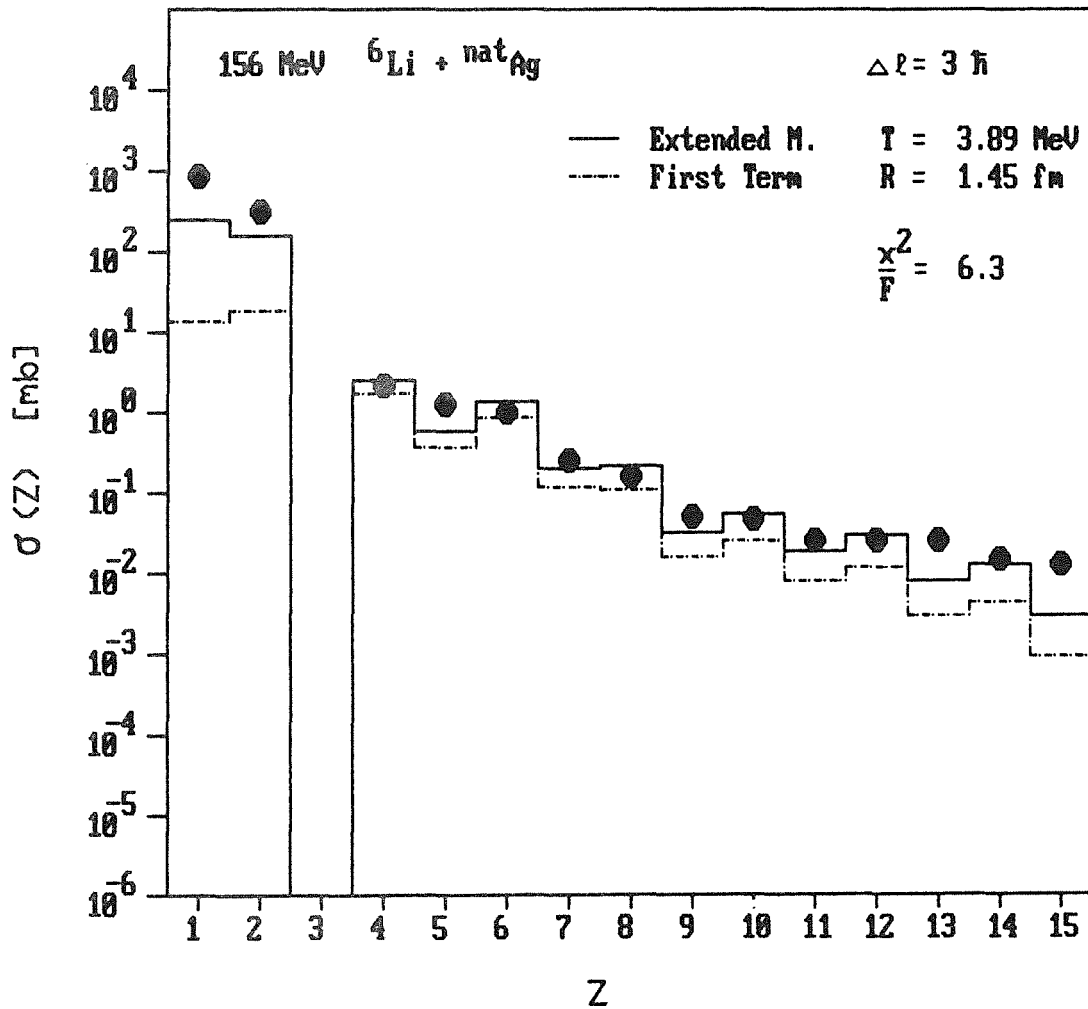


Abb. 5.14: Vergleich des neu normierten Modells mit experimentellen Daten bei der Reaktion 156 MeV ${}^6\text{Li} + \text{natAg}$.

Mit den hiermit gewonnen Streuphasen kann man das Originalmodell ergänzen. Gegenüber dem alten Modell kommt nur der Faktor $(1-|S_l|^2)$ hinzu. Das Ergebnis mit dem neu normierten Originalmodell ist in Abb 5.12 gezeigt. Im Vergleich zum ursprünglichen Modell ergibt der Fit nur geringfügig veränderte Parameter. Obwohl die Güte der Anpassung verbessert ist - die Wirkungsquerschnitte für Ejektile mit einer Ladung zwischen 10 und 15 sind nun deutlich größer - ist die Übereinstimmung mit den experimentellen Ergebnissen immer noch unbefriedigend. Auch der Wirkungsquerschnitt für die Bildung eines Compoundkerns ist, obwohl nun kleiner, größer als der experimentell erwartete Wert. Die neue Normierung, bietet aber auch eindeutige Vorteile, wie in Abb 5.13 gezeigt sind nun die partiellen Wirkungsquerschnitte konvergent, daß heißt die Drehimpulsfenster sind nun zu erkennen. Des weiteren entfällt in der neuen

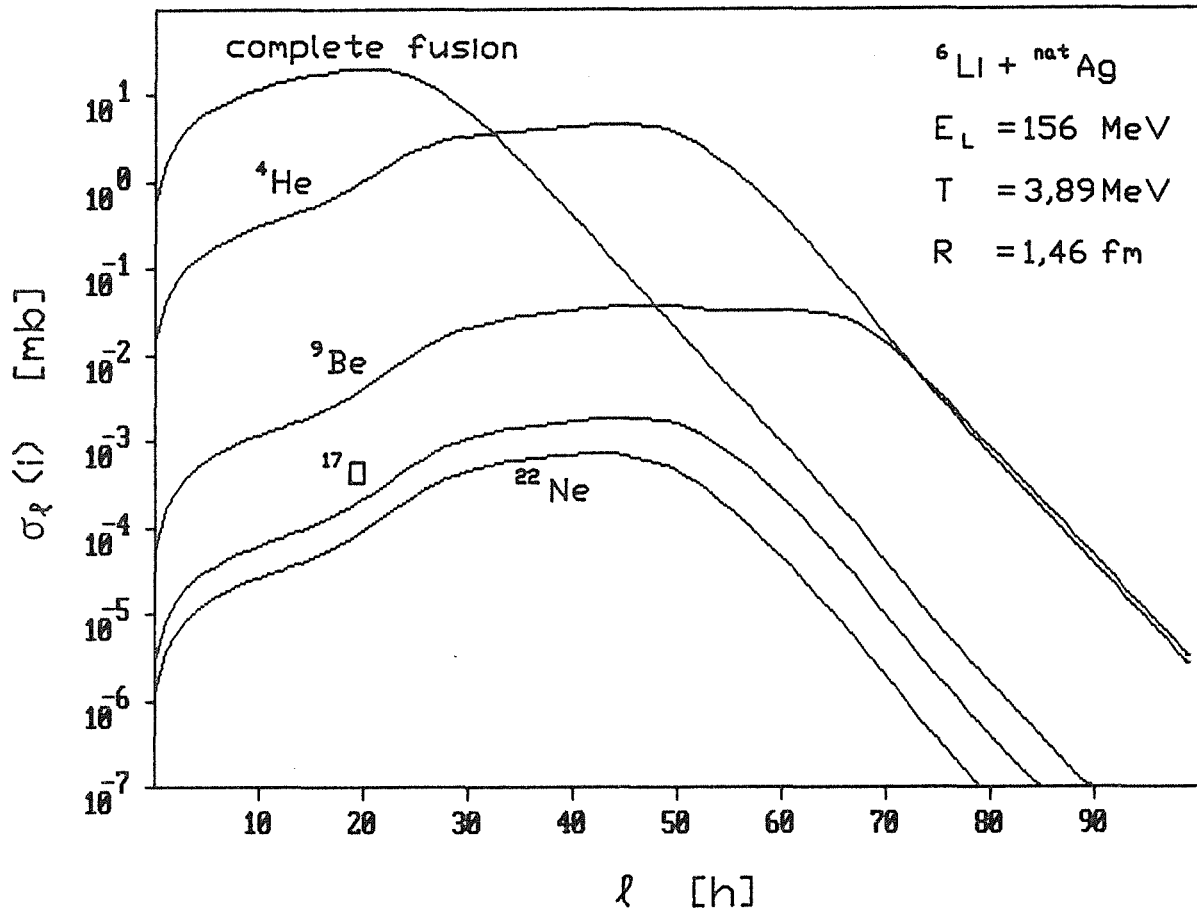


Abb. 5.15: Partielle Wirkungsquerschnitte $\sigma_l(i)$ für einige ausgesuchte Kanäle in der Reaktion 156 MeV ${}^6\text{Li} + {}^{\text{nat}}\text{Ag}$ aus der Berechnung mit dem neu normierten erweiterten Modell.

L_1	L_2	ΔL_1	ΔL_2	δ_0	χ^2
48.84	50.02	3.30	4.20	1.00	2.3

Tab. 5.3: Übersicht über die Streuphasen der elastischen Streuung von 156 MeV ${}^6\text{Li}$ an ${}^{90}\text{Zr}$.

Normierung der maximale Drehimpuls l_{max} , da durch die Konvergenz der partiellen Wirkungsquerschnitte nun bis zu unbegrenzten Drehimpulsen summiert werden kann. Ein weiteres entscheidendes Argument für die neue Normierung ist, daß nun wirklich nur der Reaktionsquerschnitt herangezogen wird und nicht mehr binäre Reaktionen in den zu großen elastischen Wirkungsquerschnitt gefittet werden.

Im Falle des erweiterten Modells ergibt sich, wie in Abb. 5.14 dargestellt, ebenfalls eine verbesserte Güte der Anpassung, bei nur geringfügig veränderten

Modell	T [MeV]	R [fm]	χ^2/F	Complete fusion [b]
OSM	1.38	2.61	19.	2.09
ESM	3.89	1.45	6.3	0.37

Tab. 5.4 Übersicht über die Berechnungen mit den neu normierten Summenregel Modellen.

Parametern. Die in Abb. 5.15 dargestellten partiellen Wirkungsquerschnitte entsprechen ebenfalls der Vorstellung von Drehimpulsfenstern. Die wichtigsten Parameter für die Berechnungen sind in Tabelle 5.4 zusammengefaßt.

Zusammenfassend kann man sagen, das Summenregel-Modelle, obgleich ihres einfachen Ansatzes durchaus geeignet sind, die komplexen Reaktionen, welche bei Experimenten mit schweren Ionen vorliegen zu beschreiben. Sie geben die Möglichkeit eines Einblickes in die Drehimpulsverhältnisse solcher Reaktionen. Ein Vorteil von Summenregel-Modellen liegt in dem verhältnismäßig geringeren Rechenaufwand - sämtliche in diesem Kapitel beschriebenen Rechnungen wurden auf einem Personal-Computer durchgeführt.

6. Zusammenfassung und Ausblick

Der experimentelle Teil dieser Arbeit umfaßt die Messung der inklusiven, doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitte $d^2\sigma/(d\Omega dE)$ für die Emission leichter Teilchen ($Z \leq 2$) beim Stoß von 156 MeV ${}^6\text{Li}$ -Ionen mit ${}^{\text{nat}}\text{Ag}$. Die verschiedenen Ejektile werden mit einem ortsempfindlichen Halbleiterteleskop nachgewiesen. Es zeigt sich, daß das ortsempfindliche Signal des Teleskopes bei den vorliegenden Zählraten und Energien nur für Ejektile mit einem Ionisationsvermögen größer oder vergleichbar den α -Teilchen verwendbar ist. Für schwächer ionisierende Teilchen ergeben sich aus der geringen Impulshöhe der Signale keine verlässlichen Ortsspektren mehr.

Zur Auswertung der Daten wurde ein auf einer graphischen Benutzerschnittstelle basierendes Computerprogramm entwickelt, welches z.B. die notwendige Ejektilseparation bequem und vielfältig bearbeiten läßt. Die Überprüfung des Programmes erfolgte anhand der Auswertung des Experimentes. Die gemessenen inklusiven Wirkungsquerschnitte setzen sich aus Anteilen zweier verschiedener Reaktionsmechanismen zusammen. Die Energiespektren werden dominiert von den für einen Projektilaufbruch typischen glockenförmigen Verteilungen bei den, der Strahlgeschwindigkeit entsprechenden Energien. Im Bereich kleiner Energien zeigt sich eine mit der Energie nahezu linear abfallende Komponente, die der Abdampfung von Teilchen aus (Pre)-Equilibriumsprozessen zugeordnet werden kann. Durch eine geeignete Parametrisierung werden die verschiedenen Reaktionsanteile in den inklusiven Wirkungsquerschnitten getrennt. Die hieraus ermittelte Komponente für den Projektilaufbruch zeigt die für Aufbruchreaktionen typische Winkelabhängigkeit.

Durch die Anwendung der Modelle von Serber [Ser47] und Glauber [Gla55] kann aus den experimentellen Daten der totale Wirkungsquerschnitt für den inelastischen Aufbruch für die einzelnen Ejektile abgeschätzt werden. Zur Prüfung dieser einfachen semiklassischen Modelle werden für die Energiespektren für die Emission eines Aufbruch α -Teilchen Rechnungen im Rahmen der "distorted wave Born approximation" [Bau76] durchgeführt. Es zeigt sich hierbei, daß die DWBA die Breite der Aufbruchverteilungen im Rahmen der Fehler sehr gut wiedergibt. Die Lage des Maximums wird von der DWBA um 1-2 MeV zu höheren Energien verschoben vorrausgesagt. Dieser Effekt wurde auch schon früher beobachtet [Hei89], ist aber im vorliegenden Fall zu klein um eine weiterführende Aussage zu machen. Die absolute Höhe der Spektren kann von der DWBA nicht wiedergegeben werden. Die gemessenen Spektren liegen ungefähr

einen Faktor 2 höher als die Vorhersagen der DWBA. Ein gewisser Teil dieser Diskrepanz läßt sich neben der Unbestimmtheit der "zero-range" Konstanten durch die Verwendung eines zu kleinen maximalen Drehimpulses verstehen. Rechnungen mit mehr Partialwellen sind auf den verfügbaren Vektorrechnern technisch nicht durchführbar. Eine weitere Unsicherheit liegt in den benutzten optischen Potentialen. In [SRH89] wird darauf hingewiesen, daß bei der Beschreibung von Aufbruchreaktionen die "on-shell"-Potentiale durch "off-shell"-Korrekturen ergänzt werden müßten. Mit den Wirkungsquerschnitten für die Emission leichter Teilchen steht nun eine breitere Basis zur Analyse der Emission von Fragmenten aus ${}^6\text{Li}$ induzierten Kernreaktionen zur Verfügung.

Im letzten Teil der Arbeit wird eine detaillierte Analyse von ${}^6\text{Li}$ induzierten Reaktionen durchgeführt. Hierzu wird zuerst ein von Wilczyński vorgeschlagenes Summenregel-Modell [WSD82] auf die Reaktionen angewendet. Die Ergebnisse zeigen, daß dieses Originalmodell bei den stark asymmetrischen Reaktionen mit ${}^6\text{Li}$ -Projektil nur zu schlechter Übereinstimmung mit den experimentellen Daten führt. Die Wirkungsquerschnitte für die leichten Ejektile bilden hierbei einen weiteren Indikator zur Beurteilung der Beschreibung durch Summenregel-Modelle. Ein neues, erweitertes Summenregel-Modell [Bra88], bei welchem der ursprünglich nur binären Reaktionstyp durch die Vorstellung der Emission von Fragmenten aus Zwischenzuständen auf dem Weg des dinuklearen Systems zur unvollständigen Fusion ergänzt wird, steht in wesentlich verbesserter Übereinstimmung mit den experimentellen Ergebnissen. Die Wirkungsquerschnitte für die leichten Ejektile werden nun wesentlich besser reproduziert. Im allgemeinen zeigt sich, daß das erweiterte Summenregel-Modell die an verschiedenen Targets gemessenen experimentellen Werte wiederzugeben in der Lage ist. Bei der Analyse der partiellen Wirkungsquerschnitte für die verschiedenen Ejektile und Eingangsdrehimpulse ergibt sich jedoch eine unnatürliche Divergenz der Wirkungsquerschnitte für große Drehimpulse. Die Ursache dieses auch für das Original-Modell beobachtbaren Effekts liegt in der für die Normierung der Summenregel-Modelle benutzten einfachen "sharp cut-off" Näherung für den Reaktionsquerschnitt. Für die Reaktion von 156 MeV ${}^6\text{Li}$ wurde diese relativ grobe Näherung durch ein auf einer Streuphasenanalyse von elastischen Streudaten beruhendes "smooth cut-off" Modell ersetzt. Die verbesserte Normierung löst die Konvergenzprobleme und führt zu einer verbesserten Beschreibung der experimentellen Daten.

Durch inklusive Messungen läßt sich natürlich nicht bestimmen inwieweit die gute Übereinstimmung des Modells mit den experimentellen Ergebnissen die Aussage zuläßt, daß die zugrunde liegende Vorstellung des

Reaktionsmechanismus der Wirklichkeit entspricht. Die Übereinstimmung des erweiterten Summenregel-Modells mit den bekannten inklusiven Daten ist aber ein starkes Indiz. Zur weiteren Klärung der komplizierten Produktionsprozesse für leichte und schwere Fragmente sind Koinzidenzexperimente nötig. Mit diesen wäre es möglich die Emission der schweren Fragmente auf dem Weg zur unvollständigen Fusion in Koinzidenz mit dem leichten Restfragment des Projektils nachzuweisen und aus den Winkel- und Energieverteilungen weitere Information über den Bildungsmechanismus zu gewinnen. Derartige Experimente sind im Gange [PPW90, GKS90].

Literaturverzeichnis

- APG81 T.C. Awes, G. Poggi, C.K. Gelbke, B.B. Back, B.G. Glagola, H. Breuer, V.E. Vioala, Jr., Phys. Rev. C24 (1981) 89
- Bau76 G. Baur, D. Trautmann, Phys. Rep. C25 (1976) 293
G. Baur, F. Rösler, D. Trautmann, R. Shyam, Phys. Rev. C111 (1984) 333
- BDG71 J.P. Bondorf, F. Dickmann, D.M.E. Gross and J.P. Siemens, J.Phys.(Paris) Colloq.(1971) No. 6,145
- BMN88 J. Bojowald, H. Machner, H. Nann, W. Oerlert, M. Rogge and P. Turek, Phys. Rev. C38 (1988) 1153
- Bor86 B. Borderie, J. Phys. (Paris) 47 Colloq. (1986) C4-251
- Bra88 I.M. Brâncuș, KfK-Report 4453 (Okt.1988)
- BSS85 G. Baur, R. Shyam, D.K. Srivastava, N. Heide, private Mitteilung
- Bud83 A. Budzanowski, Proc. 3rd Adriatic Europhysics Conf., Dynamics of Heavy Ion Collisions, Hvar, Jugoslawien 25.-31. Mai 1981, eds. N. Cindro, R.A. Ricci, W. Greiner, North Holland - Amsterdam (1981) p. 189
- Bud89 Int. Conf. on Nuclear Physics, 3.-9. Jan. 1989 Calcutta, in Nuclear Reaction Mechanism, ed. S. Mukherjee, p. 448, World Scientific, Singapore 1989
- BWH89 I.M. Brâncuș, J. Wentz, H.U. Hohn KfK-Report 4610B (Okt. 1989)
- CGR82 J. Cook, H.J. Gils, H. Rebel, Z. Majka, H. Klewe-Nebenius, Nucl.Phys. A388 (1982)173
- CG82a V. Corcalciuc, H.J. Gils, H. Rebel, J. Buschmann, R. Pesl, R. Dumitrescu, S. Zagromski and K. Feißt, Z. Phys. A305 (1982) 351
- Gel84 C.K. Gelbke, Proc. of the workshop on coincident particle emission from continuum states in nuclei, Bad Honnef 4.-7. Juni 1984 eds. H. Machner and P. Jahn, World Scientific, Singapore 1984, p. 230
- GIK89 K. Grotowski, J. Ilnicki, T. Kozik, J. Lukasik, S. Micek, Z. Sosin, A. Wieloch, N. Heide, H. Jelitto, J. Kiener, H. Rebel, S. Zagromski and A.J. Cole, Phys. Lett. B223(1989)287

- Gil80 H.J. Gils KfK-Report 3063 (Nov. 1980)
- GKS90 K. Grotowski, T. Kozik, Z. Sosin, in Vorbereitung
- Gla55 R.J. Glauber, Phys. Rev. **99**(1955)1515
- Gou64 F.S. Goulding, D.A. Landis, J. Cerny and P.H. Pehl, Nucl. Instr. Meth. **31**(1964)1
- Hei89 N. Heide, KfK-Report 4551 (März 1989)
- Jel88 H. Jelitto, KfK-Report 4259 (Mai 1987)
- KBG87 T. Kozik, J. Buschmann, K. Grotowski, H.J. Gils, N. Heide, J. Kiener, H. Klewe-Nebenius, H. Rebel, S. Zagromski, A.J. Cole, S. Micek, Z. Phys. **A326** (1987) 421
- Kie90 J. Kiener, KfK-Report 4691 (Feb. 1990)
- Mor75 L.G. Moretto, Nucl. Phys. **A247** (1975) 211
- MoW88 L.G. Moretto and G.J. Wozniak, Nucl. Phys. **A488** (1988) 337c
- Neu79 B. Neumann KfK 2887 (Dez. 1979)
- OHC87 J. Oehlschläger, H.U. Hohn, V. Corcalciuc, KfK-Report 4275B (Jun. 1987)
- PKN83 R. Planeta, H. Klewe-Nebenius, B. Neumann, J. Buschmann, H.J. Gils, H. Rebel, S. Zagromski, C. Freindl, K. Grotowski, KfK-Report 3642 (Dez. 1983)
- PPW90 M. Pârlog, D. Popescu, J. Wentz, S. Zagromski, I.M. Brâncuș, V. Corcalciuc, H.J. Gils, H. Rebel, Frühjahrstagung der DPG, Straßburg 1990
- RBC88 H. Rebel, I.M. Brâncuș, A.J. Cole, K. Grotowski and T. Kozik, Proc. of the Symp. on Nuclear Physics, 27.-31. Dez. 1988, in Invited Papers Vol. **31A** (1988) 209
- Reb83 H. Rebel, in Nuclear Collective Dynamics, eds. D. Bucurescu and N.F. Zamfir, World Scientific, Singapore (1983)
- RoT67 L.S. Rodberg and R.M. Thaler, Introduction to the Quantum Theory of Scattering, New York, London (1967)
- Sch74 G.W. Schweimer 1974 - interner Bericht des KfK
I.M. Brâncuș, J. Oehlschläger, J. Wentz KfK-Report 4454B (Sep. 88)

- Sch87 H. Schlösser, Dissertation Universität Erlangen (1987)
- Ser47 R. Serber, Phys. Rev. **72**(1947)1008
- SLN84 T. Suomijarvi, R. Lucas, C. Ngô, E. Tomasi, D. Dalili and J. Matuszek
Nuov. Cim. **82A**(1984)51
- SRH89 D.K. Srivastava, H. Rebel, N. Heide, KfK-Report 4565; Nucl. Phys.
A506 (1990) 346
- Sto84 R. Stokstadt, Comments Nucl. Phys. **13** (1984) 231
- Uts84 H. Utsunomiya, Michigan State Univ., Cycl. Lab. MSUCL - 466
(Jun1984)
- WeG89 J. Wentz, G. Gsottschneider 1989, unveröffentlichtes Programm
- Wen88 J. Wentz 1988, unveröffentlichtes Programm
- Wil73 J. Wilczyński, Nucl. Phys. **A216** (1973) 386
- WSD82 J. Wilczyński, K. Siwek-Wilczyńska, J. van. Driel, S. Gonggrijp,
D.C.J.M. Hageman, R.V.F Janssens, J. Lukasiak, R.H. Siemssen and
S.Y. van der Werf, Phys. Rev. Lett **45**(1980) 606; Nucl. Phys **A373**
(1982) 109
- Wu78 J.R. Wu, C.C. Chang and H.D. Holmgren, Phys. Rev. **C19**(1979) 659

Danksagung

Herrn Prof. Dr. G. Schatz möchte ich meinen Dank aussprechen, daß er diese Studie ermöglicht und durch sein stetiges Interesse gefördert hat. Die Arbeit ist eingebettet in die Untersuchungen der Emission von Fragmenten mittlerer Masse bei Kernreaktionen mit leichten Ionen am Karlsruher Isochron-Zyklotron.

Den Mitgliedern der Arbeitsgruppe Frau S. Burkhardt, Herrn Dr. V. Corcalciuc, Herrn Dipl. Phys. G. Gantenbein, Herrn Priv.-Doz. Dr. H.-J. Gils, Herrn cand. phys. G. Gsottschneider, Herrn Dr. N. Heide, Herrn math.-tech. Ass. H.U. Hohn, Herrn Dr. H. Jelitto, Dipl. Ing. (BA) C. Garcia, Herrn Dr. J. Kiener, Frau A. Köhler, Herrn Dipl.-Math. J. Oehlschläger, Herrn Prof. Dr. H. Rebel und Herrn Dipl.-Ing. (FH) S. Zagromski gilt mein Dank für die Unterstützung bei der Durchführung der Experimente und für zahlreiche hilfreiche Diskussionen.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr. H. Rebel für seine zahlreichen konstruktiven Hinweise und Erläuterungen.

Frau Dr. I.M. Brâncuş und Herrn Dr. V. Corcalciuc (Intitute for Atomic Physics Bucharest, Romania) bin ich für die langen, klärenden Diskussionen bei der Ausarbeitung der theoretischen Modelle zu Dank verpflichtet.

Der Betriebsgruppe des Karlsruher Isochron-Zyklotrons danke ich für den steten Einsatz zur Bereitstellung des ${}^6\text{Li}$ -Strahles.

Frau I. Antoni und Frau S. Burkhardt möchte ich meinen Dank für ihre Hilfe bei der technischen Bearbeitung der Arbeit aussprechen.

Anhang A

Das Programm Spektrum

Spektrum ist ein Computerprogramm zur Analyse kernphysikalischer List-Mode Daten. Das Programm wurde für eine PDP 11/73 unter dem Betriebssystem RSX11 entwickelt und erfordert mindestens 0,5 MB Hauptspeicher, sowie eine IGP-PLUS Graphikkarte.

Die Benutzerschnittstelle von Spektrum ist graphikorientiert. Die Steuerung durch den Benutzer erfolgt interaktiv mit einer Maus - die auf früheren Computern nötige Eingabe komplizierter Kommandos wird durch einfaches "Anklicken" von Objekten ersetzt. Anordnung und Eigenschaften der Bedienungselemente lehnen sich stark an die modernen Benutzeroberflächen für Betriebssysteme an. Das Programm ist daher in weiten Bereichen selbsterklärend und erfordert nur eine geringe Einarbeitungszeit.

Spektrum kann, ausgehend von List-Mode Daten ein- und zweidimensionale Spektren erzeugen. Zusätzlich wird die Möglichkeit von sogenannten Rechenspektren geboten. Diese werden vom Benutzer durch eine Berechnungsvorschrift definiert und in gleicher Weise wie eindimensionale Spektren behandelt. Das heißt, Rechenspektren können ihrerseits wieder die Achse eines zweidimensionalen Spektrums sein. In der vorliegenden Version von Spektrum werden maximal 32 ein- und 8 zweidimensionale Spektren mit einer Matrix von 128*128 Punkten unterstützt.

Durch vielfältige Kombinationsmöglichkeiten von Fenstern in den ein- und zweidimensionalen Spektren gestattet Spektrum die Separation der experimentellen Rohdaten hinsichtlich beliebiger physikalischer Korrelationen. Zum Beispiel wird für die Separation verschiedener Teilchen in einer Bethe-Bloch ΔE -E Auftragung die hyperbelförmige Region durch ein beliebiges Polygon festgelegt. Reduzierte Daten werden wieder in einem List-Mode File abgespeichert, was eine beliebige Schachtelung einzelner Reduktionen erlaubt, ohne daß Information aus weiteren Kanälen verlorenght.

Die Eichung der Spektren erfolgt über benutzerdefinierte Berechnungsvorschriften. Im ersten Schritt wird die Eichung Ereignis für Ereignis angewendet und erneut als List-Mode File abgespeichert. Das Einsortieren in die entgültigen Spektren erfolgt im zweiten Schritt der Eichung. Diese Trennung bietet den Vorteil der Entkopplung von Eichung und

Einsortierung in Intervalle vorgegebener Breite. Es ist daher möglich den Einsortiervorgang als Einzelprozeß, z.B. mit veränderter Intervallgrenze zu wiederholen. Ein weiterer Teil von Spektrum erlaubt die Weiterbearbeitung der "reellen" Spektren. Durch ein Fitprogramm können Parametrisierungen angepaßt werden, um z.B. Untergrundkorrekturen vorzunehmen.

Trotz der äußerst geringen Leistung des PDP 11/73 Computer (eine Umsetzung auf Mikro-VAX ist möglich und erstrebenswert), ermöglicht Spektrum durchaus die sinnvolle Bearbeitung von Rohdaten im Bereich bis 100 MByte. Die gesamte Datenaufbereitung in dieser Arbeit wurde mit Spektrum durchgeführt.